

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Семиков Сергей Александрович

**Методы экспериментальной проверки
баллистической теории Ритца**

01.04.03 – Радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Бакунов Михаил Иванович

Нижегород – 2016

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ КАК КРИТЕРИЙ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.....	15
§ 1.1. Статистика двойных звёзд и эффект Барра.....	15
§ 1.2. Эффект Ритца и природа закона Хаббла	33
§ 1.3. Эффект абберации звёздного света и его аномалии	51
§ 1.4. Аномалии экзопланет как следствие вариаций скорости света	53
§ 1.5. Эффект Ритца, двойные и переменные звёзды	64
§ 1.6. Выводы	85
ГЛАВА 2. КРИТЕРИИ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ И РАДИОАСТРОНОМИИ, ЛАЗЕРНОЙ И РАДИОЛОКАЦИИ	86
§ 2.1. Рентгеновские пульсары, барстеры, новые и сверхновые звёзды.....	86
§ 2.2. Механизмы генерации гиролиний рентгеновских пульсаров, радиоизлучения квазаров, радиопульсаров и космических мазеров	102
§ 2.3. Искажение видимой структуры изображений звёзд, планет и галактик	106
§ 2.4. Невязки планетной радиолокации и их баллистическая коррекция	124
§ 2.5. Радарные ошибки АМС, GPS, ГЛОНАСС и баллистические поправки	131
§ 2.6. Невязки лазерной локации и «неравномерность» вращения Луны и Земли	140
§ 2.7. Выводы	144
ГЛАВА 3. ОПТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НАБЛЮДЕНИЮ СЛЕДСТВИЙ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.....	145
§ 3.1. Опыт Саньяка, лазерный гироскоп и роль вращения зеркал	145
§ 3.2. Опыты с движущимися средами – опыты Физо, Кантора и Дуплищева.....	148
§ 3.3. Проверка постоянства скорости света фемтосекундными лазерами	150
§ 3.4. Экспериментальная проверка ритц-эффекта методами лазерной физики.....	152
§ 3.5. Эффект генерации гармоник при модуляции скорости света.....	162
§ 3.6. Поперечный эффект Доплера в баллистической теории	166
§ 3.7. Характеристики элементарных излучателей волн в теории Ритца	169
§ 3.8. Эксперименты с использованием эффекта Мёссбауэра	173
§ 3.9. Выводы	176

ГЛАВА 4. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ У РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ	178
§ 4.1. Опыты с движущимися мезонами и ядрами	178
§ 4.2. Замеры скорости аннигиляционного излучения	183
§ 4.3. Опыты с синхротронным излучением (Мазманишвили, Александров)	185
§ 4.4. Механизм генерации синхротронного излучения в баллистической теории	192
§ 4.5. Механизм генерации и свойства черенковского излучения	198
§ 4.6. Свойства ондуляторного излучения в баллистической теории	203
§ 4.7. Прямые замеры скорости релятивистских частиц и их излучения	205
§ 4.8. Баллистическая электродинамика	209
§ 4.9. Квантовые эффекты баллистической электродинамики	211
§ 4.10. Аномалии и статистические характеристики космических лучей	216
§ 4.11. Выводы	222
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	223
Литература	225
Список публикаций по теме диссертации	240
Доклады и выступления на семинарах и чтениях	243

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особенно актуальна проблема точного измерения скорости света и влияния на неё скорости источника [1, 2], в т.ч. ввиду регистрации электромагнитных волн с групповой скоростью выше скорости света в вакууме c [3, 4] и регистрации в вакууме световых сигналов со скоростью ниже c [5]. Об актуальности темы свидетельствует ряд работ, опубликованных в последние 15 лет академиком РАН Е.Б. Александровым, М.А. Бонч-Бруевичем, Г.Б. Малыкиным, А.С. Мазманишвили и др. [6–14]. Из них следует, что утвердившееся в XX веке мнение о постоянстве скорости света фактически не подтверждено экспериментами. Только в последние десять лет поставлены прямые эксперименты, в том числе с применением синхротронного излучения, позволяющие точно измерить влияние скорости источника.

Как отмечено [6, 9, A1–A5], прежние аргументы, основанные на анализе наблюдений двойных звёзд, пульсаров и замерах скорости излучения от релятивистских частиц и ядер, не имеют доказательной силы. Актуальность анализа влияния источника на скорость света, предсказанного век назад в рамках Баллистической Теории Ритца (БТР), диктуется и тем, что из теории следует эффект трансформации частоты света при ускорении источника. В случае подтверждения эффект позволит плавно перестраивать частоту оптического лазерного излучения, переводя его в любой иной диапазон электромагнитных волн. В применении к явлениям космоса эффект объясняет ряд аномалий, открытых при исследовании внегалактических и галактических объектов, в т.ч. экзопланет. Из баллистической теории следуют электродинамические соотношения, отличные от найденных в рамках электродинамики Максвелла. Т.е. количественный анализ в рамках баллистической теории позволит уточнить электродинамические характеристики и повысить КПД приборов, включая ускорители элементарных частиц [A37, A45].

Баллистическую теорию света выдвинул в 1908 г. швейцарский физик и математик Вальтер Ритц [15] в качестве классической альтернативы специальной теории относительности (СТО) и теории эфира. В 1909–1911 гг. баллистические гипотезы независимо выдвинули также Д.Ф. Комсток, Дж. Кунц, Р. Толмен, О.М. Стюарт и Дж.Дж. Томсон [16]. Согласно баллистической теории, электромагнитные воздействия, свет, распространяются, как в корпускулярной теории Ньютона, аналогично потоку частиц, испущенных относительно источника со стандартной скоростью света в вакууме c . При движении источника в инерциальной системе отсчёта со скоростью \mathbf{V} , эта скорость в момент излучения механически добавляется к c , и скорость света c' в инерциальной системе наблюдателя определяется как векторная сумма

$$\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{V}, \quad (1)$$

аналогично скорости снарядов из подвижного орудия (отсюда название теории). Эта механическая модель электромагнитных взаимодействий удовлетворяла принципу относительности Га-

лился, объяснив, как отмечено [16, 17], aberrацию звёздного света и отрицательный результат опытов Майкельсона-Морли, Кеннеди-Торндайка, Трутона-Нобла и других опытов по выявлению инерциального движения Земли. В рамках этой теории Ритц объяснил и волновые свойства света [15, A51], а Дж.Дж. Томсон вывел верные выражения для полей **E** и **H** элементарного излучателя [18]. Этот изящный вывод до сих пор приводят в современных курсах физики [19].

Основное содержание баллистической теории Ритца, как отметил академик М.А. Ельяшевич [20, 21], составляет бесполевого домаквеллов подход в электродинамике, восходящий к работам Вебера, Гаусса и Римана. В рамках этого подхода электромагнитные силы определялись исключительно как функции относительных положений, скоростей и ускорений зарядов, а не пустого пространства между ними. Для их описания Ритц предложил, задолго до квантовой электродинамики, гипотезу о квантах электрического поля – переносящих электрическое воздействие элементарных частицах (*реонах R*, от греч «реос» – поток, истечение, так как баллистические теории называют ещё теориями истечения [15, 16, A20]), постоянно испускаемых электронами (и другими заряженными частицами) со скоростью света c и поглощаемых другими зарядами в ходе обменного взаимодействия. Поток этих частиц, перенося механический импульс, создаёт при ударах частиц о другие электроны электрическое отталкивание. Механическое добавление скорости электронов и источника к скорости испущенных ими квантов (*реонов*) приводит к зависимости (1) скорости электрических воздействий и света от скорости источника. То есть электрическое поле и переносящие его частицы-реоны сохраняют скорость излучающих зарядов, что подтвердили и прямые эксперименты [22]. Анализ литературы, принятый автором, показал, что термин «*реоны*» предлагался прежде и в отношении других гипотетических субэлектронных частиц, например академиком Н.С. Акуловым [23].

Магнитные, индукционные и гравитационные силы в теории Ритца получались в качестве малых поправок к электрической силе, вызванных относительным движением зарядов. Ритц вывел формулы всех электродинамических эффектов и классически объяснил релятивистские эффекты, включая рост массы быстрых электронов и смещение перигелия Меркурия, ещё в 1908 г. верно предсказав смещения перигелиев других планет [15] и получив для них формулу, совпавшую с найденной спустя 7 лет Эйнштейном в общей теории относительности [24].

Таким образом, теория Ритца – это фундаментальная теория, охватывающая широкий круг явлений и классически объяснившая ряд эффектов, открытых на рубеже XIX-XX вв. в качестве противоречащих классической физике. Тем самым теория Ритца составила серьёзную классическую альтернативу СТО, без коренной ломки классических представлений.

Однако век назад, в 1913–1914 гг., теорию Ритца отклонили, как отмечено в работах [6, 25, 26], без достаточных оснований, по некорректным критериям. Первый аргумент против теории Ритца, выдвинутый в 1913 г. Де Ситтером и основанный на астрометрических измерениях ис-

кажений в движении двойных звёзд, за счёт влияния их орбитальной скорости на скорость излучаемого света [24], как показал Дж. Фокс [25], не имеет доказательной силы, если учесть рассеяние света межзвёздной средой. Среда как вторичный источник переизлучает свет со скоростью c уже относительно среды, т.е. нивелирует отклонения скорости света от стандартного значения c , и наблюдаемые искажения окажутся крайне малы, в согласии с наблюдениями. Эти остаточные уклонения реально наблюдаются в форме эффекта Барра (§ 1.1). То же относится к другим астрономическим наблюдениям, приводимым в качестве противоречащих теории Ритца. В том числе это – эксперимент со светом звёзд, выполненный Р. Томашеком по схеме Майкельсона [16] и опыт А.М. Бонч-Бруевича [27] – сравнение скорости движущихся краёв Солнца. Аналогично все другие опыты по сравнению скоростей света, прошедшего сквозь межзвёздные и земные среды, не могут служить достоверными критериями проверки баллистической теории. Как показано в ряде работ [25, 28–30, A2], фактически не противоречат баллистической теории и опыты в области физики высоких энергий и замеры скорости света релятивистских частиц.

Таким образом, несмотря на вековую историю проверок баллистической теории, всё ещё нет экспериментов, однозначно доказывающих ошибочность теории Ритца и независимость скорости света от скорости источника. Напротив, как показано в данной работе, существует ряд свидетельств в пользу непостоянства скорости света и влияния на неё скорости источника. Поэтому требуются новые, уточнённые эксперименты для однозначной проверки постоянства скорости света в вакууме, в том числе с помощью радиолокации, лазерной локации и фемтосекундных лазеров. Также возможны эксперименты по проверке следующих из баллистической теории эффектов преобразования частоты света и длительности лазерных импульсов. В работе рассмотрим классические и современные опыты и критерии проверки теории Ритца и предложим новые. Реализация новых экспериментов и методов проверки теории Ритца позволит, во-первых, получить уточнённое значение скорости света в вакууме, во-вторых, – однозначно проверить её постоянство и независимость от скорости источника и от других факторов, с целью окончательного прояснения этого всё ещё не решённого вопроса оптики и электродинамики.

В диссертационной работе произведён подробный анализ накопленных за век опытных данных по проверке баллистической теории в космосе, в оптических экспериментах и в опытах из области физики высоких энергий, предложен ряд новых методов и критериев проверки.

Научная новизна проведённых исследований заключается в следующем:

1. Впервые рассмотрены эффекты баллистической теории для экзопланет (*искажение графика лучевых скоростей, инверсия орбитального движения, гармоника орбитального периода на кривой лучевых скоростей и т.д.*). На конкретных примерах экзопланетных систем и статистики экзопланет показано, что эти эффекты, противоречащие современной астрофизике, реально обнаружены и находят простое объяснение в теории Ритца.

2. Показано, что из баллистической теории следует эффект преобразования длины волны от ускоренно движущегося источника (*эффект Ритца*). Впервые на основе эффекта качественно и количественно объяснён рост красного смещения с расстоянием (*закон Хаббла*) в рамках модели стационарной Вселенной. Впервые рассчитано теоретическое значение постоянной Хаббла близкое к измеренному. Объяснены парадоксы закона Хаббла, не решённые стандартной космологической моделью. В частности, эффект Ритца позволяет объяснить разницу красных смещений у парных галактик, избыток красного смещения квазаров и других аномальных объектов и дефицит красного смещения у наиболее далёких галактик без привлечения гипотез об ускоренном расширении Вселенной и о тёмной энергии.
3. Впервые в рамках баллистической теории объяснены (в качестве естественных следствий эффекта Ритца) все свойства и аномалии пульсаров, цефеид и других переменных звёзд: *эффект Блажко, изменения периода кривой блеска, вариации спектра и т.д.*
4. Подробно рассмотрены результаты космической радиолокации. Показано, что данные радиолокации Венеры точнее соответствуют гипотезе о влиянии скорости источника на скорость света, а не постулату о постоянстве $c' = c$. Впервые с позиций баллистической теории объяснены аномалии данных радиолокации таких АМС как «Пионер-11, 12», «Кассини» и показано, что их аномальное ускорение по величине и направлению соответствует предсказанному баллистической теорией. Впервые из теории Ритца объяснена Flyby-аномалия у АМС, пролетающих мимо Земли по гиперболической траектории.
5. Впервые предложен ряд новых критериев проверки баллистической теории методами космической радиолокации, лазерной локации и астрометрии. Критерием проверки влияния скорости источника на скорость света служит сопоставление результатов измерений координат и скоростей небесных тел и АМС, полученных этими тремя методами.
6. Предложен ряд новых схем оптических экспериментов, в том числе с применением фемтосекундных лазеров, для прямого уточнённого измерения скорости света от движущегося источника и сравнения её со скоростью от неподвижного источника.
7. Впервые предложена схема эксперимента по проверке эффекта Ритца в земных лабораториях, которая в случае подтверждения эффекта позволит трансформировать лазерное оптическое излучение источника в любые другие частотные диапазоны.
8. Построена теория генерации гармоник несущей частоты лазерного излучения при его воздействии на атомы газа или наночастицы, основанная на гипотезе влияния скорости рассеивающих частиц на скорость света: осцилляции светового давления приводят к осцилляциям скорости света и искажению профиля электромагнитной волны.

9. Построена теория генерации черенковского, синхротронного и ондуляторного излучений в рамках баллистической теории. Показано, что регистрируемые характеристики этих типов излучений согласуются с выводами баллистической теории.
10. Впервые показано, что результаты опытов Мазманишвили и Александрова по измерению скорости синхротронного излучения не противоречат баллистической теории, а косвенно свидетельствуют в её пользу. Предложен метод прямого измерения скорости частиц и их излучения, позволяющий осуществить однозначную проверку теории Ритца.

Во введении обоснована актуальность работы, формулируются её цели, кратко изложено содержание диссертации, приведены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе произведён анализ проверок баллистической теории света в космосе средствами оптической астрономии, предоставившей первые критерии проверки теории.

В § 1.1 рассмотрен эффект искажения в движении двойных звёзд, обусловленный, согласно баллистической теории, добавлением их орбитальной скорости к скорости света. Отмечено, что эффект реально наблюдается в виде эффекта Барра, т.е. преобладания двойных звёзд с орбитами, вытянутыми к Земле (с долготами периастра, группирующимися возле значения $\omega = 90^\circ$). Предложены критерии проверки, устанавливающие связь эффекта Барра с переменностью скорости света. Показано, что все приведённые критерии удовлетворяются.

В § 1.2 в рамках баллистической теории обоснован эффект Ритца, т.е. эффект преобразования длины волны $\lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2)$ света от источника, удалённого на расстояние r , излучающего длину волны λ и движущегося с лучевым ускорением a_r . Показано, что из эффекта Ритца в модели стационарной Вселенной следует хабблов закон красного смещения галактик $\lambda' = \lambda(1 + rH/c)$. По известным центростремительным ускорениям a звёзд в ядрах галактик эффект позволяет рассчитать теоретическое значение постоянной Хаббла $H = a_r/c$, близкое к измеренному. На ряде примеров показано, что эффект объясняет парадоксы красного смещения и аномалии закона Хаббла, не нашедшие интерпретаций в рамках стандартной космологической модели.

В § 1.3 отмечено, что эффект аберрации звёздного света открыт и объяснён Дж. Брэдлеем в рамках баллистического принципа и может рассматриваться как одно из современных подтверждений баллистической теории. Показано, что равенство аберрационных углов для света, излучённого галактиками и звёздами, не противоречит баллистической теории, если красное смещение обусловлено эффектом Ритца, а не расширением Вселенной.

В § 1.4 исследована статистика экзопланет и примеры экзопланетных систем с аномальными свойствами (*обратным вращением, аномалиями плотности и т.д.*), а также нетипичными для планет орбитами (*высокий эксцентриситет, избирательная ориентация орбит, аномально малые и большие радиусы орбит*). Показано, что эти аномалии предсказаны баллистической теорией и получают простое естественное объяснение в её рамках.

В § 1.5 проанализированы следствия баллистической теории и эффекта Ритца для систем двойных звёзд, в том числе колебания блеска и спектров двойных звёзд, обусловленные их орбитальным движением. Обоснована гипотеза Ла Розы-Секерина, согласно которой физически переменные звёзды, цефеиды представляют собой двойные звёзды, меняющие свою яркость по эффекту Ритца. В рамках этой гипотезы объяснены аномальные свойства переменных звёзд, включая плавные и скачкообразные вариации периодов, амплитуд кривой блеска, эффект Блажко и т.д. Предложены критерии проверки гипотезы Ла Розы-Секерина.

Во второй главе рассмотрены методы проверки баллистической теории средствами радио-, рентгеновской и гамма-астрономии в сопоставлении с данными оптических методов.

В § 2.1 исследован известный аргумент Брэчера [31, 32], согласно которому наблюдения рентгеновских пульсаров и барстеров противоречат баллистической теории. Показано, что фактически, учёт переизлучения межзвёздной средой снимает это противоречие. Продemonстрировано, что ряд аномалий пульсаров и барстеров естественно объясняется в рамках баллистической теории, качественно и количественно предсказывающей подобные эффекты.

В § 2.2 показано, что из эффекта Ритца следует эффект генерации рентгеновских линий и радиолиний излучения космических мазеров, а также радио- и рентгеновского излучения квазаров, радиогалактик, взрывающихся, сейфертовских галактик и лацертид. Кроме того, эффект Ритца объясняет быстрые вариации интенсивности излучения этих галактик.

В § 2.3 рассмотрены возможные эффекты, возникающие при искажении структуры и умножении числа изображений звёзд и галактик, вызванные их вращением и орбитальным движением. Предсказанные баллистической теорией искажения сопоставлены с наблюдаемыми искажениями формы галактик и звёзд, по данным оптических и радиотелескопов-интерферометров, обладающих рекордным угловым разрешением.

В § 2.4 исследованы результаты планетной радиолокации, в первую очередь, результаты радиолокации Венеры. Обоснована аргументация Б. Уоллеса и В.П. Селезнёва по интерпретации невязок планетной радиолокации как результата неучёта влияния скорости планет на скорость излучённого и отражённого радиосигнала. Учёт баллистического принципа снижает величину невязок, повышая точность радарных замеров орбитальных элементов планет.

В § 2.5 произведён анализ ошибок навигации космических аппаратов, включая АМС «Фобос-I, II», «Пионер-11, 12» и «Кассини». В теории Ритца эти ошибки интерпретированы без гипотезы об аномальном ускорении аппаратов в направлении Солнца, но как следствие неучтённого влияния скорости АМС на скорость радиосигнала. В рамках классической физики объяснена Flyby-аномалия, обнаруженная у АМС на пролётных траекториях возле Земли.

В § 2.6 произведён анализ результатов лазерной локации Луны и космических аппаратов. Доказано, что невязки данных лазерной локации и эфемерид, построенных по данным астро-

метрии, исчезают при учёте влияния скорости Земли и Луны на скорость света. Показано, что учёт переменности скорости света устраняет также ряд «неравномерностей» в движении Луны и Земли, выявленных методом лазерной локации. Предложены критерии проверки этой гипотезы и влияния скорости источника на скорость света в космосе.

В третьей главе произведён анализ результатов оптических экспериментов по проверке баллистической теории и предложены новые схемы опытов и критерии для прямых методов проверки эффекта Ритца и влияния скорости источника на скорость света.

В § 3.1 исследованы результаты опытов с вращающимися зеркалами и стеклянными пластинками, в том числе опыт Саньяка, опыт Харреса, принципы работы лазерных гироскопов. Вопреки распространённому мнению, показано, что данные этих опытов и приборов не противоречат баллистической теории, предсказавшей точное значение для величины сдвига интерференционных полос. Предложены схемы установок, видоизменяющих эксперимент таким образом, чтобы реализовать однозначную проверку баллистической теории.

В § 3.2 в рамках баллистической теории рассчитана зависимость скорости света от подвижного источника в неподвижной среде, а также для скорости света неподвижного источника в движущейся среде. Показано, что расчётная величина скорости соответствует результату опыта Физо и аналогичных опытов, включая опыты У. Кантора и М.И. Дуплищева.

В § 3.3 рассмотрены схемы экспериментов с использованием лазеров, в частности фемтосекундных и волоконных, для прямого измерения скорости света от движущегося источника. Показано, что современная лазерная техника позволяет обнаружить вариации скорости света за счёт движения источника, посредством прямых измерений скорости света.

В § 3.4 предложены схемы лазерных установок для проверки эффекта Ритца и преобразования оптического лазерного излучения частоты f , после рассеяния на ускоренно летящих частицах, – в излучение изменённой частоты $f' = f/(1 + ra_r/c^2)$, в т.ч. иных частотных диапазонов. Расчётная критическая величина ускорения $a \sim 10^{17}$ м/с², требуемая для трансформации f в разы, как показано, вполне достижима в электрических и магнитных полях для электронов, атомов и наночастиц, служащих переизлучающими центрами. Рассчитаны теоретические характеристики выходного излучения – несущая частота, мощность, длительность импульса излучения в зависимости от характеристик рассеивающей среды, от угла рассеяния и оптического пути. Установка, собранная по рассмотренной схеме, позволит однозначно проверить эффект Ритца, и, в случае его подтверждения, – плавно перестраивать частоту света.

В § 3.5 построена теория генерации гармоник лазерного излучения, рассеянного на атомах или наночастицах. Показано, что быстрые осцилляции светового давления, модулируя скорость частиц и скорость переизлучённого ими света, приводят к искажению гармонического сигнала и, как следствие, к генерации высших гармоник. Показано, что эффект позволяет объяснить ряд

свойств аттосекундных импульсов, генерируемых при воздействии лазерного излучения на атомы газа или плазму, образованную при абляции твёрдой поверхности. Предложены критерии, позволяющие сделать вывод о природе доминирующего механизма генерации гармоник и о его связи с модуляцией скорости света.

В § 3.6 произведён расчёт величины поперечного эффекта Доплера и квадратичного эффекта Доплера в рамках баллистической теории. Показано, что выводы баллистической теории, во-первых, не противоречат результатам опытов по измерению квадратичного эффекта Доплера, во-вторых, в ряде случаев лучше согласуются с данными опытов, чем прогнозы СТО. В частности, классический эффект Доплера легко объясняет Flyby-аномалию.

В § 3.7 рассчитаны характеристики излучения простейших типов излучателей электромагнитных волн (диполь Герца, вращающийся заряд и т.д.) с позиций баллистической теории. Показано, что предсказанные баллистической электродинамикой характеристики согласуются с измеренными и с рассчитанными в рамках электродинамики Максвелла.

В § 3.8 исследованы проявления эффекта Ритца для γ -источников, установленных на разной высоте или на вращающихся дисках, что позволяет выявлять сдвиги частоты по эффекту Мёссбауэра. Показано, что измеренный по эффекту Мёссбауэра сдвиг частоты полностью согласуется с предсказаниями теории Ритца, при учёте эффекта переизлучения. В отсутствие переизлучения предсказания баллистической теории согласуются с измеренными вариациями длины волны излучения. Аналогично показано, что сдвиг частоты γ -источника в гравитационном поле тоже может быть объяснён по эффекту Ритца.

В четвёртой главе рассмотрены эксперименты по измерению и сравнению скорости излучения от движущихся релятивистских частиц. Продемонстрировано, что результаты известных экспериментов данного типа не противоречат баллистической теории.

В § 4.1 рассмотрены опыты с релятивистскими протонами, ядрами и мезонами, в том числе опыт Альвагера. Показано, что результаты этих опытов не противоречат баллистической теории, в случае учёта эффекта переизлучения, которым пренебрегали в экспериментах с рентгеновским и гамма-излучением от релятивистских частиц. Предложены уточнённые методы и критерии проверки баллистической теории в экспериментах подобного типа.

В § 4.2 произведён анализ результатов опыта Саде [33] по сравнению скорости аннигиляционного γ -излучения от электрон-позитронных пар. Показано, что опыт не противоречит баллистической теории, т.к. напрямую не измерена величина и направление скорости аннигилирующих частиц, что делает результат опыта неоднозначным. Предложена уточнённая схема опыта с разными пролётными длинами, для прямого измерения скорости гамма-лучей.

В § 4.3 произведён анализ опытов Мазманишвили и Александрова по измерению скорости синхротронного излучения релятивистских электронов. Отмечены основные недочёты подоб-

ных опытов – отсутствие экспериментальных и теоретических оценок длины переизлучения в среде для релятивистских скоростей, а также отсутствие прямых измерений скорости излучающих частиц, что делает результаты опытов неоднозначными. Предложены усовершенствованные схемы опытов и методы измерений для устранения этой неоднозначности и для точной проверки баллистической теории. Показано, что отдельные результаты эксперимента могут рассматриваться в качестве косвенного подтверждения баллистической теории.

В § 4.4 в рамках баллистической теории построен классический вариант теории синхротронного излучения. Показано, что предсказанные баллистической теорией характеристики синхротронного излучения (*угловое распределение, спектр и длительность импульсов*) согласуются с экспериментальными, вопреки аргументу Ньюбурга [34]. А ряд характеристик синхротронного излучения, например, влияние длины канала вывода на спектр излучения, лучше согласуются с выводами баллистической теории, чем с прогнозами СТО.

В § 4.5 на основе баллистической теории построена классическая теория черенковского излучения от быстро летящих частиц в среде. Показано, что экспериментальные характеристики черенковского излучения согласуются с предсказанными баллистической теорией, при классической оценке скорости частиц и учёте коэффициента увлечения Френеля. Построенная теория объясняет некоторые свойства черенковского излучения, открытые под руководством А.А. Тяпкина [35, 36], не находящие объяснений в рамках релятивистской теории.

В § 4.6 в рамках баллистической теории построена теория ондуляторного излучения. На ряде примеров показано, что теория согласуется с характеристиками ондуляторного излучения. А экспериментальные измерения длительности импульсов ондуляторного излучения, приводимые в качестве противоречащих теории Ритца, фактически, соответствуют ей.

В § 4.7 предложены схемы экспериментов по прямому измерению скорости релятивистских частиц времяпролётным методом. Рассчитаны значения скорости частиц в конкретных типах линейных ускорителей в рамках специальной теории относительности и в баллистической теории. Показано, что точность измерений в таких схемах достаточна для выбора между двумя теориями. Предложены схемы по сравнению скорости электромагнитного излучения релятивистских частиц со скоростью света неподвижного источника.

В § 4.8 рассмотрены основы баллистической электродинамики и отдельные эффекты, отличающие данный тип электродинамики от теории Максвелла. Предложены схемы экспериментов по проверке этих эффектов. Произведён анализ экспериментально выявленных аномалий (противоречащих электродинамике Максвелла, в т.ч. эффекта Ааронова–Бома), которые свидетельствуют в пользу существования эффектов, подтверждающих баллистическую теорию.

В § 4.9 рассмотрены квантовые эффекты баллистической теории. В частности, именно в баллистической теории впервые предсказаны кванты электрического поля (*реоны*), удары кото-

рых об электроны ведут к их хаотическому движению [15, 37]. Именно такой эффект наблюдался в ондуляторе на установке ВЭПП-3. Показано, что это хаотическое движение электронов в регулярных полях косвенно подтверждает реальность реонов. По снятым параметрам хаотического движения электронов рассчитана масса, частота вылета и ударов реонов.

В § 4.10 исследованы свойства и статистические характеристики космических лучей экстремальных энергий, в частности зенитно-угловое распределение. Показано, что наблюдаемые свойства согласуются с классическими оценками скорости частиц и баллистической теорией, но расходятся с прогнозом релятивистской теории. Обоснован вывод о том, что прямое измерение величин и направлений скорости частиц из космических лучей и ускорителей станет наиболее простым и однозначным тестом для проверки баллистической теории.

В заключении кратко сформулированы основные результаты диссертации.

На защиту выносятся следующие **основные научные положения**

1. Результаты накопленных за век данных астрономических наблюдений и лабораторных экспериментов не противоречат баллистической теории, а данные космической радиолокации, наблюдений двойных звёзд и ряда лабораторных опытов косвенно подтверждают теорию Ритца. Таким образом, вопрос о влиянии скорости источника на скорость света остаётся открытым и требует для решения дополнительных уточнённых экспериментов.
2. Результаты космической радиолокации и лазерной локации подтверждают влияние скорости источника и отражающего сигналы небесного тела на скорость света. Уточнённое измерение скоростей, положений, орбит небесных тел и космических аппаратов разными методами и сопоставление их результатов – основной критерий проверки теории Ритца.
3. Из баллистической теории следует эффект преобразования длины волны λ , длительности и мощности световых импульсов от ускоренно движущегося источника, причём изменение λ пропорционально ускорению источника и дистанции, пройденной светом в вакууме.
4. Данный эффект (*эффект Ритца*) качественно и количественно объясняет хаббловский закон красного смещения галактик, без гипотезы о расширении Вселенной. Также эффект объясняет парадоксы красного смещения, в том числе парные галактики Арпа, несовпадение красных смещений в разных группах линий, дефицит красного смещения на больших дистанциях и т.д. Реликтовое излучение в таком случае следует рассматривать как равновесное излучение межгалактического газа, нагретого излучением окружающих галактик.
5. Ряд свойств пульсаров, цефеид и других переменных звёзд находит простое объяснение в рамках баллистической теории. В частности, простое объяснение получает спектр переменных звёзд, а также вариации периода, амплитуды и формы их кривой блеска.

6. Эффект Ритца может быть проверен в лабораторных условиях, при сообщении переизлучающим частицам критического ускорения. Косвенными проявлениями этого эффекта могут стать некоторые свойства синхротронного излучения и аттосекундных импульсов.
7. Влияние скорости источника на скорость света можно проверить в предложенных в диссертации экспериментальных схемах на основе фемтосекундных и иных типов лазеров.
8. При действии лазерного излучения на атомы газа или наночастицы, быстрые осцилляции светового давления и ускорения частиц приводят по эффекту Ритца к искажению профиля переизлучённой частицами волны и, как следствие, к генерации гармоник несущей частоты. Это явление служит дополнительным критерием проверки эффекта и теории Ритца.
9. Баллистическая теория Ритца качественно и количественно объясняет все свойства синхротронного, ондуляторного и черенковского излучений в рамках классической физики. А отдельные свойства этих излучений получают более простое, естественное и точное описание в рамках баллистической, а не релятивистской теории.
10. Эксперименты А.С. Мазманишвили и Е.Б. Александрова по измерению скорости синхротронного излучения не противоречат баллистической теории, в случае определения скорости электронов по формулам классической физики.
11. Прямое измерение скорости частиц в ускорителях и космических лучах пролётно-импульсным методом и сравнение измеренного значения с предсказаниями классической физики и теории относительности служит наиболее простым критерием проверки баллистической теории и позволит уточнить направления прихода космических лучей для составления небесной карты распределения источников космических лучей.

Основные результаты диссертации опубликованы автором в работах [A1–A55], общим объёмом 1023 с., в которых оригинальные результаты автора составляют 728 с. Результаты прошли апробацию на Международных, всероссийских и региональных научных и научно-технических конференциях и семинарах (см. [A7–A14, A17, A18, A52, A53, A55], Приложение 1).

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за конструктивные дискуссии, за ценные советы и помощь в подготовке диссертации. Также автор благодарит профессора Степанова Николая Сергеевича за ряд интересных замечаний, консультаций и акцентирование внимания на ряде эффектов, следующих из баллистической теории и доступных для экспериментальной проверки. Большую признательность автор выражает к.ф.-м.н. Царёву Максиму Владимировичу за обсуждение эффектов баллистической теории в космосе и в аттосекундных установках. Также автор выражает признательность за анализ эффектов баллистической теории, конструктивную критику, обсуждения, в том числе в научной периодике, сотрудникам ИПФ РАН Г.Б. Малыкину и В.В. Кочаровскому.

Глава 1. Астрономические наблюдения как критерий проверки баллистической теории

Исторически первой стала проверка баллистической теории в космосе (*мегамире*) [A1, A21, A34]. Высокие скорости Земли, звёзд и космических аппаратов ($V \sim 10^4$ м/с), астрономические пролётные дистанции ($L \sim 10^7\text{--}10^{18}$ м) и космический вакуум (исключающий переизлучение) упрощают замеры вариаций скорости света, по сравнению с опытами в земных условиях.

Первым астрономическим тестом баллистической теории света (по сути, *корпускулярной теории света Ньютона*) стало открытие Дж. Брадлеем в 1725 г. аберрации звёздного света (§ 1.3), т.е. отклонения направлений лучей света звёзд для земного наблюдателя за счёт движения Земли [38]. Анализ звёздной аберрации впервые позволил установить относительный характер движения света. Уже сам Брайлей интерпретировал аберрацию на основе корпускулярной теории света: свет вёл себя как поток частиц, на скорость c' которых влияла относительная скорость звезды V . Поэтому направление скорости c' менялось в зависимости от скорости $-V$ Земли, что два века служило главным аргументом в пользу корпускулярной теории света.

Для проверки влияния скорости источника на значение скорости света предлагали применить также наблюдения двойных звёзд, орбитальная скорость которых, модулируя скорость света, искажала бы видимые движения звёзд. Именно этот тест исторически стал первым критерием выбора между баллистической теорией Ритца и теорией относительности, и в разных вариантах применяется для проверки теории вплоть до настоящего времени.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1–A55].

§ 1.1. Статистика двойных звёзд и эффект Барра

Уже в 1909–1910 гг. Д.Ф. Комсток обратил внимание на эффекты двойных звёзд, возможные при сложении скорости света со скоростью источника [39]. Если звезда-спутник, летящая вокруг главной звезды со скоростью V по круговой орбите (*пунктир* на Рис. 1.1), при сближении посылает свет к Земле со скоростью $c + V$, то он достигает Земли за меньшее время, чем свет, испущенный со скоростью $c - V$ при удалении. В итоге видимое движение звезды (*сплошная линия* на Рис. 1.2) исказится так, словно звезда летит быстрее, находясь дальше от Земли (за картинной плоскостью), и медленнее, когда летит ближе (перед картинной плоскостью) [40]. Движение звезды покажется идущим по орбите, вытянутой к Земле. Как отметил в 1913 г. В. Де Ситтер, по наблюдениям спектрально-двойные имеют почти круговые орбиты без искажений [41]. Этот аргумент считался основным противоречием баллистической теории [38, 42].

Однако в том же 1913 г. астрономы П. Гутник [43] и Э. Фрейндлих [44] отметили спорность данного аргумента. Изучив статистику двойных звёзд, они показали, что у большинства звёзд орбиты вытянуты, и в основном именно в сторону Земли (долготы периастров ω звёзд группируются возле значения $\omega = 90^\circ$), в согласии с предсказанием теории Ритца [39]. Этот эффект преимущественной ориентации орбит звёзд к Земле, открытый в 1908 г. канадским астрономом Дж.М. Барром [45], подтверждённый современными астрономами [46–48], включая отечественных [49], и называемый эффектом Барра, до настоящего времени не объяснён однозначно. Таким образом, его интерпретация в баллистической теории заслуживает внимания [24].

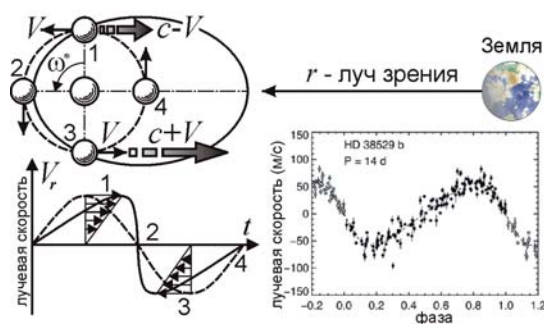


Рис. 1.1. Схема движения звезды по круговой орбите (пунктир) и кривая её лучевой скорости $V_r(t)$ (пунктир). Добавление скорости звезды V к скорости света искажает график $V_r(t)$ и видимое движение звезды (сплошная линия), соответствующие орбите, вытянутой к Земле. Справа – типичная для звёзд из экзопланетных систем асимметричная кривая $V_r(t)$ ($e = 0,25$, $\omega^* = 95^\circ$).

Как показал Гутник [43], если видимое искажение движения звезды невелико, это движение не будет заметно отклоняться от законов Кеплера. Покажется лишь, что звезда движется не по круговой, а по вытянутой эллиптической орбите, т.е. у неё появится кажущийся избыточный эксцентриситет. Для современной астрономии этот вывод особенно интересен, т.к. позволяет объяснить аномально высокие эксцентриситеты орбит экзопланет [50], см. § 1.4. Не исключено, что реальные орбиты экзопланет, как у планет Солнечной системы, почти круговые, но обретают мнимые эксцентриситеты от искажения их видимого движения (Рис. 1.1). Как показал Фрейндлих [16, 44], искажения малы, если на пути света к Земле зависимость его скорости c' от скорости источника \mathbf{V} ослаблена, так что оцениваемая по искажениям скорость света

$$c' = c + k\mathbf{V}, \quad (1.1)$$

где $k \ll 1$. По оценкам Де Ситтера $k < 0,002$ [16, 41].

Причину снижения влияния \mathbf{V} на c' (1.1) установил в 1965 г. Дж.Г. Фокс [25]. Поскольку тесные двойные системы, как показал спектральный анализ, окружены атмосферами межзвёздного газа [46, 51], который в ничтожной концентрации присутствует и на всём пути света к Земле, то по теореме погашения (экстинкции) Эвальда-Озеена [52] исходный свет звезды постепенно гасится облаками газа и переизлучается ими уже со скоростью c относительно обла-

ков. Это ведёт к постепенному выравниванию скоростей света, испущенных звездой в разные моменты, и основную часть пути лучи света идут с равными скоростями. Тогда выражение (1.1) имеет смысл средней скорости света на пути r от звезды к Земле, а k приобретёт смысл относительной доли $k = l/r$ пути l , на котором свет звезды, ещё не будучи переизлучён, движется со скоростью близкой к $c + \mathbf{V}$. На этом пути l лучи и набирают разность хода, искажающую видимое движение звёзд. Оставшуюся часть пути $r(1 - k)$ переизлучённый свет движется со скоростью близкой к c . По известной концентрации атомов водорода ($N_{\text{H}} \sim 1 \text{ см}^{-3}$) и показателя преломления n межзвёздного газа в Галактике, Фокс оценил в один световой год эту длину

$$l = \lambda/2\pi(n - 1), \quad (1.2)$$

на которой переизлучение в 2,718 раз снижает амплитуду исходной волны длины λ [25].

Ту же оценку получил К. Брэчер [31], выразив показатель преломления межзвёздной плазмы через плазменную частоту, и получив для длины переизлучения значение

$$l = (\lambda r_0 N)^{-1} \quad (1.3)$$

порядка двух световых лет, где $r_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона r_0 .

Произведём независимую оценку l . Если показатель преломления водорода $n = 1 + \delta$ (где $\delta \ll 1$), то $\delta = \zeta N_{\text{H}}$, где ζ – некая константа. Соответственно, длина переизлучения $l = \lambda/2\pi\delta = \lambda/2\pi\zeta N_{\text{H}}$. Поскольку при нормальных условиях показатель преломления водорода $n = 1,00013$ ($\delta = 1,3 \cdot 10^{-4}$), а число атомов N_{H} в 1 см^3 равно числу Лошмидта $2,69 \cdot 10^{19}$ ($N = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), то в космосе, где $N_{\text{H}} \sim 1 \text{ см}^{-3}$, находим $\delta = 1,3 \cdot 10^{-4} \cdot N_{\text{H}}/N = 4,8 \cdot 10^{-24}$. Отсюда $l = \lambda/2\pi\delta \approx 3,3 \cdot 10^{16}$ м $\approx 3,5$ световых лет, что по порядку совпадает с оценкой Фокса. Ту же величину l можно получить, считая межзвёздную среду водородной плазмой с концентрацией ионов водорода и электронов $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$, на основе выражения для показателя преломления плазмы [53], см. формулу (2.12). Таким образом, у большинства двойных звёзд свет переизлучается на дистанции порядка светового года или менее (т.к. тесные двойные звёзды погружены в общую атмосферу с ещё большей концентрацией газа). Поскольку расстояния r до исследованных двойных систем – порядка сотен световых лет, отношение $k = l/r$ составит порядка тысячных долей, в согласии с наблюдениями [16, 41]. Т.е. ожидаемые по теории Ритца искажения малы и наблюдаются в форме эффекта Барра, а аргумент де Ситтера не имеет доказательной силы [25].

Эффект Барра открыт в 1908 г. канадским астрономом Дж.М. Барром [45] при анализе статистики элементов орбит спектрально-двойных звёзд. История открытия и его обсуждения описана в работе [54]. Статистика, изученная Барром, показала, что у спектрально-двойных звёзд орбиты вытянуты преимущественно в сторону Земли, т.е. периастры звёзд чаще расположены за картинной плоскостью: долготы периастров ω преобладают в диапазоне $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ (Рис. 1.2). Эффект был многократно подтверждён физиками [25] и астрономами [46–48, 54–56], в т.ч. отечественными [49, 57–60], предложившими для эффекта Барра термин «В-эффект» [58].

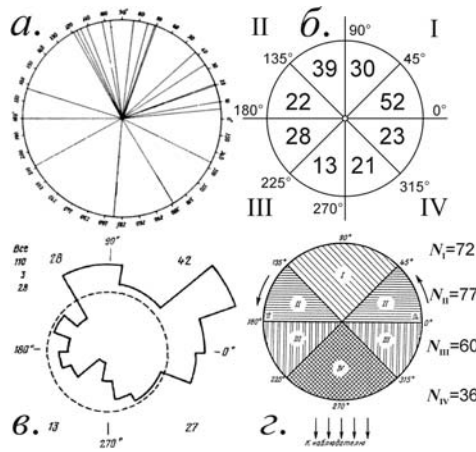


Рис. 1.2. Асимметричные угловые распределения периастров звёзд по долготам ω (числа указывают количество звёзд N_i с периастрами в данном секторе) как иллюстрация эффекта Барра, по данным разных авторов: а) Барр [45], б) Фокс [25], в) Бэттен [46], г) Бражникова [57].

В силу принципа Коперника, трудно допустить, что Земля и Солнце выделены среди других планет и звёзд (иначе наука вернётся к геоцентризму [54]). Поэтому, как отметил Барр, эффект вызван искажением графиков лучевых скоростей звёзд $V_r(t)$, по которым определяли долготу периастра ω , эксцентриситет e и другие орбитальные элементы. В итоге график $V_r(t)$, соответствующий круговой орбите, преобразуется в график $V_r(t)$, которому соответствует эллиптическая орбита, вытянутая к Земле. Т.е. у двойных звёзд появляется избыточный кажущийся эксцентриситет e' , а долготы их периастров группируются возле значения $\omega = 90^\circ$ (Рис. 1.2). У звёздных орбит, ориентированных случайным образом с истинными эксцентриситетами e , при добавлении к ним кажущихся эксцентриситетов e' , возникает иллюзия неравномерного распределения орбит $N(\omega)$ по долготам периастров ω . В итоге звёзды с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ преобладают над звёздами с $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ [25]. Та же аномалия обнаружена у экзопланет, причём у них наблюдается избыточный эксцентриситет, не объяснимый в рамках существующих теорий [A43, A49]. Поскольку эффект Барра не получил пока окончательного и однозначного объяснения, рассмотрим его известные интерпретации и исследуем условия проявления эффекта.

Перечислим гипотезы о природе эффекта Барра (в скобках указаны авторы гипотез):

- 1) приливное искажение формы звёзд, вызывающее в ходе их синхронного вращения искажение графика лучевых скоростей (Барр [45]);
- 2) действительная вытянутость орбит звёзд в направлении Земли за счёт преимущественной ориентации орбит звёзд в Галактике (Барр [45]);
- 3) наблюдательная селекция, обусловленная лучшими условиями для обнаружения звёзд с эксцентричными орбитами, вытянутыми к Земле (Бражникова [58]);
- 4) искажение кривой лучевых скоростей потоками газа и атмосферами, вращающимися вокруг двойных звёзд (Струве [61]);

5) разница скоростей света, испущенного звездой в разные моменты, за счёт движения звезды по орбите (Гутник [43], Фрейндлих [44]).

Рассмотрим перечисленные гипотезы по порядку.

1°. Первая гипотеза, выдвинутая самим Барром в 1908 г. [45], объясняет эффект Барра формированием у звёзд, образующих двойную систему, приливных горбов, которые синхронно вращаются с периодом равным орбитальному. Если высота ΔR прилива велика и сопоставима с радиусом R звезды (т.е. форма звезды заметно искажена), то участки звезды в точках прилива и отлива, расположенные на разном удалении от центра звезды, обладают по теореме фон Цайпеля разной яркостью, и дают спектральные линии разной интенсивности. Таким образом, определяющим для доплеровского смещения и найденных по нему кривых лучевых скоростей будет не скорость звезды, а скорость её ярких участков, которая, за счёт вращения звезды, отлична от орбитальной и меняется сложным образом при изменении видимой площади ярких участков. Согласно Барру, это и вносит искажения в кривую лучевых скоростей. Однако этот механизм не был им изучен подробно. Кроме того, асимметрия носила бы более сложный характер и вела бы к искажениям противоположным, нежели наблюдаемые в эффекте Барра: преобладали бы долготы периастра $\omega = 270^\circ$, а не $\omega = 90^\circ$ [62]. Наконец, согласно наблюдениям, эффект Барра выражается не только в искажении графиков лучевых скоростей $V_r(t)$, но и в искажении видимых движений звёзд, скажем, в затменных системах, у большинства которых орбиты, рассчитанные по кривой блеска, тоже вытянуты преимущественно в сторону Земли. Также эффект наблюдался у широких пар звёзд, компоненты которых достаточно далеки друг от друга [63, 64]. Поскольку в этих случаях приливные эффекты и яркие участки на поверхности звезды не могут вести к искажениям, очевидно, эффект имеет иную природу, и первая гипотеза отпадает.

2°. Вторая гипотеза, выдвинутая Барром в 1908 г. [45], предполагает, что большие оси орбит двойных звёзд преимущественно ориентированы в направлении галактического центра. Тогда при наблюдении с Земли у орбит обнаружилась бы преимущественная ориентация. Сам Барр, пока положение Солнца в Галактике не было известно, предполагал, что Солнце расположено возле центра Галактики, что объясняло бы такую ориентацию. Впоследствии выяснилось, что Солнечная система расположена в спиральных рукавах, на периферии Галактики. Но и в этом случае у ближайшего окружения Земли обнаружится эффект преимущественной ориентации орбит. В среднем большие оси орбит ориентированы под случайными углами к лучу зрения. Однако у звёзд, лежащих между Солнцем и центром Галактики, т.е. наиболее многочисленных и проще открываемых, орбиты окажутся вытянуты в среднем в направлении Земли. Возможные механизмы ориентации орбит в Галактике исследованы Э.Ф. Бражниковой и др. [59]. Данное объяснение эффекта Барра сомнительно по ряду причин. Во-первых, как показал А.А. Белопольский [65], орбиты двойных звёзд в тесных системах испытывают вековое враще-

ние под влиянием возмущений, исключаящих постоянную ориентацию их больших полуосей к центру Галактики или в ином избранном направлении. Во-вторых, у орбит звёзд-компонентов двойной системы долготы периастров орбит отличаются на 180° , т.е. не могут приводить к асимметричному распределению по ω . Поэтому допускают существование дополнительных механизмов, вызывающих преимущественную ориентацию орбит более ярких компонент, которые проще открыть [59]. В-третьих, ряд фактов свидетельствует, что истинные орбиты звёзд ориентированы случайным образом, и эффект Барра вызван именно искажением видимого движения звёзд и графиков $V_r(t)$. Эти факты подробно рассмотрены в монографии А. Бэттена [46], где на ряде примеров показано, что наблюдается именно искажение расчётных орбитальных элементов неизвестным эффектом, а не реальная вытянутость орбит в одном направлении.

3°. Третья гипотеза – гипотеза наблюдательной селекции – объясняет эффект Барра тем, что ввиду разных условий наблюдения проще открыть двойные системы, в которых орбиты ярких компонент вытянуты к Земле, а не обратно, тогда как в целом у звёзд Галактики орбиты ориентированы случайным образом. Эта гипотеза была подробно разработана Бражниковой [49, 58], изучившей возможные механизмы наблюдательной селекции. Не останавливаясь подробно на этих механизмах, ещё нуждающихся в обосновании, отметим, что данная гипотеза сталкивается с тем же возражением, что и предыдущая. Т.е. открыты двойные звёзды, для которых надёжно установлены круговые орбиты компонент, тогда как график лучевой скорости $V_r(t)$ соответствует эксцентрической орбите, вытянутой к Земле или в близком направлении. Такова затменная звезда U Цефея, у которой кривая блеска свидетельствует о круговой орбите, а кривая лучевых скоростей – об эллиптической [46]. Другой пример – двойная звезда RX Кассиопеи, у которой кривая лучевых скоростей одного компонента соответствует круговой орбите, а второго – эллиптической. Поскольку орбиты должны иметь одинаковый эксцентриситет, очевидно, график лучевых скоростей одного из компонентов искажён. Эти примеры доказывают, что причина эффекта Барра состоит не в истинной вытянутости орбит звёзд, открытых по эффекту наблюдательной селекции, а в искажении графиков лучевых скоростей неким эффектом.

4°. Четвёртая гипотеза, предложенная Струве и Хуангом [61], объясняет эффект Барра именно искажением графиков лучевых скоростей спектрально-двойных звёзд. По гипотезе Струве, это искажение обусловлено потоками газа околозвёздных атмосфер, в ходе вращения создающих линии поглощения, смещённые по эффекту Доплера от положений, соответствующих орбитальному движению звёзд. Это якобы и ведёт к искажению графиков лучевых скоростей. Отметим, что и в этом случае не вполне ясно, почему искажения носят наблюдаемый характер и ведут к концентрации расчётных долгот периастров возле избранных значений. Как показано в работах [63, 64], и эта гипотеза не выдерживает критики, поскольку общие атмосферы свойственны тесным парам звёзд, а эффект Барра обнаружен и у широких пар звёзд, разне-

сённых на дистанции много большие размеров звёзд, не имеющих общих атмосфер. В таких случаях искажения, вносимые атмосферами, – маловероятны. Ряд несоответствий гипотезы Струве – наблюдениям перечислен в монографии Бэттена [46]. Отметим, что эффект Барра наблюдается не только в искажении графиков лучевых скоростей, но и в искажении видимого движения звёзд и кривой блеска затменных систем [64]. Всё это означает, что искажения, во-первых, реально имеют место, а во-вторых, вызваны каким-то общим оптическим эффектом (затрагивающим и спектр, и видимое движение звёзд), природу которого предстоит выяснить.

5°. Пятая гипотеза, предложенная Гутником [43] и развитая Фрейндлихом [44] в 1913 г. (вскоре после открытия эффекта Барра), основана как раз на идее такого оптического эффекта. Согласно их гипотезе, эффект обусловлен тем, что свет звезды из разных положений на орбите достигает Земли с разной скоростью, искажая видимое движение звезды и график лучевых скоростей. Эта гипотеза не только стала одним из первых объяснений эффекта Барра (будучи выдвинута спустя пять лет после его открытия), но и позволила естественно истолковать все особенности эффекта Барра, противоречащие другим гипотезам. Природа несовпадения скоростей света, испущенного звездой в разные моменты, может быть разной. Например, в момент приближения звезды её спектральные линии смещены в синюю область, и за счёт дисперсии в межзвёздном газе свет соответствующей частоты движется чуть медленней, чем свет, испущенный звездой при удалении, когда её линии смещены в красную область. Однако, при типичной плотности межзвёздного газа, дисперсия мала для создания заметных искажений. Кроме того, при нормальной дисперсии (отставании синих лучей от красных) эффект имел бы обратный знак, чем в эффекте Барра. Долготы периастров, как покажем в § 1.4, концентрировались бы возле $\omega = 270^\circ$, а не $\omega = 90^\circ$. Гутник и Фрейндлих допускали, что скорости лучей света различаются даже в вакууме за счёт влияния скорости звезды на скорость её света, согласно баллистической теории [43, 44], выдвинутой в 1908 г. (в один год с открытием эффекта Барра [45]). Причём Д.Ф. Комсток в рамках теории Ритца предсказал отмеченные искажения (по сути, эффект Барра) [39, 88] за два года до широкой огласки об их обнаружении [41, 43, 44, 66].



Рис. 1.3. Схема искажения видимого движения звезды по орбите с эксцентриситетом $e = 0$ и наклоном $i = 90^\circ$. У звезды, летящей по круговой орбите (пунктирная линия), добавление

орбитальной скорости V к скорости света c приводит к перекосу графика лучевых скоростей (сплошная линия), т.е. к появлению мнимого эксцентриситета e' и В-эффекта.

Согласно баллистической теории Ритца [15], свет излучается относительно источника со стандартной скоростью света c , а в системе, относительно которой источник движется со скоростью V , свет дополнительно приобретает скорость источника (подобно тому как в баллистике скорость подвижного орудия добавляется к скорости выпущенного им снаряда: отсюда название теории). В итоге скорость света равна векторной сумме $c' = c + V$. Уже в работе 1908 г. Ритц обратил внимание на возможные астрономические проявления переменной скорости света и на критерии проверки этого эффекта [15, с. 180, 201, 267]. В 1909-1910 гг. Д.Ф. Комсток [39, 88] впервые проанализировал возможные искажения в движении двойных звёзд, обусловленные влиянием орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света. Если для удобства рассмотрим звезду-спутник, летящую вокруг главной звезды со скоростью V по круговой орбите (пунктир на Рис. 1.3), лежащей в одной плоскости с лучом зрения (наклонение орбиты $i = 90^\circ$), то в момент приближения звезда посылала бы к Земле свет со скоростью $c + V$, и он доходил бы за меньшее время, чем свет, испущенный со скоростью $c - V$ при удалении звезды. В итоге, видимое движение звезды (сплошная линия на Рис. 1.3) в двойной системе исказится так, что покажется неравномерным, словно звезда летит быстрее, находясь дальше от Земли (за картинной плоскостью), и медленнее, находясь ближе (перед картинной плоскостью) [39, 41, 88], соответствуя движению по эллипсу. Фактически, Комсток на основе баллистической теории предсказал эффект Барра, не будучи знаком с его работой [45], вышедшей в 1908 г., за год до представления статьи Комстока на съезде Физического Общества в Принстоне, в 1909 г. [39].

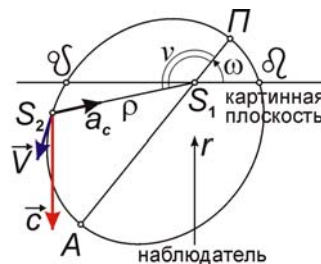


Рис. 1.4. Орбитальные элементы и схема расположения орбиты двойной звезды по отношению к наблюдателю: S_1 – главная звезда, S_2 – спутник, P – периастр, A – апоастр, Ω – восходящий узел, v – истинная аномалия, r – луч зрения.

Итак, влияние орбитальной скорости звезды на скорость испущенного звездой света теоретически вполне может быть причиной эффекта Барра. Причём искажения, в согласии с наблюдениями [59, 63], затронут и видимое движение звезды, и кривую лучевых скоростей.

Оценим величину этих искажений и мнимого эксцентриситета. Рассмотрим двойную звезду на расстоянии r от Земли. Пусть луч зрения r лежит в плоскости орбиты двойной звезды (Рис. 1.3), а звезда-спутник движется по круговой орбите с орбитальной скоростью V и перио-

дом P . Для удобства считаем массу главной звезды много большей массы звезды-спутника, так что центр масс системы практически совпадает с центром главной звезды S_1 , которую считаем неподвижной. График лучевых скоростей $V_r(t)$ звезды-спутника S_2 имеет форму синусоиды

$$V_r = -K \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right),$$

где $K = V$ – полуамплитуда лучевой скорости, а за начало отсчёта времени t принят момент, в который звезда проходит самую дальнюю от Земли точку орбиты 1.

Согласно баллистическому принципу, из точки 2 звезда испускает свет со скоростью $c + K$, а из точки 4 – со скоростью $c - K$. Т.е. из положений 2 и соседних с ним, свет звезды приходит раньше расчётного времени r/c (в рамках СТО), а из положений 4 – запаздывает, искажая график лучевых скоростей (Рис. 1.2). Из промежуточных точек орбиты звезда испускает свет в направлении Земли со скоростью $c - V_r$, где V_r – лучевая скорость звезды (проекция скорости V на луч зрения \mathbf{r}). Тогда свет из этих точек будет приходиться с дополнительной задержкой

$$\Delta t = \frac{l}{c - V_r} - \frac{l}{c} \approx \frac{lV_r}{c^2},$$

где l – эффективный путь порядка длины переизлучения (1.2), на котором у световых лучей набирается разность хода. Все точки графика $V_r(t)$ сместятся пропорционально их лучевой скорости V_r и пути l , ведя к перекосу графика лучевых скоростей. Такое постепенное искажение профиля волны $V_r(t)$ аналогично эволюции волнового пуга, подчиняющегося уравнению простой волны, и вообще волн в нелинейных средах, в которых скорость зависит от смещения, амплитуды [67]. Поэтому, с точки зрения баллистической теории, световая волна аналогична кинематической волне в клистроне, где поток электронов, модулированный по скорости, по мере движения меняет профиль волнового распределения электронов по скоростям [A51].

Выведем уравнение графика лучевых скоростей звёзд из условия запаздывания

$$t' = t(V_r) + \Delta t = \frac{P}{2\pi} \left(\arcsin\left(-\frac{V_r}{K}\right) + \frac{2\pi l V_r}{P c^2} \right).$$

Поскольку из этого уравнения нельзя получить в явном виде зависимость $V_r(t)$, то из условия

$$V_r = -K \sin\left(\frac{2\pi(t' - \Delta t)}{P}\right), \quad (1.4)$$

получим в приближении, в котором параметр $e' = \pi l K / P c^2 \ll 1$, зависимость

$$V_r \approx -K \left(\sin\left(\frac{2\pi t'}{P}\right) + e' \sin\left(\frac{4\pi t'}{P}\right) + \frac{3}{2} e'^2 \sin\left(\frac{6\pi t'}{P}\right) \right), \quad (1.5)$$

где при разложении в ряд ограничились членами порядка e'^2 .

В то же время кривая лучевых скоростей звезды, движущейся по эллиптической орбите с долготой периастра ω и эксцентриситетом e , задаётся через цепочку уравнений

$$V_r = K(\cos(\omega + \nu) + e \cos \omega) + V_0 = V_r' + V_r'', \quad (1.6)$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\nu}{2}\right) = \frac{1}{b} \operatorname{tg}\left(\frac{E}{2}\right), \text{ где } b = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}},$$

$$t = \frac{P}{2\pi}(E - e \sin E),$$

где ν – истинная аномалия звезды (её угловое расстояние PS_1S_2 от периастра), E – эксцентрическая аномалия, $V_r' = K \cos(\omega + \nu)$ – зависящая от времени часть лучевой скорости, $V_r'' = K e \cos \omega + V_0$ – постоянная часть лучевой скорости. Из (1.6) тоже нельзя получить в явном виде зависимость $V_r(t)$. Поэтому снова ограничимся зависимостью $t(V_r')$

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(2 \operatorname{arctg} \left(b \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) - e \sin \left(2 \operatorname{arctg} \left(b \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) \right) \right). \quad (1.7)$$

Для $\omega = 90^\circ$, после преобразований и разложения в ряд Тейлора при ограничении членами первого порядка малости $e \ll 1$ (когда $b \approx 1 - e$), найдём

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(\arcsin \left(-b \frac{V_r'}{K} \right) + e b \frac{V_r'}{K} \right) \approx \frac{P}{2\pi} \left(\arcsin \left(-\frac{V_r'}{K} \right) + e \frac{V_r'}{K} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 - V_r'^2 / K^2}} \right) \right). \quad (1.8)$$

Сравнивая (1.2) и (1.8), можно видеть, что при $|V_r'| < \sim 0,5K$ они приводят к сходным зависимостям t от лучевой скорости при $e = e' = \pi l K / P c^2 = l a_c / 2c^2$. Ту же величину мнимого эксцентриситета вычислил К. Брэчер [31], вслед за Э. Фрейндлихом [44] предложивший термин «кажущийся эксцентриситет». Отклонения заметны лишь при высоких эксцентриситетах и лучевой скорости близкой к амплитудной $V_r' \approx \pm K$. Для такого приближения можно так же получить

$$V_r \approx -K \left(\sin \left(\frac{2\pi t}{P} \right) + 2e \sin \left(\frac{4\pi t}{P} \right) + e^2 \sin \left(\frac{6\pi t}{P} \right) \right). \quad (1.9)$$

Отсюда находим, что искажённая кривая лучевых скоростей (1.4) в первом приближении (как отмечено Фрейндлихом и Гутником) действительно соответствует кривой лучевых скоростей (1.9) для вытянутой к Земле эллиптической орбиты с эксцентриситетом $e = e' = \pi l K / P c^2 = l a_c / c^2$, где a_c – центростремительное ускорение звезды, летящей по круговой орбите.

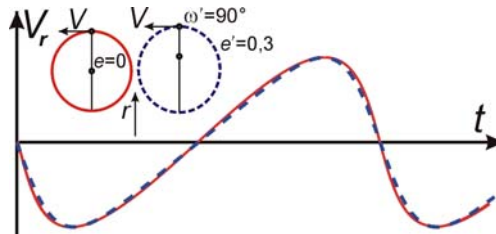


Рис. 1.5. Сравнение искажённой кривой лучевых скоростей $V_r'(t)$ для круговой орбиты с $e' = \pi l K / P c^2 = 0,3$ (сплошная линия) и кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ для орбиты с эксцентриситетом $e' = 0,3$ (пунктирная линия).

В общем случае, для орбиты с истинным эксцентриситетом e и долготой периастра ω найдём

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(2 \arctg \left(\operatorname{btg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) - e \sin \left(2 \arctg \left(\operatorname{btg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) \right) \right) + \frac{2\pi V_r'}{Pc^2}.$$

Отметим, что и в этом случае при малости искажений кривая лучевых скоростей будет соответствовать в первом приближении кеплеровой орбите с изменёнными элементами $e' = e + \Delta e$ и $\omega' = \omega + \Delta\omega$, где Δe – поправка к эксцентриситету, $\Delta\omega$ – поправка к долготе периастра.

Выяснить, вызван ли эффект Барра влиянием орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света, можно, проверив 8 основных критериев, выдвинутых в [Аб]:

- 1) Искажение графиков лучевых скоростей от вариаций скорости света (1.1) приведёт к кажущемуся преобладанию орбит с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ над орбитами с $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$;
- 2) Высокие мнимые эксцентриситеты преобладают у звёзд с наивысшим отношением K/P : для них асимметрия в распределении по ω и эффект Барра наиболее отчётливы;
- 3) Эффект Барра должен быть мал для близких звёзд ($r \sim 10$ св. лет) и велик для далёких звёзд ($r \sim 100\text{--}1000$ св. лет) с отрицательной лучевой скоростью центра масс $V_0 < 0$;
- 4) Лучевые скорости двух компонент менялись бы не в противофазе. При разных амплитудах K им бы отвечали разные эксцентриситеты и скорости центра масс V_0 ;
- 5) Долготы периастров компонент двойных звёзд, в которых наблюдается эффект Барра, должны отличаться менее чем на 180° ;
- 6) Эксцентриситет орбиты, определённый астрометрическим или фотометрическим методами (по колебаниям яркости при затмениях), должен отличаться от эксцентриситета орбиты, измеренного спектроскопически по кривой лучевых скоростей;
- 7) Для высоких мнимых эксцентриситетов наблюдались бы отклонения от теоретической кривой лучевых скоростей, имеющие вид гармоник орбитального периода;
- 8) Эксцентриситет и полуамплитуда колебаний лучевой скорости, определённые по разным группам спектральных линий, различались бы для одной и той же звезды. Также могут различаться эксцентриситеты, измеренные по линиям разных компонентов.

Рассмотрим, откуда следуют эти критерии, и проверим их справедливость на примерах.

1°. Первый критерий следует из того, что искажения от добавления скорости источника к скорости света ведут к одному и тому же типу асимметрии орбит, соответствующему мнимому вытягиванию расчётных орбит в сторону Земли. Как отмечено выше, этот критерий, действительно, выполняется, согласно анализу самого Барра и других астрономов (Рис. 1.2).

Был рассмотрен простейший случай круговой орбиты двойных звёзд. Действительные орбиты обладают, как правило, ненулевыми истинными эксцентриситетами e , к которым добавляются кажущиеся эксцентриситеты Δe , обусловленные искажением кривой лучевых скоростей, так что измеренный мнимый эксцентриситет $e' = e + \Delta e$. Это ведёт к искажению действительного эксцентриситета орбиты и долготы периастра, на что ещё в 1913 г. обратил внимание

Кортевег [41], – автор уравнения Кортевега-ДеВриза, как раз описывающего нелинейные искажения волн при распространении [67]. В итоге, у орбит с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ расчётный эксцентриситет e' нарастает по сравнению с реальным e , а расчётная долгота периастра ω' приближается к 90° . Напротив, у звёзд с $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ расчётный эксцентриситет e' снижается, и ω' может попасть в интервал $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$. При исходно однородном распределении $N(\omega)$, из-за наличия истинных эксцентриситетов e , в расчётном распределении долгот периастров $N'(\omega)$ нет резкого максимума при $\omega = 90^\circ$, но наблюдается просто преобладание орбит с ω возле значения $\omega = 90^\circ$ в диапазоне $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$. Степень этой асимметрии в распределении $N(\omega)$ будем в дальнейшем характеризовать предложенным Дж. Фоксом [25] параметром асимметрии

$$R = \frac{N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ)}{N(180^\circ \leq \omega < 360^\circ)},$$

т.е. отношением числа $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ)$ звёздных орбит с периастром в I и II квадрантах к числу $N(180^\circ \leq \omega < 360^\circ)$ звёзд с периастром в III и IV квадрантах (Рис. 1.2).

Для равномерного случайного распределения $R \approx 1$, среднеквадратичное отклонение для $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ)$ от $N/2$ равно $\sigma = N^{1/2}/2$, и статистически ожидаемое $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ) \leq N/2 + \sigma = N/2 + N^{1/2}/2$. Если $R > 1$ более чем на σ/N , то 1°-ый критерий удовлетворяется. Критерий можно считать статистически подтверждённым, если измеренные отклонения превышают 3σ , т.е. при

$$R > \frac{0,5N + 1,5\sqrt{N}}{0,5N} = 1 + \frac{3}{\sqrt{N}}.$$

Для всех рассмотренных случаев и выборок [25, 45, 46, 57] этот критерий удовлетворяет наблюдениям. Так, для данных, приводимых Бэттенем, $R = 1,75$ (Рис. 1.2). В то время как для рассмотренного числа систем $N = 110$ при учёте возможных флуктуаций величина R практически не может быть выше значения $1 + 3N^{-1/2} \approx 1,29$. Сравнение аналогичных величин для распределений, построенных Фоксом и Бражниковой, приведены в Таблице 1.1.

автор	измеренная асимметрия R	общее число систем N	допустимая асимметрия $1 + 3N^{-1/2}$
Барр [45]	6,5	30	1,55
Бэттен [46]	1,75	110	1,29
Фокс [25]	1,68	228	1,20
Бражникова [57]	1,55	245	1,19

Таблица 1.1. Коэффициенты асимметрии распределений $N(\omega)$, построенных разными авторами.

2°. Второй критерий следует из того, что мнимый эксцентриситет $e' = \pi lK/Pc^2$ растёт при увеличении полуамплитуды лучевой скорости K и уменьшении орбитального периода P звезды, тогда как эффективная длина l , составляя порядка светового года, мало отличается для систем, расположенных на разных дистанциях r . Поэтому эффект Барра сильнее всего проявился бы

для двойных звёзд с наивысшим отношением K/P . Этот критерий был впервые предложен Дж. Фоксом [25], который произвёл статистический анализ элементов двойных звёзд из звёздных каталогов. Анализ показал, что у звёзд с отношением $K/P \geq 3$ (км/с)/сут наблюдается заметная асимметрия в распределении долгот периастров ω , т.е. эффект Барра ярко выражен. А для $K/P < 3$ (км/с)/сут распределение по ω практически однородное. Аналогичный статистический анализ произвели отечественные астрономы [49, 63], которые показали, что эффект Барра заметно проявляется только у звёзд с орбитальными периодами $P \leq 30$ сут, и практически отсутствует у звёзд с $P > 30$ сут. Тот же эффект обнаруживает и современный анализ статистики двойных звёзд, например, по каталогу Sb9, где у звёзд с $P \leq 30$ сут тоже обнаружена заметная асимметрия в распределении периастров с преобладанием систем, для которых $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ [68]. Причём степень асимметрии R растёт при сокращении P , в полном согласии со 2-ым критерием. Таким образом, статистический анализ подтвердил реальность эффекта Барра и показал, что эффект связан именно с искажением кривой лучевых скоростей за счёт баллистического принципа.

В связи с наличием истинных эксцентриситетов интересно рассмотреть возражение Де Ситтера против трактовки эффекта Барра по баллистической теории. Де Ситтер отметил [41], что если б у двойных звёзд возникал дополнительный эксцентриситет величины $e' = \pi l K / P c^2$, то в среднем наблюдаемый эксцентриситет был бы выше в системах с коротким периодом P . А фактически наблюдается обратная зависимость, выявленная Людендорфом и показывающая, что эксцентриситет растёт при увеличении периода P . Согласно Де Ситтеру, это свидетельствует против теории Ритца. В действительности наблюдаемая корреляция между e и P отражает изменение истинного эксцентриситета e при росте периода P . Ведь за счёт приливного трения, постепенно «скругляющего» орбиты планет и звёзд, у тел с большими орбитальными периодами эксцентриситет в среднем выше, чем для тел с малыми периодами. Приливной эффект, снижающий e , быстро растёт (пропорционально ρ^{-5}) при сокращении орбитального радиуса ρ и периода P . Поэтому для долгопериодических орбит мнимые эксцентриситеты e' теряются на фоне истинных e . По той же причине у долгопериодических орбит ($P > 30$ сут) эффект Барра практически отсутствует [49, 63]. А для короткопериодических орбит ($P \leq 30$ сут) эффект Барра уже хорошо заметен, за счёт малости истинных эксцентриситетов e . На их фоне выросшие мнимые эксцентриситеты $e' = \pi l K / P c^2$ хорошо заметны и приводят к сильной асимметрии в распределении $N'(\omega)$.

Таким образом, эффект Барра удовлетворяет 2-му критерию. Можно рассмотреть и другие критерии, в т.ч. предложенные Д. Комстоком [39, 88] для выявления аномалий формы звёздных орбит. Все они в рамках современного анализа свидетельствуют в пользу баллистической природы искажений графика лучевых скоростей. Предложим также несколько новых критериев.

3°. Третий критерий следует из того, что мнимый эксцентриситет $e' = \pi r K / P c^2$ пропорционален расстоянию r звезды. Поэтому для сравнительно близких звёзд с малым r (< 10 – 20 пк)

мнимый эксцентриситет мал, и асимметрия в распределении по ω должна отсутствовать. А для далёких звёзд, с высоким r (> 20 пк), мнимый эксцентриситет и эффект Барра должен быть хорошо заметен. Впрочем, строгой пропорциональности эксцентриситета расстоянию не будет, поскольку за счёт переизлучения на больших дистанциях $r \geq l$ эксцентриситет $e' = \pi l K / P c^2$ пропорционален уже эффективному пути l и при $r \geq l$ перестаёт расти с увеличением расстояния r . Эффект Барра удовлетворяет и этому критерию, судя по выявленному для него широтному эффекту. Для звёзд, расположенных в высоких галактических широтах $|b| > 45^\circ$, эффект Барра практически отсутствует, а для звёзд, расположенных близко к галактическому экватору, с широтами $|b| \leq 45^\circ$, эффект Барра явно выражен [59]. Очевидно, это связано с тем, что звёзды в высоких галактических широтах расположены сравнительно близко к Земле: их расстояния r не превышают половины толщины галактического диска $h \sim 20$ пк (Рис. 1.6), соответственно и эффект Барра для них малозаметен. А звёзды, расположенные возле галактического экватора $|b| \approx 0^\circ$, находятся на расстояниях r в сотни раз больших, т.е. мнимые эксцентриситеты $e' = \pi r K / P c^2$ для них велики и эффект Барра отчётливо выражен, согласно наблюдениям [59].

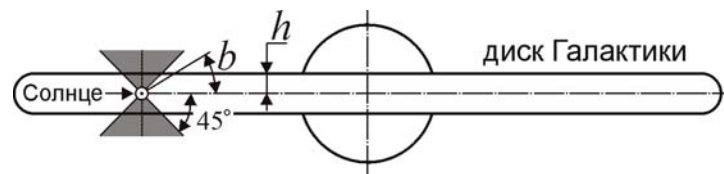


Рис. 1.6. В зависимости от галактической широты b двойных звёзд, эффект Барра для них проявляется в разной степени. Область, где эффект Барра малозаметен, закрашена серым.

Поскольку искажения, вызывающие эффект Барра и мнимый эксцентриситет $e' = \pi l K / P c^2$, обычно пропорциональны эффективному пути l , то эффект Барра будет наиболее заметен для звёзд, движущихся к Земле. Поскольку снижение эффективного пути l вызвано интерференцией исходного излучения звёзд со светом, рассеянным облаками газа [25], то интерференция возможна, когда рассеянное излучение движется со скоростью большей или почти равной скорости исходного. А свет от звезды, приближающейся к Земле с высокой скоростью, обладая избыточной скоростью $(c - V_0)$, при $V_0 < 0$ не может интерферировать с рассеянным светом. Поэтому его скорость не будет снижаться (пока он не пересечёт слои газа с лучевой скоростью близкой к V_0). При этом переизлучение практически отсутствует: $l \approx r$, а $k = l/r \approx 1$. А для $V_0 > 0$ переизлучение происходит на длине $l \sim 1$ св. года и $k = l/r \ll 1$, что делает эффект Барра малозаметным. Действительно, статистический анализ, произведённый Бражниковой и другими, показал, что эффект Барра отчётливо наблюдается лишь у звёзд с лучевой скоростью системы $V_0 < 0$, а для звёзд с $V_0 > 0$ искажения существенно ниже, и эффект Барра не обнаруживается [59].

4°. Четвёртый критерий вытекает из пропорциональности мнимого эксцентриситета $e' = \pi l K / P c^2$ амплитуде лучевой скорости K . Соответственно, если компоненты двойной звезды

двигаются вокруг центра масс по круговым орбитам с разными орбитальными скоростями, то мнимый эксцентриситет будет выше у компонента с большей скоростью (и меньшей массой), на что обратил внимание П.С. Чикин [69] и С.А. Семиков [A21]. Этому критерию, действительно, удовлетворяет ряд спектрально-двойных звёзд. Например, у звезды RX Кассиопеи кривые лучевых скоростей компонентов соответствуют разным эксцентриситетам, и лучевые скорости меняются не синхронно [46, 61]. Если у компонента спектрального класса G кривая лучевых скоростей соответствует круговой орбите с $e_1 \approx 0$ (*пунктир* на Рис. 1.7), то у компонента класса A кривая соответствует орбите с $e_2 \approx 0,18$, вытянутой к Земле (*штрих-пунктир*). Это противоречит небесной механике, согласно которой у компонентов двойной системы эксцентриситеты орбит должны совпадать, а кривые лучевых скоростей – иметь зеркальный ход, так что V_{r1} и V_{r2} менялись бы в противофазе. Таким образом, в видимом движении звёзд наблюдается отклонение от законов Кеплера, – иллюзорный эффект, предсказанный теорией Ритца [A15]. Поскольку законы Кеплера вряд ли нарушаются, Бэттен [46] пришёл к выводу, что кривая лучевых скоростей компонента A искажена по эффекту Барра. Причём его периастр в согласии с теорией Ритца расположен за картинной плоскостью ($\omega = 37^\circ$ [70]), удовлетворяя первому критерию. У RX Кассиопеи обнаружены и колебания яркости I' , идущие с орбитальным периодом P , что в рамках баллистической теории естественно объясняется эффектом Ритца (§ 1.2, § 1.5), меняющим видимую яркость I' и хорошо заметным, судя по наличию искажений графика $V_r(t)$.

Перекося графиков лучевых скоростей наблюдается также у звезды DU Волопаса [71] (Рис. 1.7), переменная яркость I' которой тоже может быть связана с эффектом Ритца (§ 1.2, § 1.5), вызвавшим это искажение $V_r(t)$. Перекося кривых $V_r(t)$ компонентов в одну сторону наблюдается и у тесных (часто контактных) двойных V701 Скорпиона, V870 Жертвенника, DX Тукана, VW Цефея, GU Единорога, что однако связывали с приливным эффектом и неоднородным распределением яркости по поверхности звёзд [72]. Подтверждается критерий и для переменной AW Большой Медведицы [73], у которой кривая лучевых скоростей не соответствует кривой блеска даже в рамках модели контактной системы с неоднородным распределением яркости. Эффект несоответствия кривых $V_r(t)$ компонентов обнаружен также у переменной звезды BW Лисички, двойственность которой, согласно П.С. Чикину [69], и объясняет её переменность. Он же показал, что перекося графиков $V_r'(t)$ при $e' = \pi lK/Pc^2 > 1$ ведёт к появлению на них разрывов, неоднозначностей и перехлёсту ветвей графика $V_r'(t)$, типичному для ударных волн в нелинейных средах [67]. Эта аномалия графиков $V_r(t)$ противоречит другим объяснениям эффекта Барра – эффекту селекции, гипотезе Струве, галактической ориентации орбит и т.д.

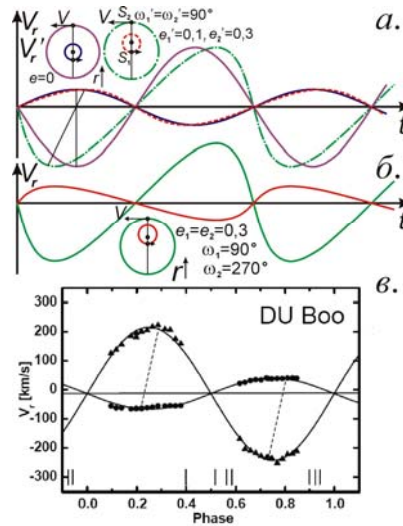


Рис. 1.7. а) Схема искажений графиков $V_r'(t)$ для круговых орбит (пунктир и штрих-пунктир), отвечающих невозможному случаю, когда у орбит компонентов разные эксцентриситеты и равные долготы периастров. б) Реальные графики лучевых скоростей $V_r(t)$ компонентов соответствуют орбитам равных эксцентриситетов $e_1 = e_2$ и противоположных долгот $\omega_1 = 180^\circ + \omega_2$ (сплошные линии). в) Возможный пример подобного искажения, наблюдаемого у тесной двойной звезды DU Волопаса [71].

Кроме того, вызванные искажениями $V_r'(t)$ неравные мнимые эксцентриситеты e' компонентов, при фиксированных значениях составляющей $V_r'' = Ke' \cos \omega + V_0$, приведут к различию расчётных значений величин $Ke' \cos \omega$ и скоростей центра масс V_0 компонентов. Т.е. лучевая скорость центра масс V_0 системы, найденная по разным компонентам, получится разной, вопреки законам Кеплера. Такая аномалия действительно наблюдается в виде эффекта Струве-Сахаде [46, 74], скажем, у звезды HD 190967 и АО Кассиопеи, а также у HD 193576 [75].

5°. Пятый критерий следует из того, что мнимый эксцентриситет $e' = \pi l K / P c^2$ соответствует «вытягиванию» орбит обеих компонент S_1 и S_2 в сторону Земли. Т.е. для круговой орбиты долготы периастров, определённые из анализа искажённых кривых лучевых скоростей, будут совпадать: $\omega_1 = \omega_2 = 90^\circ$ (Рис. 1.7). В действительности у компонент S_1 и S_2 с эллиптическими орбитами соответствующие значения ω_1 и ω_2 должны различаться на 180° , и для $\omega_2 = 90^\circ$ найдём $\omega_1 = 180^\circ + \omega_2 = 270^\circ$. При наличии у орбит истинного эксцентриситета, дополнительное вытягивание орбит в одну сторону приведёт к тому, что разность долгот периастров окажется меньше 180° , т.е. $0 \leq |\omega_1 - \omega_2| < 180^\circ$. Действительно, подобный эффект обнаружен, например, в упомянутых системах DU Волопаса [71], V701 Скорпиона, BW Лисички [69]: у обеих компонент перекося графиков $V_r'(t)$ идёт в одну сторону, словно у обеих звёзд $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$, и $0^\circ \leq |\omega_1 - \omega_2| < 180^\circ$.

6°. Шестой критерий тоже следует из того, что переменность скорости света вызывает лишь видимый рост эксцентриситета, определённого из кривой лучевых скоростей. Поэтому, применяя другие методы, можно выявить это несоответствие. Так, у затменной звезды U Цефея по наблюдениям затмений и фотометрической кривой блеска расчётная величина $e \cos \omega$ близка

к нулю. Тогда как кривая лучевых скоростей показывает высокое значение $e \cos \omega$, достигающее 0,2–0,4 и, соответственно, – высокое значение эксцентриситета e [46].

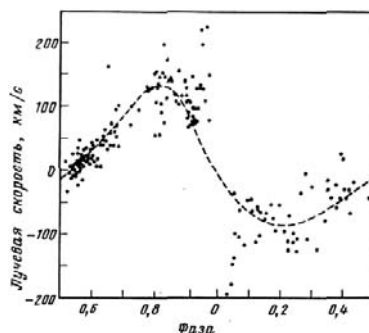


Рис. 1.8. Кривая лучевых скоростей U Цефея [46] не соответствует её кривой блеска, говорящей о нулевом значении $e \cos \omega$.

Очевидно, орбита обладает истинным эксцентриситетом e , однако добавление скорости звезды к скорости света компенсирует асимметрию кривой блеска (затмений), нейтрализуя расчётный эксцентриситет (по механизму, предложенному Кортвегом [41]), так что $e' = e + \Delta e = 0$. Однако эффект Барра не может на всём периоде нейтрализовать асимметрию графика лучевых скоростей $V_r(t)$, где больше точек. В итоге сохраняется остаточный эксцентриситет, измеренный по графику $V_r(t)$. Ряд звёзд с таким несоответствием кривых блеска и кривых лучевых скоростей упомянут в монографии Бэттена [46] и подробно исследован Саведовым [76]. К той же категории можно отнести цефеиды, у которых, как давно открыто, кривые лучевых скоростей смещены на четверть периода по отношению к кривым блеска (§ 1.5).

Данный критерий особенно актуален для короткопериодичных затменных систем, открытых в последние годы в рамках проектов OGLE и Kepler. В частности, затменная система OGLE-TR-122 обладает очень коротким периодом $P = 7,3$ сут, при котором орбита звезды за счёт приливного скругления должна быть практически идеальной окружностью с нулевым эксцентриситетом [77]. Однако кривая лучевых скоростей свидетельствует об орбите, вытянутой в направлении Земли. Если учесть короткий период и высокую полуамплитуду лучевой скорости $K = 10$ км/с, тогда наблюдаемый эксцентриситет вполне может быть мнимым $e' = \pi K / P c^2$. Дополнительно проверить гипотезу об искажении графика лучевых скоростей эффектами баллистической теории можно как раз по b° -му критерию – по наблюдаемой кривой блеска.

7°. Седьмой критерий был предложен Фрейндлихом [44], показавшим, что искажённая кривая лучевых скоростей $V_r'(t)$ не вполне соответствует графику $V_r(t)$ эллиптической орбиты: отклонения имеют вид гармоник с частотами кратными основной частоте орбитального обращения. Этот критерий следует из того, что разница между приближёнными выражениями (1.4) и (1.9) для этих функций имеет вид гармоник основной частоты. Фактически этот критерий следует из разложения пилообразной кривой (1.4) в ряд Фурье. По мере увеличения дистанции l

и параметра $e' = \pi l K / P c^2$ нарастают отклонения $V_r'(t)$ от гармонического закона. Это напоминает появление всё более высоких гармоник растущей амплитуды в клистроне, где исходно однородное распределение электронов, по мере их движения, становится всё более неоднородным и асимметричным за счёт периодической модуляции скорости электронов [67]. Уже Фрейндлих отмечал, что подобные отклонения реально наблюдаются на графиках лучевых скоростей двойных звёзд [44]. Действительно, современные прецизионные измерения лучевых скоростей двойных звёзд обнаруживают систематические расхождения теоретических и наблюдаемых графиков лучевых скоростей [78, 79]. Аналогичный эффект некеплеровых движений (по одной из гипотез вызванный приливами [62, 80]) обнаружен у двойных пульсаров [81] и визуально-двойных звёзд [80]. В последнем случае искажения невелики, ввиду близости таких систем, а сопоставление элементов орбит, измеренных спектроскопически и астрометрически, по величине расхождений [80] позволит проверить 6°-й критерий. Таким образом, 7°-ой критерий тоже подтверждается, по крайней мере, качественно. Количественная проверка этих критериев и сравнение с другими гипотезами, в т.ч. приливными [80], возможна при сопоставлении измеренных и расчётных (1.8) искажений и при учёте искажений от эффекта Ритца (см. § 1.4, § 1.5).

8°. Восьмой критерий следует из того, что от длины волны λ спектральной линии и от состава переизлучающих облаков газа зависит длина переизлучения – эффективная длина $l = \lambda / 2\pi(n - 1)$, на которой у лучей света растёт разность хода, а значит, степень искажения графика $V_r'(t)$ и величина мнимого эксцентриситета e' . Причём эффект переизлучения снова сильнее всего скажется для частот абсорбционных и эмиссионных линий элементов, по которым и определяют спектральное смещение. Поскольку вблизи этих резонансных частот f_{0i} спектральных линий показатель преломления n [82] стремительно нарастает по закону

$$n = \sqrt{1 + \sum_i \frac{N_i s_i}{f_{0i}^2 - f^2}}, \quad (1.10)$$

то для них длины переизлучения

$$l_i = \lambda_i / 2\pi(n - 1) \quad (1.11)$$

и пропорциональные им искажения на порядки снижены. Причём для кривых лучевых скоростей, построенных по разным группам линий λ_i , эти искажения окажутся снижены в разной степени, поскольку в межзвёздном газе различаются концентрации N_i атомов разных элементов, а также коэффициенты s_i , характеризующие заряды, массы и силы соответствующих осцилляторов. Поэтому искажения графиков $V_r'(t)$, построенных по разным линиям на частотах f_{0i} разных элементов, могут существенно различаться. Различия затронут также и расчётные величины $e' = \pi l_i K / P c^2$ и ω' , которые зависят от расстояния l_i , пройденного светом до момента переизлучения.

Этот критерий тоже подтверждают наблюдения для ряда звёзд, как показал А. Бэттен [46]. Впервые на различие элементов орбит спектрально-двойных, измеренных в разных частотных

диапазонах, обратил внимание А.А. Белопольский и Г.А. Тихов на примере звезды β Возничего [65, 83]. Также различие графиков лучевых скоростей, построенных по линиям разных элементов, было отмечено в 1949–1950 гг. Струве [84] и Мак-Намарой [85]. Например, расчётные элементы орбит двойной звезды U Стрелы различались для кривых, построенных по линиям водорода и по линиям металлов. Аналогично, для АО Кассиопеи, по наблюдениям Абхинара [86], графики лучевых скоростей, построенные по линиям водорода и гелия, различались и соответствовали разным амплитудам лучевых скоростей K . Искажение графиков $V_r'(t)$ для АО Кассиопеи подтверждается и тем, что у этой системы постоянные составляющие лучевой скорости V_0 компонентов не совпадают [46, 74]. Аналогично у рассмотренной выше системы RX Кассиопеи различие эксцентриситетов, рассчитанных по кривым лучевых скоростей разных компонентов, может быть обусловлено тем, что для линий одного компонента (класса G) переизлучение происходит на меньшей длине l , отчего искажения и $e' = \pi K/Pc^2$ оказываются меньше, чем у главного компонента (класса A). А вековые изменения состава и концентрации межзвёздного газа вдоль линии визирования RX Кассиопеи (за счёт движения межзвёздных облаков газа и вариаций степени их ионизации) объясняют, почему различаются элементы системы (K_1 , K_2 и e), определённые в разные эпохи, в 1944 г. – Струве [70] и через 30 лет [89].

Таким образом, все рассмотренные критерии, при сопоставлении с данными астрометрии и спектрометрии, подтвердили, что эффект Барра обусловлен влиянием орбитальной скорости звёзд на скорость испущенного ими света. Т.е. эффект Барра можно рассматривать как свидетельство в пользу баллистической теории, особенно если учесть, что ряд критериев и предсказаний теории Ритца был разработан задолго до их фактического подтверждения в космосе.

§ 1.2. Эффект Ритца и природа закона Хаббла

В предыдущем параграфе рассмотрен эффект искажения видимого движения звёзд при изменении их лучевой скорости и соответствующих вариациях скорости света. Рассмотрим эффект количественно на примере источника, излучающего световые сигналы через малый интервал времени dt и удалённого от приёмника на расстояние r . Свет источника, испущенный в момент t , достигнет приёмника в момент $t' = t + r/c'$, где c' – скорость света в вакууме. Время dt' между приёмом двух световых сигналов найдётся путём дифференцирования:

$$dt' = \left(1 + \frac{\partial r}{\partial t} \cdot \frac{1}{c'} - \frac{r}{c'^2} \cdot \frac{\partial c'}{\partial t} \right) dt. \quad (1.12)$$

Здесь рассмотрен общий случай, когда скорость света c' играет роль не константы c (как в СТО), а переменной, как в общей теории относительности (ОТО) и теории Ритца. Вариации скорости света в вакууме выявлены при космической радиолокации [90–93, А3]. Если второе слагаемое в (1.12) характеризует эффект Доплера $dt' = (1 + V_r/c')dt$, т.к. $\partial r/\partial t = V_r$ – лучевая ско-

рость источника относительно приёмника, то третья слагаемое характеризует изменение длительности сигналов за счёт вариаций скорости света. Данный эффект

$$dt' = \left(1 - \frac{r}{c^2} \cdot \frac{\partial c'}{\partial t} \right) dt, \quad (1.13)$$

следует из баллистического принципа $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{V}$, меняющего скорость света при ускорении источника. В направлении приёмника скорость света $c' = c - V_r$, где V_r – лучевая скорость источника (проекция \mathbf{V} на луч зрения – на радиус-вектор \mathbf{r} источника). Дифференцируя $\partial c'/\partial t = -\partial V_r/\partial t = -a_r$ (где a_r – лучевое ускорение источника) и подставляя в (1.13), при $V_r \ll c$, найдём

$$dt' = \left(1 + \frac{ra_r}{c^2} \right) dt. \quad (1.14)$$

Природа эффекта очевидна: по баллистической теории ускоряемый источник в каждый последующий момент сообщает свету несколько иную скорость, и последовательные сигналы (или фронты световых волн), испущенные с разными скоростями, догоняют друг друга (сокращая длину волны λ), либо расходятся (наращивая длину волны), приходя к приёмнику чаще или реже. Из преобразования временных интервалов dt (1.14) и периода T световых колебаний $T' = Tdt'/dt$ найдём для изменения исходной длины волны $\lambda = cT$, частоты света $f = 1/T$ и длительности импульса Δt (изменённые параметры – штрихованные), соответственно,

$$\lambda' = cT' = \lambda \left(1 + \frac{ra_r}{c^2} \right), \quad f' = 1/T' = f \left(1 + \frac{ra_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left(1 + \frac{ra_r}{c^2} \right). \quad (1.15)$$

Эффект (1.15), дополняющий эффект Доплера, далее будем называть эффектом Ритца: Ритц вывел формулу (1.14) в 1908 г. [15]. При $V_r \ll c$ из (1.12) следует общее преобразование

$$dt' = \left(1 + \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2} \right) dt, \quad \lambda' = \left(1 + \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2} \right) \lambda \quad (1.16)$$

Если доплер-эффект $dt' = (1 + V_r/c)dt$ легко регистрируется в лаборатории, то эффект Ритца (1.14) обнаружить сложнее, ввиду малости $ra_r/c^2 \ll 1$. Но на дистанциях r порядка светового года малые ускорения $a_r \sim c^2/r \approx 9,5 \text{ м/с}^2$ могут менять видимую длительность процессов в разы.

Изменение видимой длительности dt' процессов по эффекту Ритца (представляющее собой такую же иллюзию как изменение dt' по эффекту Доплера) приводит также к изменению регистрируемой яркости излучения I' . Действительно, если источник излучил в единичную площадь апертуры фотоприёмника мощность I в течение времени dt , то по закону сохранения энергии $I dt$, воспринимаемой за время dt' , регистрируется мощность $I' = I dt/dt'$. Отсюда, с учётом (1.14),

$$I' = I \frac{dt}{dt'} = I \left(1 + \frac{ra_r}{c^2} \right)^{-1}. \quad (1.17)$$

Итак, лучевое ускорение источника a_r приводит к изменению видимой яркости источника I' , а колебания a_r вызывают колебания видимой яркости источника, например звезды.

Эффект изменения видимой длительности позволяет наиболее просто вычислить величины мнимых эксцентриситетов звёзд, движущихся по круговой орбите с центростремительным ускорением a_c (Рис. 1.3), чем рассмотренный в § 1.1. Действительно, перед картинной плоскостью в ближайшей к нам точке орбиты 3 (где $a_r = a_c$) движение звезды будет казаться замедленным, ввиду растяжения интервалов времени $dt'_3 = (1 + la_c/c^2)dt$ по эффекту Ритца (1.14) на эффективной длине $r = l$. А за картинной плоскостью в наиболее удалённой точке орбиты 1 (где $a_r = -a_c$) движение звезды будет казаться ускоренным ввиду сжатия регистрируемых интервалов $dt'_1 = (1 - la_c/c^2)dt$. Таким образом, в точках 1 и 3 отношение видимых угловых смещений и соответствующих тангенциальных скоростей движения звезды приобретёт вид

$$\frac{V'_1}{V'_3} = \frac{dt'_3}{dt'_1} = \frac{1 + la_c/c^2}{1 - la_c/c^2}. \quad (1.18)$$

Оно эквивалентно вытекающему из 2-го закона Кеплера соотношению лучевых скоростей

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{1 + e'}{1 - e'} \quad (1.19)$$

у орбиты, вытянутой к Земле (Рис. 1.3, Рис. 1.4), с эксцентриситетом e' и расстояниями ρ_1 и ρ_3 до главной звезды S_1 , соответственно, в периастре 1 и апоастре 3. Из сравнения выражений (1.18) и (1.19) мнимый эксцентриситет $e' = la_c/c^2 = 2\pi lK/Pc^2$. Однако при измерении эксцентриситета по кривой лучевых скоростей, скажем, по тангенсу угла наклона α касательной в точках 1 и 3 (Рис. 1.3), скорость в них даёт двойной вклад (за счёт разницы скоростей движения по эллиптической орбите возле этих точек и за счёт разной скорости её изменения). Действительно, тангенс угла α касательной dV_r/dt в периастре 1 и апоастре 3 равен ускорению звезды в этих точках $a_1 = dV_{1r}/dt = GM/\rho_1^2$ и $a_3 = dV_{3r}/dt = GM/\rho_3^2$, где G – гравитационная постоянная, M – масса главной звезды S_1 (Рис. 1.4). Тогда условие подобия графиков (Рис. 1.5) при $e' \ll 1$ запишется в виде $a_1 \propto dt/dt'_1$ и $a_3 \propto dt/dt'_3$, что в приближении $e' \ll 1$ даёт соотношение

$$\frac{dt'_3}{dt'_1} = \frac{a_1}{a_3} = \left(\frac{\rho_3}{\rho_1} \right)^2 \approx \frac{1 + 2e'}{1 - 2e'}. \quad (1.20)$$

Т.е. из геометрических соображений $e' = la_c/2c^2 = \pi lK/Pc^2$, что совпадает с выражением, найденным ранее чисто аналитически. Итак, мнимые эксцентриситеты звёздных орбит, измеренные астрометрически и спектроскопически, различались бы в два раза, что служит ещё одним критерием для анализа природы искажений, истинных движений и эксцентриситетов орбит.

Если эффект (1.14) имеет место, и видимое движение звёзд искажается, тогда, кроме отмеченного искажения, произойдёт дополнительное смещение спектральных линий по закону (1.15). Общее изменение периода и длины волны спектральной линии задано формулой (1.16). Таким образом, оно представлено суммой смещений по эффекту Доплера и по эффекту Ритца:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2}. \quad (1.21)$$

Интерпретируя это смещение как чисто доплеровское, найдут расчётное значение скорости

$$V_r' = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = V_r + \frac{ra_r}{c}. \quad (1.22)$$

Для графиков лучевых скоростей звёзд, движущихся по круговой орбите, эффект Ритца приведёт к изменению орбитальной фазы звезды. Если истинная лучевая скорость звезды задана выражением $V_r = -K\sin(2\pi t/P)$, то для ускорения $a_r = dV_r/dt = -(2\pi K/P)\cos(2\pi t/P)$, и вносимая им добавочная мнимая (*кажущаяся*) скорость $V_r^* = ra_r/c$ или $V_r^* = la_r/c$ (в случае переизлучения света на длине l). Отсюда получим, что расчётная скорость задана выражением

$$V_r' = V_r + V_r^* = -K\sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) - \frac{2\pi l K}{Pc} \cos\left(\frac{2\pi t}{P}\right) = -K' \sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \varphi\right), \quad (1.23)$$

где сдвиг по фазе $\varphi = \arctg(2\pi l/Pc)$, а расчётная амплитуда лучевой скорости

$$K' = K \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi l}{Pc}\right)^2} \approx K \left(1 + 2e'^2 \frac{c^2}{K^2}\right), \quad (1.24)$$

в приближении для мнимого эксцентриситета $e' = \pi l K/Pc^2 \ll 1$.

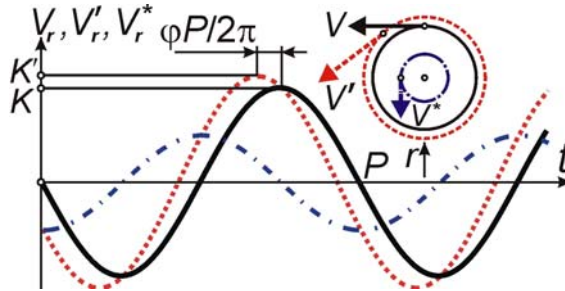


Рис. 1.9. Схема искажения доплеровской кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ (сплошная линия) от дополнительного сдвига частоты по эффекту Ритца в виде кривой мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t) = la_r/c$ (штрих-пунктирная линия) и соответствующие орбиты. Результирующая кривая спектральных смещений (пунктирная линия) даёт ложную доплеровскую скорость $V_r'(t) = V_r(t) + V_r^*(t)$.

Смещение по фазе графика лучевых скоростей $V_r'(t)$ (Рис. 1.9) будет заметно у спектрально-двойных звёзд, являющихся одновременно затменно-двойными. Теоретически затмение звезды с круговой орбитой наблюдалось бы в момент наибольшего её удаления в фазе кривой лучевых скоростей 0. Если кривая смещена эффектом Ритца, затмение произойдёт с запозданием на разность фаз φ , достигающую $\pi/2$ (или в орбитальной фазе $\Phi = 0,25$ в астрономических обозначениях $\Phi = \varphi/2\pi$) в предельном случае, когда смещение спектра обусловлено в основном эффектом Ритца. Несоответствия кривых блеска и лучевой скорости реально открыты, например у Андромеды (§ 1.5). Тот же эффект отмечен у двойного пульсара PSR 1957+20, у которо-

го затмение наступает в орбитальной фазе $\Phi = 0,25$ [411], совпадающей с предельным значением 0,25, при котором вариации периода пульсара целиком обусловлены эффектом Ритца.

Фазовый сдвиг графиков лучевых скоростей можно обнаружить, исследуя колебания смещений линий двойных звёзд на разных частотах f_i , на которых эффективные расстояния r , равные длине переизлучения l_i , различны. В итоге, согласно (1.10), (1.11) и (1.24), будут отличаться и смещения линий по эффекту Ритца (1.15), амплитуды лучевой скорости $K' \approx K[1 + 2(\pi l_i / Pc)^2]$ и фазовые сдвиги $\varphi = \arctg(2\pi l_i / Pc)$ графиков $V_r'(t)$. Действительно, у ряда двойных звёзд графики $V_r'(t)$, построенные по линиям разных элементов на разных частотах f_i , различаются амплитудой K' , как показал А. Бэттен [46, с. 206, 209], и фазой φ , как показал Г.А. Тихов [83]. А на кривых лучевых скоростей, построенных по эмиссионным линиям CaI и HeII у затменной звезды V 347 Кормы, обнаружился фазовый сдвиг графиков лучевых скоростей, построенных по разным линиям, и несоответствие фаз графиков лучевых скоростей, построенных по одной линии, у двух компонентов звезды [94]. Таким образом, системы типа V 347 Кормы дают ещё один пример эффекта Барра, для которого выполняются критерии 4° и 5° из § 1.1.

В случае, когда кривая лучевых скоростей звёзд с круговой орбитой искажена эффектом Ритца, и вызванные им смещения намного превосходят доплеровские ($V_r' \approx V_r^*$), искажения от эффекта запаздывания тоже ведут к появлению мнимого эксцентриситета, но эквивалентная эллиптическая орбита соответствует уже $\omega = 180^\circ$. Т.е. эффект Барра проявился бы и в преобладании орбит с ω возле значения 180° . Действительно, для круговой орбиты $a_r = -(2\pi K/P)\cos(2\pi t/P)$, откуда $t = (P/2\pi)\arccos(-Pa_r/2\pi K)$, а в случае учёта дополнительного запаздывания света на $\Delta t = lV_r/c^2 \approx -lK\sin(2\pi t/P)/c^2$, полагая $\Delta t \ll P$, получим, при замене $\pi lK/Pc^2 = e'$,

$$t = t(a_r) + \Delta t \approx \frac{P}{2\pi} \arccos\left(-\frac{Pa_r}{2\pi K}\right) - \frac{lK}{c^2} \sqrt{1 - \left(\frac{Pa_r}{2\pi K}\right)^2} = \frac{P}{2\pi} \left(\arccos\left(-\frac{PcV_r^{*'}}{2\pi Kl}\right) - 2e' \sqrt{1 - \left(\frac{PcV_r^{*'}}{2\pi Kl}\right)^2} \right). \quad (1.25)$$

Отсюда тоже нельзя найти в явном виде зависимость a_r и мнимой скорости $V_r^{*'}$ от времени t . Но приближённый анализ, подобный проведённому выше для (1.6), показывает, что при ограничении членами первого порядка e' искажённая кривая сдвигов частоты соответствует эллиптической орбите с $\omega' = 180^\circ$, эксцентриситетом $e = e' = \pi lK/Pc^2$ и полуамплитудой скорости $K' = 2\pi lK/Pc$ (Рис. 1.10), как следует из выражения (1.7), после разложения в ряд Тейлора,

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(\arccos\left(-\frac{V_r/K'+e}{V_r e/K'+1}\right) - e \sqrt{1 - \left(\frac{V_r/K'+e}{V_r e/K'+1}\right)^2} \right) \approx \frac{P}{2\pi} \left(\arccos\left(-\frac{V_r}{K'}\right) - 2e \sqrt{1 - \left(\frac{V_r}{K'}\right)^2} \left(\frac{1+V_r/2K'}{1+V_r/K'}\right) \right). \quad (1.26)$$

Тем самым получает объяснение асимметрия распределения долгот периастров между I и II, а также между III и IV квадрантами и группирование долгот периастров возле $\omega = 180^\circ$ (§ 1.4). Действительно, если истинные орбиты большинства звёзд имеют форму окружности ($e = 0$), то наблюдаемые искажённые графики $a_r(t)$ и $V_r^{*'}(t)$, как видно из (1.25), представляют

собой трохоиды, приближённо соответствующие графику $V_r(t)$ из (1.26) для $\omega = 180^\circ$ (Рис. 1.10). При высоком расчётном эксцентриситете $e \sim 0,5$ и выше искажение недостаточно для объяснения наблюдаемой кривой лучевых скоростей (Рис. 1.10). При центростремительном ускорении $a = c^2/r$ и предельной степени сжатия $dt'/dt = 0$ в дальней точке орбиты 1 (Рис. 1.3), пока на кривой $V_r^*(t)$ нет самопересечений, в ближней к Земле точке орбиты 3 максимальная степень растяжения составит $dt'/dt = 2$. Истинная степень замедления в апоастре (по отношению к средней угловой скорости на орбите) может быть заметно выше. Так, при эксцентриситете $e = 0,7$ график лучевых скоростей $V_r(t)$ соответствует замедлению в апоастре в $dt'/dt \sim 2,5$ раза. Подобные графики лучевых скоростей с глубокими узкими минимумами (Рис. 1.10) тоже характерны для двойных пульсаров, например PSR 1913+16, PSR 1741-3056. При этом отклонения графиков $V_r^*(t)$ от теоретических $V_r(t)$, а также искажения возникающие в результате перекоса графиков $V_r(t)$ (Рис. 1.3), а также сложения графиков истинных и мнимых лучевых скоростей (1.22), интерпретируют как релятивистские поправки по СТО и ОТО. А если причина в эффекте Ритца, это проявится в периодическом изменении эксцентриситета в ходе вековой прецессии орбиты пульсаров (так, у PSR J0737–3039 этот период всего 21 год).

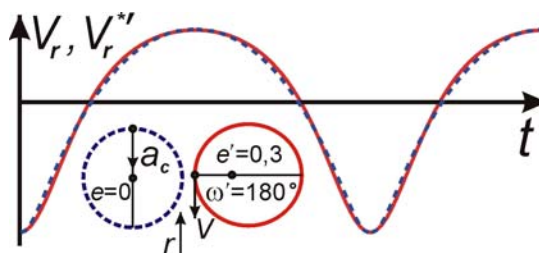


Рис. 1.10. Сравнение кривой мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ (пунктир) от частотного сдвига по эффекту Ритца, искажённой от эффекта запаздывания (при $\pi l/K Pc^2 = 0,3$), и кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ от сдвига частоты по эффекту Доплера (сплошная) для орбиты с $e' = 0,3$ и $\omega' = 180^\circ$. Кривая $V_r^*(t)$ дополнительно смещена вниз на $e'K = \pi l K^2 / Pc^2$ до совпадения с графиком $V_r(t)$.

Эффект смещения частоты и длины волны, пропорциональный дистанции r , предполагал ещё А. Белопольский [65, с. 272] для объяснения красного смещения в спектрах галактик. Действительно, эффект Ритца проще всего обнаружить на гигантских межгалактических дистанциях r , где исчезающе мала концентрация атомов нейтрального водорода $N \leq 6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ [87]. Согласно (1.4), длина переизлучения l растёт пропорционально $1/N$, откуда $l \geq 2 \cdot 10^{10}$ св. лет $\gg r$. Т.е. переизлучения нет для большинства наблюдаемых галактик. В частности, по эффекту Ритца $\lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2)$, пропорционально расстоянию r галактик должна нарастать длина волны λ света, испущенного видимыми участками ярких галактических ядер-балджей, характеризующихся интенсивными спектральными линиями и ускорениями, направленными от Земли ($a_r > 0$) к центрам галактик (Рис. 1.11). Эффект по форме аналогичен открытому Э. Хабблом закону красного смещения в спектрах галактик $\lambda' = \lambda(1 + rH/c)$. Коэффициент $H = 68$ (км/с)/Мпк (постоянная

Хаббла) близок к коэффициенту a_r/c , рассчитанному по измеренным ускорениям $a_r = V_b^2/R_b$ звёзд в галактиках. Взяв за образец нашу Галактику (её характеристики типичны для спиральных галактик, а балдж имеет радиус $R_b = 0,002$ Мпк и окружную скорость звёзд $V_b = 200$ км/с [95]), получим расчётное значение постоянной Хаббла $H_c = a_r/c \approx 67$ (км/с)/Мпк, близкое к измеренному $H = 67,80 \pm 0,77$ (км/с)/Мпк [96]. Для других галактик расчётное значение параметра

$$H_c = a_r/c = V_b^2/R_b c \quad (1.27)$$

может несколько отличаться от $H_c \approx 67$ (км/с)/Мпк, ввиду различия окружных скоростей V_b и радиусов R_b галактик, но одинаковые типы галактик обладали бы близкими характерными значениями параметра Хаббла H_c . Т.е. на диаграмме «расстояние – красное смещение» точки, соответствующие разным галактикам, расположатся близко к выходящей из начала координат прямой линии, соответствующей закону Хаббла. Поэтому правильнее говорить не о постоянной, а именно о параметре Хаббла, поскольку коэффициент H_c различается для разных галактик. Действительно, в литературе по космологии встречается мнение, что постоянную Хаббла правильнее называть параметром, поскольку она меняется, как минимум, во времени [97].

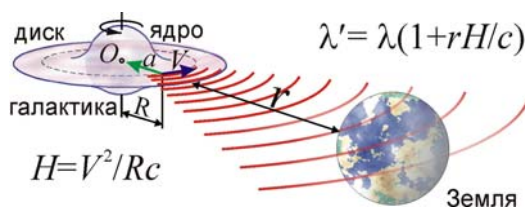


Рис. 1.11. Схема преобразования частоты света по эффекту Ритца у вращающихся ядер галактик. Эффект приводит к закону красного смещения, аналогичному Хаббловскому.

Сам Хаббл доказал, что красное смещение обусловлено не доплер-эффектом от разбегаания галактик [98, с. 342], но неким эффектом постепенного снижения частоты света, по мере его движения к нам, а галактики обладают сравнительно небольшими пекулярными скоростями. Эту гипотезу выдвинули в 1929 г. астрофизики А. Белопольский [65, с. 272] и Ф. Цвикки [99] и поддержали многие астрономы, инженеры и физики, включая К.Э. Циолковского [100, с. 286], С.И. Вавилова [101, с. 131], В.П. Селезнёва [102]. Да и позднее ряд астрофизиков, включая Р.В. Куницкого, Б.А. Воронцова-Вельяминова и академика В.А. Амбарцумяна, отрицали теорию Большого взрыва и расширения Вселенной как причину красного смещения, полагая, что возможны лишь локальные случайные движения галактик. Интересно, что американский физик Д. Джоунс, рассматривая красное смещение галактик как результат эффекта нарастания длины волны света, пропорционально пройденному им пути, предположил, что похожий эффект будет наблюдаться при пропускании лазерного излучения по протяжённым световодам [103, с. 150]. Подобный эффект реально открыт в световодах в виде рамановского смещения частоты, хотя в этом случае он связан исключительно с нелинейными свойствами среды [104].

Гипотезу о недоплеровской природе красного смещения подтвердил и фотометрический критерий, предложенный Э. Хабблом и Р. Толменом [98]. Но механизм эффекта красного смещения галактик остался невыясненным. Пионер нелинейной оптики С.И. Вавилов так охарактеризовал эту неопределённость [101, с. 133]: «Можно ли считать это смещение также доплеровским, вызванным трудно постижимой рецессией туманностей, или же причина кроется в новых, неизвестных нам доселе свойствах света,— это вопрос открытый... Хаббл, установивший самый факт и закон красного смещения, считает, что фотометрические данные не благоприятствуют интерпретации красного смещения как доплера». Т.е. мнение о том, что Хаббл открыл расширение Вселенной и поддержал теорию Большого взрыва [105] в корне ошибочно [98, с. 342].

Как отметил С.И. Вавилов [101, с. 133], «изучая свет спиральных туманностей, мы имеем дело с лучами, не испытывавшими никаких воздействий со стороны вещества в течение десятков и сотен миллионов лет и существовавшими без всяких воздействий в течение этих громадных периодов», поэтому данный эффект должен отличаться от известных эффектов трансформации частоты света при взаимодействии со средой [19, 104]. Эффект Ритца (1.14) идеально подходит на роль эффекта преобразования частоты света в космическом вакууме, поскольку не только естественно переходит в хабблов закон красного смещения, но и снимает все возражения против трактовки красного смещения по гипотезе Белопольского-Цвикки. Красное смещение по эффекту Ритца проявляется аналогично доплер-эффекту: одинаково на всех частотах, ведя к пропорциональному замедлению видимых процессов, согласно формуле (1.14), что объясняет растяжение длительности вспышек сверхновых Ia в галактиках [A1], пропорционально их красному смещению $z = (\lambda' - \lambda)/\lambda$ (1.21). К сходным выводам пришёл С. Девасиа [106]. Видимо, впервые эффект красного смещения проассоциировали с эффектом Ритца в 2000 г. А.Н. Тропников и А. Сайреника, соответственно, в электронных публикациях [107] и [108]. Вторая из них упомянута во 2-ом издании журнала «Modern Nonlinear Optics» [109]. Но в поисковиках эти публикации проиндексированы 2006 и 2009 гг. Также в работах [107, 108] не объяснён механизм именно красного, а не синего смещения, не рассчитано значение H , не объяснены парадоксы красного смещения. Но это сделано в независимом анализе [A1, A21, A51].

Итак, баллистическая теория соответствует данным внегалактической астрономии, объясняя красное смещение без гипотез о расширении Вселенной, о тёмной материи и энергии. В пользу трактовки космологического красного смещения по эффекту Ритца свидетельствует ряд парадоксов красного смещения [110, 111], противоречащих его доплеровской трактовке.

Первый парадокс состоит в том, что одинаково удалённые объекты, вопреки закону Хаббла, часто имеют сильно разнящиеся красные смещения, на основании которых объектам следовало бы приписать разные дистанции r [112, с. 374]. Отличающиеся в разы красные смещения $z = rH_0/c$ у равноудалённых связанных галактик [110] легко объяснимы по эффекту Ритца [A21,

A26, A51] разницей их ускорений a_r , т.е. значений $H_c = a_r/c$ (1.21). Впервые такое несоответствие красных смещений установил Г. Арп. Он выявил большое количество галактик, физически связанных в пары, что подтверждали соединяющие эти галактики перемычки. Но компоненты таких галактик, несмотря на равноудалённость, обладали, вопреки закону Хаббла, разными значениями z , причём разница намного превосходила возможные доплеровские сдвиги от движения компонент в двойной системе [113–116]. Яркий пример – объект Маркарян 205 – спутник галактики NGC 4319, имеющей заметно меньшее красное смещение [117, с. 143]. Интересно, что во всех подобных случаях у спутников, обладающих меньшими размерами R , чем у главной галактики, красные смещения z всегда выше, чем у галактики [118, с. 129]. С позиций баллистической теории и эффекта Ритца это объяснимо тем, что для малых радиусов R параметр Хаббла $H_c = V^2/Rc$ и соответствующее красное смещение по эффекту Ритца получается выше.

Различие красных смещений у парных объектов Арпа пытались объяснить, предположив, что они не образуют физически связанные пары, а расположены на разных расстояниях r , проецируясь в соседние точки небосвода. Однако наличие перемычек, соединяющих эти парные объекты, и частота их встречаемости (маловероятная для случайных совпадений) подтверждают их тесную связь. Избыточное красное смещение спутников галактик нельзя объяснить и гравитационным красным смещением [117, с. 140]. Появляются всё новые свидетельства того, что парные галактики с разными красными смещениями – это не исключение, а правило. Так, финский астрофизик Т. Яаккола, обнаруживший ещё ряд парадоксов красного смещения, открыл, что одинаково удалённые спиральные и эллиптические галактики отличаются величиной красных смещений z , причём систематически больше z для спиральных галактик и меньше – для эллиптических [118, с. 130]. Это тоже находит простое объяснение в баллистической теории: поскольку в эллиптических галактиках скорости вращения V заметно ниже [117, с. 60]. Соответственно, параметр Хаббла $H_c = V^2/Rc$ и $z = rH_c/c$ – заметно ниже, чем у расположенных на том же расстоянии r спиральных галактик. Также Г. Арп обнаружил систематическое различие параметра Хаббла для двух типов спиральных галактик Sb и Sc [116], что можно интерпретировать по эффекту Ритца разницей их размеров. Действительно, у галактик типа Sc размер R ядер наименьший среди всех типов спиральных галактик [119, с. 77]. Соответственно, для галактик Sc параметр Хаббла $H_c = V^2/Rc$, при той же скорости V , будет наивысшим среди спиральных галактик, в согласии с наблюдениями [116]. Аналогичный результат получен для сейфертовских галактик и квазаров (§ 2.2). Как видно по диаграмме Хаббла [120, с. 184], у сейфертовских галактик H систематически ниже, чем у спиральных, а у квазаров – систематически выше.

Яркие примеры несовпадения смещений z дают известные группы галактик, такие как триплет Цвикки, квинтет Стефана, секстет Сейферта. Триплет Цвикки – группа из трёх галактик, две из которых имеют близкие красные смещения, а у третьей z заметно отличается, соот-

ветствуя удалению от группы со скоростью около 7000 км/с [122]. Квинтет Стефана – группа из пяти связанных галактик, четыре из которых, судя по красному смещению, удаляются от Земли со скоростью 6600 км/с, а пятая – со скоростью 790 км/с. Т.е. при доплеровском красном смещении галактика не может входить в скопление, а должна удаляться от него со скоростью выше 5000 км/с [122]. Секстет Сейферта – группа из шести галактик, пять из которых имеют близкие красные смещения, отвечающие скоростям порядка 4000 км/с, а у шестой красное смещение соответствует скорости 20000 км/с, т.е. – удалению от группы со скоростью 16000 км/с. Такие несовпадения трактуют как случайное проецирование более далёкой или близкой галактики на скопление, что, однако, ничем не подтверждается. Поэтому, вполне возможно, что рассмотренные галактики образуют связанные группы с разными красными смещениями.

Все эти факты привели ряд астрофизиков, включая Г. Арпа, Т. Яакколы, Ф.Ю. Зигеля [118], В.М. Лютого [123] и др., к мысли, что закон Хаббла не имеет универсальной применимости ко всем внегалактическим объектам. По крайней мере, для разных их типов должны приниматься свои значения параметра Хаббла, в согласии с эффектом Ритца.

Второй парадокс связан с квазарами, обладающими аномально высокими красными смещениями, которым по закону Хаббла соответствуют гигантские расстояния. Но столь большие расстояния свидетельствуют о больших размерах квазаров и огромной абсолютной светимости, что противоречит быстрым вариациям яркости, означающим их малые размеры.

Уже после первых измерений красных смещений z квазаров, высокие значения z вызвали сомнения в доплеровской природе этих смещений. А после открытия быстрых вариаций яркости квазаров с характерным временем вариаций порядка недели, стало ясно, что это сравнительно компактные объекты, которые не могут обладать большими линейными размерами и светимостями, соответствующими их удалённости r , измеренной по z из закона Хаббла $z = rH_0/c$ [117]. Затем Г. Арп обнаружил ряд квазаров или квазароподобных объектов, связанных с галактиками, но имеющих намного большие красные смещения, вопреки закону Хаббла.

Трактовка красного смещения галактик и квазаров по эффекту Ритца легко решает этот парадокс, поскольку, как показано автором [A1, A21], квазары характеризуются иной величиной параметра Хаббла $H = V^2/Rc$, чем галактики. Если учесть их малые размеры R , оцененные по времени колебаний яркости, параметр Хаббла для квазаров может оказаться намного выше, чем у галактик. Таким образом, эффект Ритца естественно объясняет аномально высокие красные смещения квазаров и разницу красных смещений у квазаров и галактик, связанных в пары.

Итак, квазары могут быть сравнительно близкими объектами, умеренной абсолютной светимости. Тогда их линейные размеры, найденные из угловых размеров квазара, лучше согласуются с их оценками по вариациям яркости. Простое объяснение получают и так называемые «сверхсветовые» выбросы и движения квазаров [105, с. 85]. Если пересчитать скорости этих

движений $V_{\tau} = rd\phi/dt$, измеренных по видимому угловому смещению $d\phi/dt$, опираясь на уточнённые расстояния r квазаров, в десятки раз меньшие рассчитанных из закону Хаббла, найдём, что скорости V_{τ} выбросов и квазаров – досветовые. Так что вопрос об источнике энергии, сообщающем выбросам гигантскую скорость, снимается. Наконец, если учесть малые размеры квазаров и их атмосфер-гало, то части квазаров, выступающие из этих атмосфер или видимые в коридоры (*окна*) прозрачности, могут, за счёт собственных движений с более высокими ускорениями, вести к столь сильному красному смещению z по эффекту Ритца, что он переведёт оптическое излучение квазара в радиодиапазон, объяснив интенсивное радиоизлучение квазаров.

Эффект Ритца объясняет также быстрые вариации яркости квазаров. Поскольку рост длины волны λ излучения квазара сопровождается пропорциональным спадом видимой яркости, то при пересечении пути световых лучей от квазара облаками межзвёздного газа, переизлучение в них приводит к восстановлению исходной яркости. Тем самым движение облаков газа быстро модулирует видимую яркость квазара, без изменения его истинной яркости. Проходящий свет способен и сам модулировать эффективность переизлучения, поскольку по мере изменения длины волны λ меняется коэффициент поглощения света, показатель преломления n и длина переизлучения $l = \lambda/2\pi(n - 1)$. Поглощая свет, газ нагревается, ионизируется, ещё сильнее меняя n , тем самым порождая автоколебательные процессы, меняющие видимую яркость квазара по механизму, описанному теорией Жевакина для цефеид, где поток излучения управляет ионизацией и коэффициентом поглощения в атмосфере, ведя к колебаниям яркости звезды (§ 1.5).

Колебания блеска испытывает только непрерывный спектр квазаров, причём, в согласии с эффектом Ритца (1.17), соответственно варьирует цвет квазара, смещается спектральный максимум (1.15). Линейчатый спектр не испытывает заметных колебаний, поскольку возле частот спектральных линий усилено поглощение, снижена длина экстинкции l , т.е. почти исчезает эффект Ритца. С этим же связано малость красного смещения z эмиссионных линий квазаров по сравнению с вариациями g непрерывного спектра. Колебания блеска эллиптических галактик могут быть также связаны с колебаниями блеска входящих в них звёзд, вариации блеска которых по эффекту Ритца при движении по орбитам не связаны между собой. Если характерная амплитуда колебаний блеска одной звезды яркости I есть gI , флуктуации блеска N звёзд составят $\sim gIN^{1/2}$, или в относительных величинах $\delta I \sim gIN^{1/2}/IN = g/N^{1/2}$. При характерной для квазаров величине $g \sim 10^6$ и числе звёзд в галактике $N \sim 10^{10}$, найдём амплитуду колебаний блеска $\delta I \sim 10$, т.е. на 2–3 звёздных величины с характерным временем вариаций в недели – порядка орбитального периода двойных звёзд. Именно такие вариации обнаружены у квазаров [128]. Амплитуда δI и характерное время колебаний блеска зависят от размера, типа галактики и спектрального диапазона. Так, при уменьшении концентрации газа, размера галактики и числа N звёзд в ней, колебания $\delta I \sim g/N^{1/2}$ растут. Поэтому существует много типов переменных галак-

тик – квазары, лацертиды, сейфертовские галактики, N-галактики – с разными характерными амплитудами и временами колебаний блеска. Кроме того, при наблюдении во всё более высокочастотных диапазонах (рентгеновском и гамма-диапазоне) характерное время изменений блеска уменьшается [129, с. 378], за счёт роста длины экстинкции l и от дополнительных вариаций блеска в ходе смещения спектра по эффекту Ритца.

Третий парадокс состоит в дефиците красного смещения у наиболее далёких галактик [124] и может быть следствием переизлучения межгалактическим газом, когда дистанции r сопоставимы с длиной переизлучения $l \sim 2 \cdot 10^{10}$ св. лет, по превышении которой красное смещение z (1.21) нарастало бы всё медленней. На таких дистанциях ($r \sim 10^{10}$ св. лет, что соответствует $z \sim 0,8$), при которых $r \sim l$, и выявлены отклонения от закона Хаббла в виде дефицита красного смещения z , интерпретированные как ускоренное расширение Вселенной [124].

Четвёртый парадокс: в ряде скоплений галактик дисперсия лучевых скоростей, найденная из эффекта Доплера по дисперсии красных смещений галактик, оказалась много выше дисперсии, рассчитанной по массе скопления. Эта избыточная дисперсия красных смещений и найденных по ним скоростей галактик в скоплении привела астрономов к гипотезе о скрытой массе (рассчитанной из теоремы о вириале), иногда в десятки раз превосходящей массу скопления, измеренную по светимостям галактик скопления. Гипотеза о скрытой массе, впервые выдвинутая Ф. Цвикки, несмотря на прошедшие 80 лет, до сих пор не получила подтверждения, поскольку скрытая масса не обнаружена напрямую и имеет невыясненную природу. Парадокс может быть связан с неверной интерпретацией красных смещений по эффекту Доплера.

Если красные смещения z галактик скопления вызваны эффектом Ритца, то они могут заметно различаться, несмотря на равенство расстояний r . Причём z будут различаться не только для разных типов галактик, но и для галактик одного типа (с неэквивалентными характеристиками), хотя разброс по z будет мал. Тогда разницу красных смещений (избыточную дисперсию) уже нельзя приписать разнице лучевых скоростей галактик в скоплении, раз причина в разнице параметров H_c (1.27). Т.е. отпадает надобность в гипотезе скрытой массы. В других случаях эффект Ритца тоже устраняет парадокс скрытой, тёмной массы, если учесть кажущееся изменение масштаба времени движения и рост спектрального сдвига, превосходящего доплеровский.

Пятый парадокс состоит в том, что у отдельных галактик открыто различие красных смещений z , измеренных для одной и той же галактики по разным группам линий [125], относящимся к разным элементам или к разным диапазонам электромагнитного спектра [110], хотя гипотеза о доплеровской природе красного смещения предполагает одинаковую величину z для всех групп линий, во всех частотных диапазонах. Кроме того, у галактик и квазаров открыты дополнительные спектральные линии поглощения с промежуточным z , меньшим основного. В случае квазаров частокол таких линий водорода L_α называют Лайман-альфа лесом. Их интер-

претируют по гипотезе образования линий поглощения в облаках межгалактического газа, расположенных ближе к Земле, а потому характеризуются меньшим z , чем у галактик и квазаров.

Иногда дополнительные линии характеризуются не дефицитом, а избытком красного смещения z или даже синим смещением, например, у галактики М82 [126]. Судя по всему, в разных участках галактики величина a_r разная, что по ритц-эффекту ведёт к появлению линий с разными сдвигами частоты $z = ra_r/c^2$. С этим же, возможно, связано уширение спектральных линий квазаров: ширина линий составляет $\sim 0,1\Delta\lambda$, т.е. сравнима с величиной их смещения $\Delta\lambda$ [126]. По сути, это разные участки квазара дают частокол линий, слившихся в широкие полосы. Если на ближнем, северном конце галактики, где ускорения направлены от Земли, смещение по эффекту Ритца красное, то на отдалённом южном конце смещение будет синим, что и наблюдается у М82. Это синее смещение $|\lambda' - \lambda|/\lambda$ в точности совпало с красным смещением z на ближней стороне М 82 и соответствовало скорости $V \sim 1000$ км/с, т.е. порядка расчётной скорости галактики $V = rH \sim 300$ км/с, измеренной по красному смещению $z = rH/c$ на дистанции $r = 4$ Мпк. Величина смещения росла при удалении от центра галактики [126], в согласии с эффектом Ритца, т.к. в ядре угловая скорость ω вращения звёзд почти постоянна, а центростремительное ускорение $a = \omega^2 R$ растёт пропорционально расстоянию R от центра, будучи пропорционально силе тяготения внутри шарового ядра, где $F \propto R$. Соответственно, смещение $z = ra/c^2$ пропорционально R . Иногда различаются смещения линий нейтрального водорода в радиодиапазоне и линий оптического спектра [110], вопреки доплеровской трактовке красного смещения.

Открытие в спектре М 82 синего смещения и его отсутствие у других галактик, видимо, связано с тем, что исследовались эмиссионные линии – яркие линии, излучаемые потоками газа: свет эмиссионных линий менее подвержен переизлучению. Во-первых, переизлучение тесно связано с поглощением, и сильнее влияет на линии поглощения. Во-вторых, эмиссионные линии изначально смещены доплер-эффектом от резонансных частот за счёт движения газа, и менее подвержены переизлучению, нарастающему возле этих частот. В-третьих, потоки газа, излучая эмиссионные линии, сообщают свету свою скорость $V \sim 100$ км/с, а вторичное излучение со скоростью c , обычно гасящее первичное со скоростью $c + V$, не может его догнать и погасить. Поэтому свет движется без переизлучения, преобразуясь ритц-эффектом на всём пути r .

Красные смещения галактики, обусловленные эффектом Ритца, могут различаться, т.к. звёзды, расположенные на разных дистанциях от центра галактики, обладая разными лучевыми ускорениями, получают по ритц-эффекту разные смещения z . Обычно эти различия нивелируются межзвёздным газом [A26], но их следы остаются, поскольку свет звёзд проделывает разный путь до внешнего переизлучающего слоя, и влияние этого слоя на скорость света неодинаково. Плавное изменение лучевого ускорения звёзд при смещении от края галактики к центру $0 < a_r < a_m$ приводит, помимо красного смещения, к уширению спектральных линий. Таким об-

разом, помимо уширения спектральных линий галактик за счёт дисперсии лучевых скоростей V_r , должно наблюдаться уширение за счёт дисперсии лучевых ускорений a_r . Причём ширина линий должна нарастать при увеличении красного смещения z . Такой эффект, действительно, обнаружен в диапазоне $0 < z < 2$ у эмиссионных линий [127], для которых эффект переизлучения мал. Особенно сильно эффект выражен для квазаров и сейфертовских галактик, у которых ширина эмиссионных линий $\Delta\lambda \sim 0,01\lambda - 0,1\lambda$, т.е. близка к смещению линий $\Delta\lambda \sim z\lambda$ [128]. Такие значения $\Delta\lambda$ и зависимость $\Delta\lambda(z)$ уже нельзя объяснить дисперсией лучевых скоростей.

Звёзды, расположенные на разных расстояниях от центра галактики, в среднем различаются химическим составом атмосфер. Поэтому характерные линии поглощения разных элементов, имеющие у разных звёзд разную интенсивность, приобретают разные красные смещения, в соответствии с распределением этих элементов в галактике. Аналогично, различие красных смещений линий в радио- и оптическом диапазоне можно объяснить тем, что в этих диапазонах различаются размеры шаровой области галактики, вне которой свет уже не переизлучается. Именно лучевое ускорение на этой поверхности определяет величину красного смещения.

Поскольку для разных диапазонов длин волн λ толщина переизлучающего слоя $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ различна, то переизлучение прекращается на разных расстояниях R от центра, и далее частота преобразуется по закону (1.15), где определяющим оказывается лучевое ускорение a_r на этой поверхности. Небольшое различие этих ускорений a_r для радио- и оптического диапазона приведёт к разнице измеренных в них красных смещений z , в согласии с наблюдениями [110]. В меньшей степени эффект может проявиться для разных длин волн λ оптического спектра и для длин волн λ , отвечающих спектральным линиям разных элементов, поскольку для линий каждого элемента $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ зависит от показателя преломления n соответствующего газа, нарастающего возле резонансных частот (частот спектральных линий газа), а n зависит от порядкового номера и от группы элемента, от его ионизационного потенциала. Этим можно объяснить открытое в исследованиях [125] различие z для одной и той же галактики в линиях щелочных и щелочноземельных элементов, а также зависимость z от ионизационного потенциала элемента. Несовпадение красных смещений для разных спектральных линий разных элементов обнаружено и у квазаров [128], ввиду разного химического состава атмосфер звёзд в разных участках квазара, которым соответствуют разные a_r , и ввиду различия длин переизлучения l для разных линий. В этом же, согласно баллистической теории, может состоять причина по которой у квазаров z эмиссионных линий систематически превосходит значения z для линий поглощения и для молекулярных линий в радиодиапазоне, как показали наблюдения [128].

Шестой парадокс состоит в том, что отдельные звёздные и галактические скопления имеют по оценкам возраст, превосходящий расчётное время существования Вселенной $T \sim 1/H$ [110]. Этот парадокс, открытый Ф. Цвикки [98, 110], до сих пор не решён в стандартной космо-

логической модели. Если бы расширение Вселенной после Большого взрыва началось $T \sim 20$ миллиардов лет назад, скопления не успели бы сформироваться. О том же говорят оценки возраста ряда звёзд, превосходящего теоретическое время T существования Вселенной [118].

Этот парадокс легко решается в рамках трактовки закона Хаббла и постоянной Хаббла по эффекту Ритца, который позволяет отказаться от гипотезы расширения Вселенной, якобы начавшегося около 20 миллиардов лет назад. По эффекту Ритца постоянная Хаббла никак не связана с возрастом Вселенной, которая в принципе может быть вечной, как это утверждал Хаббл, Белопольский, Циолковский [100], Вавилов и ряд других физиков и астрофизиков.

Так и в атмосфере звёзд нашей Галактики вызванное тяготением звезды ускорение свободного падения излучающих атомов ведёт к появлению красного смещения. Например, в атмосфере Солнца массы M и радиуса R_S эффект красного смещения хорошо заметен от летящих с ускорением $a_r(R) = GM/R^2$ излучающих и переизлучающих атомов атмосферы Солнца, создающих на пути от поверхности радиуса R_S до внешних слоёв короны радиуса $R_F \gg R_S$ сдвиг

$$\Delta\lambda/\lambda = \int_{R_S}^{R_F} \frac{a_r dR}{c^2} = \int_{R_S}^{R_F} \frac{GMdR}{R^2 c^2} = \frac{GM}{R_S c^2}.$$

Этот сдвиг аналогичен изменению λ в среде с показателем преломления

$$n = \lambda/(\lambda - \Delta\lambda) \approx 1 + GM/Rc^2.$$

Поэтому луч света, идущий в поле тяготения Солнца и переизлучаемый ускоренно летящими атомами его короны, изгибается, как в среде с градиентом dn/dR , зависящим от расстояния R до Солнца. Ту же зависимость n , а значит и отклонения луча $\theta = 1,75''$ возле Солнца, предсказывает общая теория относительности (ОТО) [42]. Таким образом, регистрируемое отклонение $\theta = 1,75''$ [182], может свидетельствовать и в пользу теории и эффекта Ритца.

Красное смещение имеет место не только в спектре Солнца, но и в спектре других звёзд, в видимой части поверхности которых ускорение свободного падения направлено от нас, вызывая красное смещение по ритц-эффекту. Этим можно объяснить высокое красное смещение $z = 0,1$ в спектре Сириуса В и других звёзд, относимых к белым карликам. Так же и в спектре других звёзд Галактики отмечено наличие систематического красного смещения, пропорционального расстоянию, – так называемый К-эффект. Ещё в 1930 г. А.А. Белопольский соотнёс этот эффект с красным смещением в спектрах галактик [65], отметив, что для звёзд параметр Хаббла много выше. Это естественно, поскольку ускорения на поверхности звёзд на порядки превосходят ускорения в галактиках. Впрочем, для звёзд внутри Галактики ритц-эффект смещения частоты ослаблен эффектом переизлучения в межзвёздной среде.

Отметим, что упомянутую в § 1.1 аномалию Струве-Сахаде [46, 74], скажем, у звезды HD 190967 и АО Кассиопеи можно объяснить тем, что разные ускорения свободного падения a_r на

поверхности и в атмосферах двух звёзд приводят к разнице z для них, откуда следуют несовпадающие оценки для скорости центра масс V_0 . Так, если V_0 , измеренная по кривой лучевых скоростей яркого компонента HD 190967 [46], почти нулевая, то у второго компонента $V_0 \sim 50$ км/с: его спектр обладает добавочным красным смещением. Интересно, что у звезды HD 193576 аналогичное различие скорости $V_0 \sim 100$ км/с для разных компонентов было ещё в 1991 г. интерпретировано П. Марметом по гипотезе наличия у одного из компонентов избыточного недоплеровского красного смещения z , вызванного тем же эффектом, что и красное смещение в спектрах галактик и в спектре Солнца [75]. Несоответствие может быть вызвано и тем, что периодические смещения спектральных линий отчасти вызваны эффектом Ритца. Тогда искажения графиков $V_r'(t)$ приведут к разной величине эксцентриситетов e' компонентов, ввиду различия длин переизлучения l (§ 1.1). Поскольку искажённая кривая лучевых ускорений (и мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$, Рис. 1.10) соответствует кривой лучевых скоростей с постоянной добавкой $V_r'' = Ke' \cos \omega + V_0$, то эти смещения различаются для двух компонентов. Тогда лучевая скорость центра масс V_0 системы, измеренная по разным компонентам, получается разной.

Интерпретация красного смещения по эффекту Ритца, без гипотезы расширения Вселенной и теории Большого взрыва, не противоречит существованию предсказанного этой теорией реликтового излучения. Существование такого излучения естественно следует из классической теории вечной стационарной Вселенной, представляя собой просто микроволновое фоновое излучение космического пространства, обладающее спектром излучения чёрного тела с температурой в 2,7 К. Поскольку космическое пространство наполнено крайне разреженным межзвёздным и межгалактическим газом, естественно, что этот газ, нагретый идущим через него излучением звёзд, обладает некоторой равновесной температурой в 2,7 К. Таким образом, не обязательно считать излучение реликтовым, т.е. сохранившимся с момента рождения Вселенной остаточным нагревом, скорее правильнее излучение называть микроволновым фоновым излучением (*Cosmic Microwave Background*) – именно такой термин принят в зарубежной литературе.

Одним из аргументов в пользу гипотезы о реликтовой природе микроволнового фонового излучения считают его однородность и изотропность: температура фона во всех направлениях с большой точностью одинакова и равна 2,7 К, и характеризуется лишь малыми флуктуациями. Но равенство температуры газа во всех точках Вселенной – это естественное следствие термодинамического равновесия газа. А поскольку галактики распределены во Вселенной в среднем равномерно (Вселенная однородна и изотропна), то в любой точке Вселенной газ поглощает и излучает в среднем одно и то же количество тепла. Таков же механизм однородного фонового свечения ночного неба – это результат рассеяния света звёзд на газе и пыли [129].

Поскольку фоновое излучение межзвёздного газа – равновесное, легко рассчитать его температуру. Если считать излучающий объём газа абсолютно чёрным телом, то по закону

Стефана-Больцмана он излучает в единицу времени с единицы поверхности энергию σT^4 , где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²К⁴, а T – температура газа. Эта излучаемая энергия должна равняться энергии, поглощаемой газом, т.е. энергии, приходящей в данный объём от всех звёзд, галактик Вселенной. Среднестатистическая галактика излучает в среднем характерную мощность $P_0 = 10^{37}$ Вт [130]. Если выделить в пространстве вокруг объёма газа сферический слой толщины b и радиуса r , он будет содержать $\xi 4\pi r^2 b$ галактик (где ξ – средняя концентрация галактик во Вселенной) и излучать полную мощность $P_\Sigma = \xi P_0 4\pi r^2 b$. Из этой мощности шарик газа с поперечным сечением S будет поглощать мощность $SP_\Sigma/4\pi r^2 = S\xi P_0 b$ (Рис. 1.12). Т.е. мощность, поступающая в объём газа от сферического слоя, не зависит от радиуса слоя r . Поэтому общую мощность излучения, поступающую к газу от всех слоёв, найдём как $S\xi P_0 R$, суммируя толщину слоёв: приняв b равным радиусу наблюдаемой Вселенной $R = 12 \cdot 10^9$ световых лет ($\sim 12 \cdot 10^{25}$ м), т.е. расстоянию до самого далёкого наблюдаемого объекта. Концентрация галактик $\xi = N/(4\pi R^3/3)$, где $N = 10^{11}$ – число галактик в наблюдаемой Вселенной [130], а $4\pi R^3/3$ – её объём.

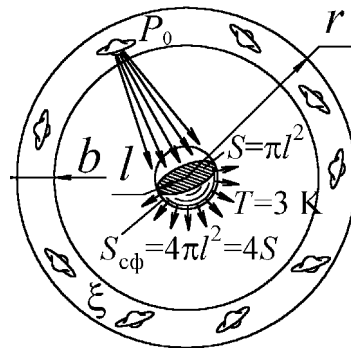


Рис. 1.12. Сферический объём газа, нагретый светом звёзд, излучает при равновесной температуре T .

Полная мощность, излучаемая сферическим объёмом газа и пыли, $4S\sigma T^4$, должна совпадать с поглощаемой мощностью $3SP_0n/4\pi R^2$. Отсюда для равновесной температуры объёма газа $T = (3P_0n/16\sigma\pi R^2)^{1/4}$. После подстановки всех значений найдём $T = 2,9$ К, что близко к реальной температуре фонового излучения $T = 2,7$ К. Итак, фоновое излучение – это обычное равновесное излучение межгалактического газа и пыли, переизлучающих энергию, приходящую в виде света. Отметим, что в 1995 г. аналогичную идею о микроволновом фоновом излучении как о совокупном излучении всех звёзд высказал В.С. Троицкий [131], а также Н.А. Жук [132], – в рамках некоторых дополнительных гипотез о характере поглощения света межзвёздной средой, но без конкретных численных оценок температуры фонового излучения. Подобная оценка была дана в 2007 г. автором [A10, A26] в ходе независимого анализа, в котором температура $T = 2,9$ К микроволнового фонового излучения была рассчитана в рамках строгого анализа по средней мощности излучения галактик (а не звёзд), светимости которых имеют меньший разброс, а концентрация определяется с большей точностью. Обычно нагретый газ излучает спектральные линии, а не сплошной спектр. Но протяжённые толщи газа генерируют непрерывный спектр,

как показывает пример Солнца. Температура чёрного тела, нагретого излучением звёзд Вселенной, рассчитывалась и прежде, она получалась примерно того же порядка ~ 2 К [133, с. 131]. Эта гипотеза естественно объясняет и близкий порядок плотности энергии оптического излучения всех звёзд и реликтового излучения $\sim 0,5$ эВ/см³, прежде казавшийся загадочным [129, с. 248]

Данная гипотеза объясняет и флуктуации, малые неоднородности реликтового излучения: в некоторых направлениях его температура чуть выше, а в других – чуть ниже среднего фона. Это связано с тем, что в одних участках Вселенной концентрация галактик, в силу их случайного распределения, чуть выше средней, отчего возле галактик межгалактический газ нагрет сильнее. А там, где скопления галактик реже, температура несколько ниже. Так, в созвездии Эридана есть участок неба (*Eridanis Supervoid*), практически свободный от звёзд и галактик, обладающий температурой реликтового излучения в среднем на 70 мкК меньше стандартной 2,7 К (хотя типичные флуктуации реликтового фона ~ 18 мкК) [134]. Это Реликтовое Холодное Пятно (*CMB Cold Spot*) естественно объясняется тем, что в участках с дефицитом галактик газ нагрет в меньшей степени [135, A50]. И напротив, в участках неба, где сосредоточено много галактических скоплений, температура реликтового фона – избыточная. Так, у скоплений галактик, насчитывающих 1400 членов, открыта избыточная температура реликтового фона, которую объяснили согласованным движением этих скоплений («тёмным потоком»), ведущим по эффекту Доплера к росту частоты спектрального максимума и к завышенной оценке температуры микроволнового фона [A50]. Если же фон представляет собой равновесное тепловое излучение газа, то возле скоплений этот газ нагрет сильнее, и частота спектрального максимума выше. Т.е. флуктуации фона – это следствие флуктуаций концентрации галактик. Флуктуации малы, т.к. при усреднении по большим объёмам распределение галактик практически однородное.

Также открыты крупномасштабные флуктуации, охватывающие широкие участки неба и выстроенные вдоль линии, названной «осью зла» за невозможность объяснить её в рамках теории Большого взрыва. С точки зрения теории Ритца нет «оси зла», а есть неоднородность в распределении галактик – в крупномасштабной структуре Вселенной, поскольку скопления галактик группируются в «блины» и «волокна» [136]. Находясь в плоскости «блина», «волокна», в этой плоскости и наблюдают колебания концентрации галактик и температуры фона (примерно так в Галактике яркость меняется вдоль полосы Млечного пути). Эта крупномасштабная структура из мириад галактик образует своего рода «супермлечный путь», видимый в форме вариаций реликтового фона. Той же природы может быть микроградиент температуры реликтового фона. Впрочем, он может быть и кажущимся, от смещения спектрального максимума за счёт эффекта Доплера при движении Земли и Галактики относительно межгалактического газа.

В пользу того, что микроволновое фоновое излучение представляет собой равновесное излучение межгалактического газа, свидетельствует и слабая поляризация микроволнового фо-

на, хаотически меняющаяся от точки к точке. Такая поляризация обычна при рассеянии света облаками газа и пыли с оптически неоднородной хаотически меняющейся волокнистой структурой, соответственно меняющей направления и длины векторов поляризации, как показывает ряд авторов [137, 138]. В стандартной космологической модели аномальную поляризацию, противоречащую модели микроволнового фона как реликтового излучения, объясняют в рамках дополнительных гипотез об искажающих микроволновый фон гравитационных волнах. Однако в дальнейшем теоретический анализ и снятая зависимость величины флуктуаций от длины волны подтвердили, что флуктуации поляризации и температуры реликтового фона обусловлены рассеянием на облаках газа и пыли [139–142]. Это свидетельствует в пользу того, что и сам реликтовый фон представляет собой равновесное излучение межгалактического газа и пыли.

Таким образом, с точки зрения баллистической теории нет надобности в гипотезе Большого взрыва и расширяющейся Вселенной, а красное смещение и реликтовое излучение оказываются естественным следствием классических законов механики и термодинамики, предсказывая правильные значения постоянной Хаббла и температуры «реликтового» фона.

Одним из критериев экспериментальной проверки баллистической теории и роли эффекта Ритца в создании красного смещения галактик станет независимое измерение скорости их удаления, например, по скорости сокращения угловых размеров, или по скорости спада их видимой яркости. Современная техника астрономических измерений уже достигла требуемой для этого точности. Другим методом проверки станет измерение скорости роста красного смещения $z = rH/c$, если оно вызвано удалением галактик со скоростью $V = rH$. Тогда $r = r_0 + Vt$, $z = (r_0 + r_0Ht)H/c$, откуда $dz/dt = r_0H^2/c = zH$. При $z = V/c$ получим $\Delta V = zHc\Delta t = a\Delta t$, где для объектов с $z = 1$ коэффициент $a = 7,5 \cdot 10^{-10}$ м/с². Поскольку современная спектроскопия и лазерная физика позволяют обнаружить даже ничтожные вариации частоты, соответствующие точности измерения скорости $\Delta V \sim 1$ см/с, то их можно обнаружить за время $\Delta t = \Delta V/a \sim 0,5$ года, что предлагают использовать для прямого измерения ускорения расширения Вселенной по дрейфу лучевой скорости V [143, 144]. Напротив, в рамках баллистической теории такого дрейфа z и угловых размеров источника нельзя наблюдать. Кроме того, согласно баллистической теории, обнаружится заметное различие величины красных смещений в разных участках одной и той же галактики, и ещё более заметное – в величинах красных смещений галактик, образующих связанные пары. Таким образом, методы современной внегалактической астрономии открывают ряд новых возможностей проверки баллистической теории и эффекта Ритца.

§ 1.3. Эффект абберации звёздного света и его аномалии

Эффект абберации звёздного света состоит в отклонении лучей света и смещении видимых положений звёзд на небосводе в ходе орбитального движения Земли. Эффект был открыт

Дж. Брэдлеем в 1727 г. [38, 145] и истолкован им по корпускулярной теории света как следствие относительного характера движения света, т.е. влияния движения Земли на относительную скорость света. На Земле, летящей по орбите со скоростью V , вертикально падающие лучи света, движущиеся, подобно потокам корпускул со скоростью c , должны, согласно правилам кинематики, отклоняться на угол $\alpha = V/c$. Фактически наблюдается сложение векторов относительной скорости звезды V и скорости её света c по закону (1).

Эффект звёздной аберрации и опыт Майкельсона, по сути, подтвердили, что скорость источника \mathbf{V} влияет на скорость \mathbf{c}' испущенного им света. Но в рамках СТО считалось, что скорость источника влияет лишь на направление скорости испущенного им света, но не меняет её величину. Т.е. в релятивистской кинематике имеет место парадоксальная ситуация, когда к скорости света добавляется поперечная составляющая скорости \mathbf{V} (меняющая направление скорости света \mathbf{c}'), но не добавляется продольная, меняющая величину \mathbf{c}' .

Г. Дингл предложил использовать эффект звёздной аберрации для проверки баллистической гипотезы о влиянии источника на величину скорости света [145, 146], путём сравнения угла аберрации α звёзд нашей Галактики, излучающих свет со скоростью $c' \approx c$, и угла аберрации α' галактик (удаляющихся, если судить по красному смещению, со скоростью $v_r \sim 0,1c$, т.е. излучающих свет со скоростью $c - v_r$). Угол аберрации равен отношению орбитальной скорости Земли V к скорости света c' от источника. Согласно баллистической теории, углы

$$\alpha' = V/(c - v_r) \text{ и } \alpha = V/c$$

различались бы, а в СТО – совпадали бы. Наблюдения показали, что углы аберрации звёзд и галактик равны [147], вопреки теории Ритца [6, 145]. Но, как отмечал сам Дингл [146] и авторы наблюдений [147], это верно лишь если красное смещение галактик вызвано их удалением. А эффект Ритца объясняет красное смещение без гипотезы о гигантских скоростях галактик (§ 1.2), противоречащей ряду данных [110, с. 9]. Тогда при условии $v_r \ll c$ углы α' и α совпадут.

Впрочем, даже в случае удаления галактик со скоростями $v_r \sim 0,1c$, их свет, после переизлучения межзвёздным газом в нашей Галактике, восстанавливал бы стандартную скорость c , и воспринимался бы под тем же абберационным углом α . Кроме того, свет звёзд и галактик в Солнечной системе проходит сквозь потоки плазмы (*солнечный ветер*), расходящиеся от Солнца со скоростью $v_r \sim 500$ км/с. За счёт переизлучения подвижной плазмой, скорость света, проходящего к Земле, снижается до значения $c - v_r$. В итоге величина скорости света $c - v_r$, найденная по измеренному углу аберрации $\alpha' = V/(c - v_r)$, получится на величину $v_r \sim 500$ км/с меньше значения скорости света c , измеренного прямым методом в земных условиях.

Действительно, астрономические методы измерения скорости света (по абберационному углу) дают систематически меньшее значение, чем величина $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, измеренная в вакууме в земных лабораториях [148, с. 209] (хотя космический вакуум даже более высокий, чем дости-

жимый в земных условиях, и скорость света там была бы выше). Соответственно, измеренное значение абберационного угла $\alpha' = V/(c - v_r)$ получается систематически больше теоретического значения абберационного угла $\alpha = V/c$. Этот факт, длительное время казавшийся загадочным [148], в баллистической теории света получил естественное объяснение.

Отметим, что сложение скорости света со скоростью потоков плазмы, выбрасываемых Солнцем, как предположил В.И. Секерин [149], объясняет и редкие аномальные выбросы в опыте Бонч-Бруевича по измерению скорости света от движущихся краёв Солнца [27]. Отдельные замеры показывали значения скорости света заметно выше c . Действительно, несмотря на то, что свет проходил через земную атмосферу, эффект переизлучения для него оказывается мал, если скорость v источника (плазмы) велика и направлена к Земле (§ 1.1), что особенно сильно скажется на эмиссионных линиях (§ 2.2). В таких случаях атмосфера не успевает погасить избыток v скорости света, и этот избыток может быть непосредственно обнаружен.

Таким образом, результаты анализа абберации света внеземных источников не противоречат баллистической теории. Кроме того, можно поставить прямой эксперимент по исследованию влиянию скорости v планет Солнечной системы или АМС на величину абберационного угла идущего от них света или радиоизлучения в области, где межпланетная среда практически не переизлучает свет. Влияние скорости $v_r \sim 10$ км/с проявится в изменении угла α на величину

$$\Delta\alpha = \alpha' - \alpha \approx Vv_r/c^2 \approx 0,0007''.$$

Такую величину $\Delta\alpha$ легко зафиксировать радиоинтерферометром со сверхдлинной базой (РСДБ). Т.е. измерение α имеет смысл проводить для АМС, посылающих радиосигналы, или для планет – Меркурия, Венеры, Юпитера, интенсивно излучающих в радиодиапазоне [150].

§ 1.4. Аномалии экзопланет как следствие вариаций скорости света

Эффект Барра, рассмотренный в § 1.1, особенно актуален для современной астрономии, позволяя объяснить аномалии экзопланет, которые не удалось интерпретировать в рамках современной астрофизики и космогонии планетных систем. Так, у ряда экзопланет открыты аномально высокие орбитальные эксцентриситеты, достигающие значений $e = 0,3-0,97$. Такие эксцентриситеты, во-первых, нетипичны для планет Солнечной системы (где максимальным эксцентриситетом $e = 0,25$ обладает Плутон, в связи с этим и малой массой исключённый советом МАС из числа планет), во-вторых, противоречат космогоническим теориям формирования планет из газопылевого протопланетного облака (*гипотеза Шмидта*). Высокие эксцентриситеты обнаружены у короткопериодных экзопланет близких к родительской звезде, т.е. в области, где приливные эффекты, «скругляющие» орбиты, исключают существование планет с высокими орбитальными эксцентриситетами. Поскольку элементы орбит планет измеряют косвенно, по кривым лучевых скоростей звёзд, движущихся возле центра масс под влиянием тяготения пла-

нет, то естественно допустить, что расчётные высокие эксцентриситеты тоже являются мнимыми, ввиду искажения графиков лучевых скоростей эффектом Барра, как в случае двойных звёзд.

В частности, для планет WASP-18b и WASP-33b, обладающих предельно короткими орбитальными периодами $P \sim 1$ сут и столь близких к родительским звёздам, что даже незначительные эксцентриситеты для них исключены, предполагают, что их кривые лучевых скоростей, соответствующие эксцентриситетам 0,01 и 0,174, – действительно искажены, например приливными эффектами [62]. По сути, для объяснения аномалии астрономы вновь прибегли к 1°-й гипотезе Барра (§ 1.1). Не останавливаясь повторно на её недочётах, отметим, что эти искажения естественно следуют из баллистической теории, поскольку полуамплитуда лучевой скорости в этих системах $K \sim 1$ км/с, а расстояния $r \sim 300$ св. лет, и мнимые эксцентриситеты могут составить $e' = \pi r K / P c^2 \sim 1$. Таким образом, даже в случае снижения эффективного пути l в десятки раз по сравнению с r ($k = l/r \sim 0,01-0,1$), можно ожидать появления мнимого эксцентриситета $e' = \pi l K / P c^2 = \pi k r K / P c^2 \sim 0,01-0,1$, что и наблюдается. Причём графикам лучевых скоростей WASP-18b и WASP-33b соответствует долгота периастра $\omega \approx 90^\circ$, в согласии с 1°-ым критерием из § 1.1. Приливное искажение привело бы к более сложным искажениям и иным значениям ω . Ещё заметней искажение для недавно открытой транзитной экзопланеты KOI-889b, у которой $r \sim 3000$ св. лет, орбитальный период $P \sim 9$ сут и полуамплитуда лучевой скорости $K \sim 1,3$ км/с [151, A2], откуда $e' = \pi r K / P c^2 \sim 15$. Т.е. даже при снижении эффективного пути l в тридцать раз по сравнению с r ($l \sim 100$ св. лет и $k = l/r \sim 0,03$), мнимый эксцентриситет может достичь наблюдаемого значения $e' = 0,57$, которое аномально велико для планеты со столь малым периодом и радиусом орбиты. Поэтому в данном случае, вероятно, тоже наблюдается искажённая эффектом Барра кривая лучевых скоростей, что подтверждает и измеренная по графику $V_r'(t)$ долгота периастра $\omega \approx 63^\circ$, сопоставимая с теоретическим значением $\omega \sim 90^\circ$.

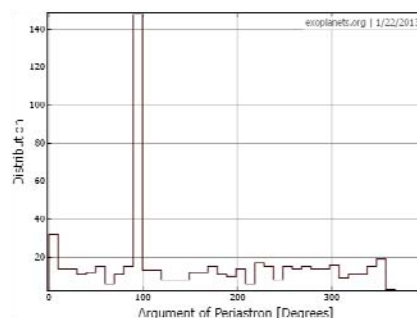


Рис. 1.13. Распределение экзопланет по долготам периастра.

Действительно, если высокие эксцентриситеты экзопланет – мнимые, а не истинные, то, согласно 1°-му критерию, должно наблюдаться неоднородное распределение их расчётных орбит по долготам периастра $N(\omega)$, с заметным преобладанием орбит в диапазоне $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ и особенно при $\omega = 90^\circ$. Это легко проверить по базам данных экзопланетных параметров. Так,

ресурс [152] включает характеристики более 700 экзопланет с измеренными орбитальными элементами и удобный интерфейс для построения таблиц и диаграмм. Гистограмма $N(\omega)$, построенная на её основе, как раз содержит ярко выраженный максимум при $\omega = 90^\circ$ (Рис. 1.13), что соответствует предсказанию баллистической теории и 1^о-му критерию эффекта Барра. Но эти данные содержат высокий процент экзопланет, выявленных методом транзитов, для которых измеренная величина $e \cos \omega \approx 0$ не всегда означает, что $\omega \approx 90^\circ$, а может говорить о малом $e \ll 1$.

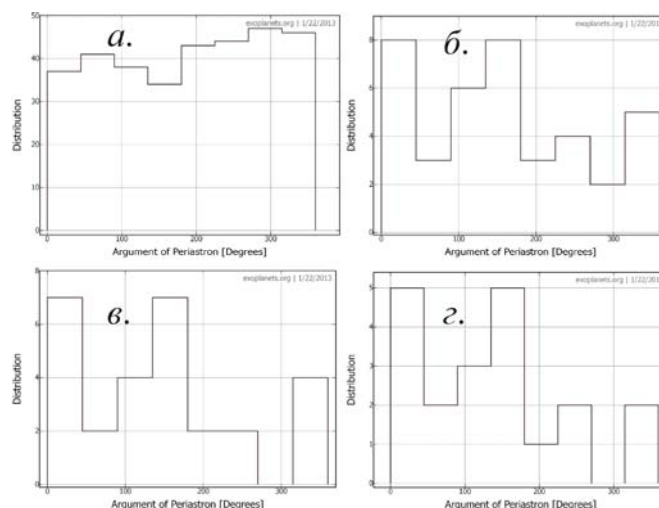


Рис. 1.14. Диаграммы $N(\omega)$ экзопланет [152] для разных диапазонов K/P :

а) $K/P < 3$ (м/с)/сут, $N = 330$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,17$, $R = 0,83$;

б) $K/P \geq 3$ (м/с)/сут, $N = 39$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,48$, $R = 1,78$;

в) $K/P \geq 5$ (м/с)/сут, $N = 28$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,57$, $R = 2,5$;

г) $K/P \geq 12$ (м/с)/сут, $N = 20$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,67$, $R = 3,0$.

Более надёжной представляется проверка по 2^о-му критерию, который при $e' = \pi r K / P c^2$ выявляет неоднородность распределения $N(\omega)$ лишь при значении K/P выше критического, т.е. у планет с кратчайшими периодами P и наивысшими орбитальными скоростями K , для которых типичны истинные эксцентриситеты $e \approx 0$. Для статистического анализа следует отобрать планеты, выявленные методом лучевых скоростей с $e > 0,01$ (для точного определения долготы периастра ω). Такой статистический анализ, проводимый в разных диапазонах параметра K/P , действительно, выявил характерную критическую величину $K/P \sim 3$ (м/с)/сут, выше и ниже которой распределения $N(\omega)$ существенно разнятся (Рис. 1.14). Если для $K/P < 3$ (м/с)/сут распределение $N(\omega)$ – статистически однородное (в пределах трёх стандартных отклонений 3σ), то для $K/P \geq 3$ (м/с)/сут распределение $N(\omega)$ становится неоднородным, с заметным преобладанием орбит с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ ($R > 1$). Также периастры начинают концентрироваться возле значения $\omega = 180^\circ$, что может быть следствием искажения графика мнимых лучевых скоростей по эффекту Ритца (Рис. 1.10). Но, как отмечено в § 1.2, максимальная величина мнимых эксцентриситетов для

$\omega = 180^\circ$ ограничена значением $e' \sim 0,5$. Более высокие эксцентриситеты в области $\omega \sim 180^\circ$ обусловлены тем, что даже в отсутствие искажений наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей, а истинные эксцентриситеты в два раза меньше расчётных (см. § 1.5).

Степень асимметрии R стремительно нарастает по мере роста K/P , и количество орбит, «вытянутых» в сторону Земли, в три и более раз превосходит количество орбит, вытянутых в обратную сторону ($R > 3$). Данное отношение R намного превышает возможные статистические ошибки и вероятные флуктуации и не может отражать реального распределения орбит планет по направлениям линий апсид. Т.е. аномалии орбит экзопланет удовлетворяют 2^о-му критерию (§ 1.1), что подтверждает наличие искажений в графиках лучевых скоростей.

Критический параметр $K/P = 3$ (м/с)/сут для экзопланет в тысячу раз ниже, чем аналогичный параметр $K/P = 3$ (км/с)/сут двойных звёзд (§ 1.1). Истинный эксцентриситет растёт при увеличении периода P у звёзд и экзопланет. А разница критических K/P вызвана тем, что при тех же периодах P и радиусах орбиты амплитуда лучевой скорости K главной звезды заметно ниже в случае экзопланет, чем в случае двойных звёзд, т.к. массы экзопланет в тысячи раз ниже массы звёзд. Пропорционально ниже и их возмущающее воздействие. Поэтому при тех же параметрах K/P и мнимых эксцентриситетах e' , у экзопланет период P и истинный эксцентриситет e заметно меньше, чем у звёзд. Поэтому мнимый эксцентриситет заметен на фоне истинного эксцентриситета при тысячекратно меньших значениях K/P у экзопланет, чем у двойных звёзд.

Если построить распределения $N(\omega)$ для разных параметров rK/P , учтя и расстояния r экзопланет, то асимметрия R и эффект Барра вырастут. Т.е. подтверждается 3^о-й критерий, говорящий о зависимости эффекта Барра от расстояния, хотя эта зависимость менее явная, ввиду переизлучения, из-за которого при росте r эффективная дистанция нарастает всё медленней, достигая величины l . Условие проявления мнимого эксцентриситета имеет вид:

$$e' = \pi r K / P c^2 \sim 0,1 - 1. \quad (1.28)$$

Для экзопланет, у которых условие $\pi r K / P c^2 \sim 1$ выполняется, можно предполагать, что избыточный эксцентриситет – мнимый и вызван искажением графиков лучевых скоростей.

Кроме того, 3^о-й критерий удовлетворяется, поскольку мнимые, избыточные эксцентриситеты, эффект Барра наблюдаются в основном для экзопланет в звёздных системах с лучевой скоростью центра масс $V_0 < 0$, поскольку для них переизлучение в основном отсутствует ($k \approx 1$). Так, в рассмотренных выше случаях аномально высоких эксцентриситетов у WASP-33b скорость центра масс $V_0 = -6$ км/с, у KOI-889 b – $V_0 = -60$ км/с [151]. А у систем с положительной лучевой скоростью $V_0 \geq 0$ эффект Барра и избыточные эксцентриситеты малы, либо отсутствуют, ввиду быстрого переизлучения света в межзвёздном газе. Например, у WASP-18b при $V_0 = 3$ км/с переизлучение эффективно ($k \ll 1$), отчего мал избыточный эксцентриситет $e = 0,01$, что при мнимом $e' = 1$ говорит о величине $k = l/r = 0,01$. При дистанции звезды $r = 326$ св. лет это

соответствует длине переизлучения $l = 4$ св. года, что соотносится с оценкой Фокса [25]. У планеты KOI-200 b скорость центра масс $V_0 = 19$ км/с [151]: переизлучение велико, и наблюдаемый эксцентриситет $e = 0,29$, видимо, истинный: он близок к эксцентриситету Меркурия $e = 0,2$.

Также открыты аномальные экзопланеты, удовлетворяющие 6° -му критерию. Так, у экзопланеты υ Андромеды b с орбитальным периодом $P = 4,6$ суток, на основании орбитальных элементов, измеренных спектральным методом, предсказали максимизацию блеска экзопланеты, при изменении размера видимой освещённой части в фазе 0, когда лучевая скорость звезды равна нулю. Реально же по фотометрическим данным телескопа «Спитцер» максимум блеска фиксируют на четверть периода раньше – при минимуме лучевой скорости звезды (и максимуме лучевой скорости планеты) [153]. Это интерпретируют как наличие на планете горячего яркого пятна, смещённого от подзвёздной точки на 90° . Похожий эффект смещения фазы за счёт светлого пятна открыт, например, у спутника Сатурна – Япета [154, с. 168], но наличие постоянных ярких пятен размером в полушарие сомнительно для планет-гигантов, к которым относится υ Андромеды b. Поэтому колебания блеска, вероятно, вызваны не изменением фазы и видимой площади освещённой (дневной) стороны υ Андромеды b, а колебаниями видимой яркости I' самой звезды υ Андромеды по эффекту Ритца (1.17) под влиянием ускорения a_r , сообщаемого планетой – звезде [A49]. Так же и сдвиг линий υ Андромеды, видимо, вызван в основном эффектом Ритца, а не Доплера, и наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$.

Именно при таком условии спектроскопическая кривая $V_r^*(t)$ сдвинута по фазе относительно теоретической $V_r(t)$ на $\varphi = \arctg(2\pi l/Pc) = \pi/2$. Поскольку измеренные спектральные смещения звезды соответствуют колебаниям a_r и $V_r^* = la_r/c$, а не реальной скорости V_r , то истинная орбитальная скорость V может быть заметно ниже (Рис. 1.9). В итоге, много меньше и масса планеты, вызывающей возмущения $V_r(t)$, колебания звезды возле центра масс. Таким образом, аномальные экзопланеты могут оказаться не газовыми гигантами, а планетами типа Меркурия или астероидами, которые и в Солнечной системе часто обладают эксцентричными орбитами с периодом в несколько суток (для таких малых планет эффект приливного скругления орбит отсутствует, т.к. из-за малой массы они не вызывают приливов в атмосфере звезды). В данном случае эффект Ритца велик, и колебания яркости $I'(t)$, вообще говоря, могут быть вызваны не изменением фазы планеты, а вариациями яркости по эффекту Ритца [A1, A2, A6, A43, A49].

Ряд статистических доказательств того, что у «горячих юпитеров» спектральные смещения вызваны не эффектом Доплера, а эффектом Ритца, преобразующим расчётные элементы орбит, привёл сотрудник ГАИШ проф. МГУ Б.Р. Мушаилов и В.С. Теплицкая [13, 14]. Поскольку амплитуда колебаний спектральных линий и расчётной скорости $V_r^* = ra_r/c$ пропорциональна расстоянию r , то обнаружение планет методом лучевых скоростей упрощается при увеличении их дистанции r , в согласии со статистикой открытых экзопланет [13]. Б.Р. Мушаилов и

В.С. Теплицкая предложили проверить это, сопоставив параметры и элементы орбит экзопланет, определённые разными методами. В частности, если у планет, открытых транзитным методом, известна кривая лучевых скоростей, то при её искажении наблюдаемые моменты, фазы транзита не совпадут с ожидаемыми по графику лучевых скоростей, что реально наблюдается у ряда экзопланет. Например, у вышеупомянутой планеты KOI-889 b, у которой кривая $V_r(t)$ с большой вероятностью искажена эффектом Барра, транзит ($\varphi = 0$) должен наблюдаться, согласно расчётам, при почти нулевой скорости V_r звезды. Реально же на графике лучевых скоростей фаза $\varphi = 0$ соответствует высокой переменной составляющей скорости $V_r \sim 100$ м/с [151]. Примером экзопланеты, у которой спектральные смещения вызваны в основном эффектом Ритца, может служить HD 74156 b, обладающая периодом $P = 51$ сут и аномально высоким эксцентриситетом $e = 0,63$ (Рис. 1.18). Вероятно, наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$, о чём свидетельствует не только высокий эксцентриситет, но и едва заметные вторичные минимумы на кривой $V_r^*(t)$. Тогда истинная орбита имеет в два раза меньший эксцентриситет $e \approx 0,3$, близкий к эксцентриситету Меркурия, радиус орбиты и период P которого того же порядка.

Аномалии орбит экзопланет удовлетворяют и 7^о-му критерию. В ряде случаев наблюдаемая кривая $V_r(t)$ не точно соответствует теоретическим графикам лучевых скоростей расчётной орбиты большого эксцентриситета [155]. Отклонения от теоретической кривой имеют вид гармоник орбитального периода, в согласии с предсказанием Фрейндлиха [44]. Такие графики лучевых скоростей интерпретируют как вызванные не одной, а двумя планетами, с кратными орбитальными периодами, в орбитальном резонансе 1:2 [155, 157]. По сути, искусственное введение всё новых экзопланет – это результат разложения графика лучевых скоростей в ряд Фурье, т.е. представление периодической функции $V_r(t)$ в виде суммы гармоник основной частоты.

Именно так выявляют новые планеты в звёздных системах, производя Фурье-преобразование от снятой зависимости $V_r(t)$, или её отклонений от теоретического графика лучевых скоростей (1.6). На построенной периодограмме – диаграмме спектральной плотности мощности отклонений – пики на данных периодах (или частотах) считают соответствующими реальным планетам с такими орбитальными периодами (или частотами). Таким способом можно описать кривую лучевых скоростей произвольной формы, посредством введения достаточного числа гармоник. По сути, это – современное развитие подхода Птолемея, верно описавшего движения планет по небосводу на основе ошибочной геоцентрической модели, за счёт большого числа гармоник, круговых движений (небесных сфер с кратными периодами). Так, в случае планеты Gliese 876 кривую лучевых скоростей интерпретировали как результат воздействия 3-х планет, находящихся в орбитальном резонансе с отношением периодов 1:2:4. Для спутников планет столь точный резонанс возможен, ввиду близости спутников друг к другу и к планете (в том же резонансе 1:2:4 находятся галилеевы спутники Юпитера – Ио, Европа, Ганимед). Одна-

ко для планет резонанс типа 1:2 и особенно 2:3 наблюдался бы крайне редко, ввиду близости орбитальных радиусов (ведущей к неустойчивости орбит) и сравнительно малого взаимодействия между планетами. В частности, в Солнечной системе обнаружен лишь приближённый планетный резонанс 2:5 и 1:2 у планет-гигантов – Сатурна и Юпитера, Урана и Нептуна [156]. Обратная картина наблюдается у экзопланет, среди которых орбитальный резонанс широко распространён и намного более точен. Согласно анализу [157], в орбитальном резонансе 1:2 оказывается около половины исследованных планет, вопреки всем вероятностным прогнозам и моделям формирования планетных систем. В то же время интерпретация графиков лучевых скоростей по эффекту Барра и эффекту Ритца позволяет в большинстве случаев объяснить все аномалии кривых лучевых скоростей посредством одной, наиболее массивной планеты, движущейся по круговой орбите [A43, A49]. Как легко видеть из выражения (1.5), искажённая кривая лучевых скоростей, действительно, ближе к сумме двух синусоид с отношением периодов 1:2, чем кривая лучевых скоростей $V_r(t)$ эллиптической орбиты (1.9), для которой отклонение от суммы двух синусоид, возникающее во втором порядке малости e^2 , имеет более высокую величину.

Ещё одна аномалия – массивные планеты-гиганты, расположенные от родительских звёзд на предельно малых дистанциях ρ (порядка сотых долей $a.e.$) и обладающие аномальными эксцентриситетами $e > 0,1$, невозможными для таких планет. Этим условиям соответствуют высокие температуры поверхности планет, исключающие стабильное существование таких «горячих юпитеров». Также сомнительно существование близких к звёздам массивных планет, открытых методом лучевых скоростей (*метод тайминга*) в системах пульсаров – предполагаемых остатков взрывов сверхновых, которые уничтожили б близлежащие планеты, а новые не успели б сформироваться. Если снимают кривую мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$, измеренная амплитуда лучевых скоростей K' (1.24) сильно завышена по сравнению с истинной K , когда сдвиг спектральных линий обусловлен эффектом Ритца, а не Доплера [A43], что вело бы к завышению масс планет на порядки, т.к. лучевая скорость звезды пропорциональна возмущающему воздействию, силе тяготения планеты и её массе. Тогда истинные массы планет много ниже, приближаясь к массе астероидов, комет, которые при своей малой массе не образуют приливных горбов в атмосфере звезды и не испытывают приливного скругления орбит [A49]. Эти малые планеты, подобно кометам и астероидам, могут обладать высоким эксцентриситетом.

Не исключено, что истинные орбитальные периоды P экзопланет в ряде случаев длиннее наблюдаемых P' . При движении планетной системы с ускорением близким к критическому $a_r \approx -c^2/r$ (на космических дистанциях r имеет величину, типичную для звёзд), эффект Ритца приведёт к сжатию периода движения планет $P' = P(1 + ra_r/c^2)$ в разы. Иллюзорные вариации орбитальных периодов наблюдаются и у спутников Юпитера, для которых, как открыл О. Рёмер, эффект Доплера варьирует периоды на минуты, при относительном движении Юпи-

тера и Земли [149]. Эффект Ритца способен сокращать видимые периоды обращения планет уже в разы. Это позволяет объяснить открытие большого числа планет с нетипичными орбитальными периодами порядка суток и радиусами орбит порядка сотой доли $a.e.$: истинные периоды P и большие полуоси орбит планет в системах звёзд и пульсаров могут быть много больше [A43].

В запредельном случае, когда $a_r < -c^2/r$ и $P' < 0$, видимый порядок событий покажется обратным, а видимое движение звёзд и планет – идущим в обратном направлении – эффект, предсказанный Д.Ф. Комстоком ещё в 1910 г. [39]. Это позволяет объяснить открытые в последние годы экзопланеты с обратным (*ретроградным*) орбитальным вращением, например WASP-33b и HAT-P-7b, противоречащие теориям формирования планетных систем [A43, A49]. Обратное (*ретроградное*) вращение выявляют при анализе графиков лучевых скоростей – по аномальному эффекту Росситера-МакЛафлина. Истинное движение таких экзопланет может быть прямым, но представляться обратным за счёт эффекта Ритца, инвертирующего видимый порядок событий при $a_r < -c^2/r$ и $P' < 0$, так что в (1.15) $dt' < 0$ [A43]. Таким образом, ретроградное вращение экзопланет – такая же иллюзия как ретроградное движение планет Солнечной системы, наблюдаемых с Земли в отдельные моменты времени [A43]. Для планет Солнечной системы иллюзия обусловлена относительным характером движения небесных тел, а для экзопланет – относительным движением их света (§ 1.2). По эффекту Росситера-МакЛафлина открыты орбиты экзопланет со значительным ($>10^\circ$) наклоном к плоскости экватора звезды, например у экзопланеты XO-3 b [158], что может быть иллюзией, вызванной искажением графиков лучевых скоростей по эффекту Ритца, ввиду различия лучевых скоростей и ускорений у затмеваемых планетой участков звезды. Затмение центральных участков звезды, где ускорение свободного падения создаёт избыток красного смещения по ритц-эффекту, ведёт к систематическому снижению красного смещения в моменты затмений, что интерпретируют как движение планеты по наклонной орбите. Тем не менее, это не исключает, что у ряда экзопланет орбиты – ретроградные, наклонные и сильно эксцентричные, как у нерегулярных спутников Сатурна (*Феба*), Юпитера, Урана и Нептуна (*Тритон*) [154]. Но такие аномалии свойственны планетам и спутникам наиболее удалённым от тяготеющего тела обычно имеющим внешнее происхождение [154]. Напротив, ретроградное движение выявляют у внутренних экзопланет, «горячих юпитеров», для которых обратное движение крайне маловероятно.

Изменение периодов экзопланет приводит к ложным оценкам масс и размеров экзопланет, поскольку вариации видимых периодов и длительности транзитов экзопланет (времени прохождения по диску звезды), при известной массе и радиусе звезды дадут завышенную или заниженную оценку радиуса планеты R . Действительно, у ряда планет измерения показывают аномалии размеров, противоречащие теориям формирования планет и физически допустимым характеристикам [159, 160]. Изменение орбитального периода P' и спектральные смещения по

эффекту Ритца приведут к ошибке измерения массы m экзопланет. В сумме эти ошибки приводят к неверному измерению плотности экзопланет $d = 3m/4\pi R^3$. Действительно, открыты экзопланеты с плотностью аномально высокой (выше, чем у золота: например, $d \approx 25$ г/см³ у COROT-3b) или низкой (ниже, чем у пенопласта: $d \approx 0,1$ г/см³ у WASP-17b). В рамках баллистической теории эти плотности иллюзорны, истинные плотности отличны от измеренных на порядки [A43, A49] и сопоставимы с плотностью Земли и других планет Солнечной системы.

У планет с $K/P \geq 3$ (м/с)/сут эксцентриситеты в основном мнимые, т.е. сильно завышены по сравнению с реальными. Напротив, для планет с $K/P < 3$ (м/с)/сут, для которых эффект Барра выражен слабо, расчётные эксцентриситеты близки к истинным, которые у планет больших периодов P могут достигать высоких значений, как показывает пример Плутона. В этих случаях отсутствие связи измеренного эксцентриситета с искажением графика лучевых скоростей от запаздывания света подтверждается тем, что для экзопланет из этого ряда распределение $N(\omega)$ – сравнительно однородное, и для многих из них $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$. Но в этом случае тоже возможно искажение графиков лучевых скоростей, но иными механизмами. Если сдвиг частоты вызван в основном эффектом Ритца, т.е. снятый график спектральных смещений отражает колебания лучевого ускорения, а не лучевой скорости, тогда расчётный эксцентриситет получится завышенным в два раза (см. § 1.5). Таким образом, у экзопланет с большими периодами обращения P истинные эксцентриситеты могут быть в два раза ниже, что лучше согласуется с теориями формирования планетных систем и с эксцентриситетами планет Солнечной системы.

Если у планет с круговой орбитой спектральные смещения обусловлены в основном эффектом Ритца, то искажение кривой спектральных смещений может приводить к концентрации периастров не только возле $\omega = 180^\circ$ (Рис. 1.10), но и возле $\omega = 0^\circ$, если эффект Ритца сжимает P до $P' < 0$, инвертируя порядок событий. Запаздывание света из положения 1 и опережение из положения 3 вызывает обратное искажение графика $V_r^*(t)$, которому соответствует $\omega = 0^\circ$ (Рис. 1.15), что наблюдается у ряда планет (Рис. 1.2, Рис. 1.14). Тот же эффект выявляет статистика двойных звёзд с периодами $8^d < P < 12^d$ и $316^d < P < 500^d$. Для них распределение по долготам периастра ω обнаруживает максимумы при $\omega = 180^\circ$ и при $\omega = 0^\circ$ [47], соответствующих прямому и инвертированному во времени искажённому графику мнимых лучевых скоростей.

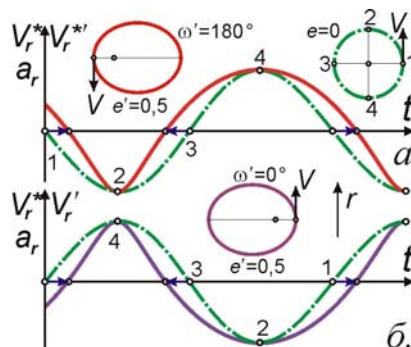


Рис. 1.15. График лучевых ускорений и мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t) = ra_r(t)/c$ для круговой орбиты (штрих-пунктирная линия) и искажённый по эффекту Ритца график лучевых скоростей $V_r^*(t)$ с соответствующей орбитой (сплошная линия) для прямого порядка событий (а) и обращённого по эффекту Ритца (б).

Мнимый эксцентриситет может быть обусловлен и приливными искажениями, и преимущественной ориентацией орбит планет, ведущей к концентрации периастров возле значений $\omega = 270^\circ$ (§ 1.1). Этим можно объяснить, почему для отдельных выборок звёзд эффект Барра имеет обратный знак, т.е. периастры в них чаще расположены перед картинной плоскостью, а не позади неё [59]. Группирование долгот периастров возле $\omega = 270^\circ$ возможно и при обычном искажении кривых лучевых скоростей, концентрирующем периастры возле $\omega = 90^\circ$ (Рис. 1.2). Но, если за счёт общего движения звёздной системы с ускорением $a_r < -c^2/r$ происходит инверсия видимого порядка событий, кривая блеска и лучевых скоростей получает обратное искажение, соответствующее $\omega = 270^\circ$ (Рис. 1.16). Подобные графики лучевых скоростей наблюдались у экзопланет, открытых транзитным методом, например WASP-8b, WASP-117b, Kepler 78b, у которых при их коротких периодах аномально высокий $e \approx 0,3$, а долготы периастров близки к $\omega = 270^\circ$ [161–163]. Причём у WASP-8b движение по орбите как раз обратное [161], что свидетельствует об изменении нормального порядка событий. Для этих планет выполняется критерий (1.28), т.е. характеристики экзопланет допускают, что эксцентриситет – мнимый.

Для планет больших периодов P искажения могут быть вызваны космической дисперсией света, впервые исследованной А.А. Белопольским [65] и его учеником Г.А. Тиховым [83, 164, 165]. Этот эффект Тихова-Нордмана, названный по астрономов, независимо открывших эффект в 1908 г., обнаружен у затменных звёзд по запаздыванию затмений в коротковолновой части спектра. В 1917 г. Х. Шепли привёл ряд теоретических возражений против возможности космической дисперсии, но дальнейшие наблюдения подтвердили эффект Тихова-Нордмана, причём во всех диапазонах электромагнитных волн [166, 167]. Современные работы [1, 2] по измерению величины космической дисперсии подтверждают, что данный вопрос остаётся открытым.

Показатель преломления межзвёздного газа предельно близок к единице, а дисперсия – к нулю, но на больших дистанциях они вызовут заметное запаздывание высокочастотного излучения относительно низкочастотного, на чём основан метод измерения расстояний до пульсаров [119, 168]. В моменты приближения звезды её спектральные линии, смещённые в коротковолновую область, будут наблюдаться чуть позже, а в моменты отдаления линии, смещённые в длинноволновую область, будут наблюдаться чуть раньше. В итоге искажение графика лучевых скоростей станет обратным наблюдаемому в эффекте Барра. Искажённые кривые лучевых скоростей (Рис. 1.16) будут соответствовать орбитам, вытянутым в сторону от Земли ($\omega = 270^\circ$).

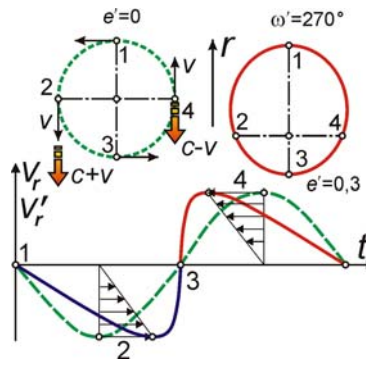


Рис. 1.16. Искажение графика лучевых скоростей $V_r'(t)$ при дисперсии межзвёздного газа и рассчитанная по графику орбита (сплошная линия) по сравнению с истинным $V_r(t)$ (пунктирная линия).

Баллистическая теория допускает наличие дисперсии света и в космическом пространстве, свободном от межзвёздного газа, – в вакууме [166, А19]. В этом случае знак дисперсии обратный [А19]. Соответственно, искажения носят обратный характер, т.е. приводят к концентрации периастров возле $\omega = 90^\circ$, как в случае рассмотренных выше искажений (Рис. 1.2).

Вышеперечисленное позволяет объяснить аномально высокие эксцентриситеты орбит экзопланет во всём диапазоне $0^\circ \leq \omega < 360^\circ$. Искажения будут пропорциональны K/P и расстоянию r звезды, поскольку из-за дисперсии разница скоростей сохраняется на всём пути света от звезды к Земле. Эта зависимость, действительно, подтвердилась. Наличие дисперсии света в вакууме тоже связывают с передачей собственной скорости излучающих атомов или электронов – свету [166, А19]. Ряд данных подтверждает эффект во всём диапазоне электромагнитных волн [167]. Космическую дисперсию прежде отрицали на том основании, что у переменных звёзд вариации яркости сопровождаются вариациями спектра, отчего на разных длинах волн максимумы яркости не синхронны. Но, как показал Г.А. Тихов, сдвиг по фазе обнаруживается и для кривых лучевых скоростей, построенных для конкретных спектральных линий, для которых перераспределение энергии в спектре не влияет на положения максимумов лучевой скорости [83, 169]. Таким образом, эффект Тихова-Нордмана вызван разницей скорости лучей света в космосе и служит аргументом в пользу баллистической теории, предложенной в том же 1908 г.

Итак, аномалии экзопланет получают простое качественное и количественное объяснение на базе баллистической теории. Интерпретация ряда параметров и аномалий экзопланет как истинных противоречит не только теориям формирования планетных систем и законам небесной механики, но и принципу Коперника, отрицающему исключительные характеристики Земли, включая преимущественную ориентацию орбит в её направлении. Эта «исключительность» ведёт к рецидиву идей геоцентризма [170], чуждых современной астрофизике [54].

§ 1.5. Эффект Ритца, двойные и переменные звёзды

Вариации скорости света двойных звёзд приводят к простой интерпретации искажений не только их видимого движения и расчётной орбиты, но и видимой яркости I' (1.17), меняющейся с периодом равным орбитальному. Вскоре после создания баллистической теории на это её следствие обратил внимание итальянский физик М. Ла Роза [171]. Если скорость источника добавляется к скорости света, то у звезды, кроме искажения видимого движения и графика лучевых скоростей, обнаружатся вариации яркости I' , соответствующие изменению масштаба времени. По эффекту Ритца происходит временная фокусировка света: видимая яркость I' источника меняется, несмотря на постоянство его светимости и расчётной яркости I .

По эффекту Ритца (1.16) синхронно с колебаниями яркости двойной звезды в её спектре будут регулярно смещаться линии поглощения. Такие переменные звёзды, периодически изменяющие яркость и спектр, известны астрономам, например, в форме «цефеид».

У звезды, летящей по круговой орбите радиуса R со скоростью V и центростремительным ускорением $a = V^2/R$, смещения спектральных линий по эффекту Ритца (1.16) составят

$$\Delta\lambda_R = \lambda r a / c^2 = \lambda r V^2 / R c^2.$$

У тесных двойных звёзд эти смещения могут на порядки превышать доплеровские

$$\Delta\lambda_D = \lambda V / c.$$

Таким образом, сдвиг спектра по эффекту Ритца $\Delta\lambda_R$ превосходит доплеровский сдвиг $\Delta\lambda_D$ в

$$\Delta\lambda_R / \Delta\lambda_D = rV / Rc = 2\pi r / cP \sim (r/c) / P,$$

т.е. примерно во столько раз, во сколько расстояние до звезды в световых годах r/c превышает период $P = 2\pi R/V$ её обращения [A21]. Если учесть эффект переизлучения, то в качестве r следует принять длину экстинкции $l \sim 1$ св. года. Тогда для звёзд с $P < 1$ года (т.е. для тесных пар звёзд) смещения по ритц-эффекту намного превзойдут доплеровские. Для таких звёзд l может принимать и меньшие значения, ввиду наличия у тесных пар общих атмосфер.

В случае эллиптической орбиты эффект Ритца приведёт к искажению формы кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ и соответствующей формы кривой блеска $I'(t)$. Если смещения по эффекту Ритца намного превосходят доплеровские, то из ф-лы (1.25) для звезды с $\omega = 0^\circ$, которой соответствует чётная функция $V_r(t)$, регистрируемая кривая «мнимых лучевых скоростей» $V_r^*(t)$ будет нечётной функцией, отвечающей орбите с $\omega' = 90^\circ$ (Рис. 1.17). Такие графики лучевых скоростей (с медленным ростом и резким спадом V_r) характерны для цефеид.

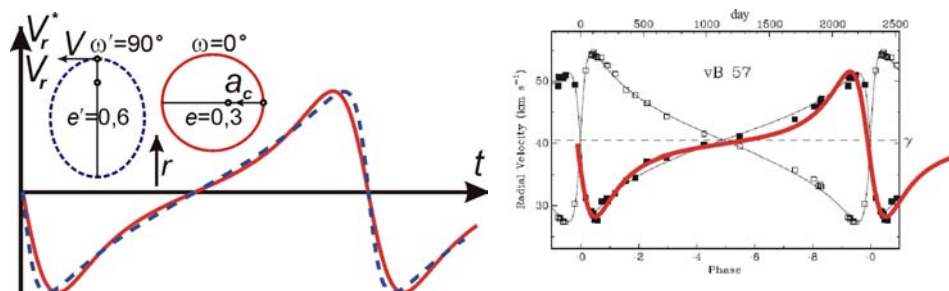


Рис. 1.17. Сравнение кривой мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ от сдвига частоты по эффекту Ритца (сплошная линия) для орбиты с $e = 0,3$ и $\omega = 0^\circ$ и кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ от сдвига частоты по эффекту Доплера (пунктирная линия) для орбиты с $e' = 0,6$ и $\omega' = 90^\circ$. Справа – пример более точного соответствия кривой «лучевых скоростей» звезды $\nu B 57$ (Гиады) – графику $V_r^*(t)$ (жирная линия), нежели графику $V_r(t)$ (тонкая линия) при $e = 0,45$, $\omega = 0^\circ$.

Действительно, из (1.22) мнимая лучевая скорость $V_r^* = la_r/c$, где $a_r = (GM/\rho^2)\sin(\omega + \nu)$ – лучевое ускорение спутника S_2 массы m , вызванное тяготением главной звезды S_1 массы $M \gg m$ (Рис. 1.4), у которой расстояние до спутника меняется как $\rho = p/(1 + e\cos\nu)$, где p – фокальный параметр эллипса орбиты. Отсюда измеренная по сдвигу линий мнимая скорость

$$V_r^*(\nu) = \frac{IGM}{p^2c}(1 + e\cos\nu)^2 \sin(\omega + \nu). \quad (1.29)$$

В частности, для $\omega = 0^\circ$ из (1.29) и (1.6), после разложения в ряд до членов порядка e^2 , получим

$$V_r^*(t) \approx K \left(\sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) + 2e \sin\left(\frac{4\pi t}{P}\right) + 3e^2 \sin\left(\frac{6\pi t}{P}\right) \right), \quad (1.30)$$

Точное выражение для графика «мнимых лучевых скоростей», с учётом (1.6), примет вид

$$V_r^*(t) = \frac{IGM}{p^2c} \left(1 + e \frac{1 - \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2}{1 + \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2} \right)^2 \left(\frac{\sin \omega (1 + 2\operatorname{ctg} \omega \operatorname{tg}(E/2)/b - \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2)}{1 + \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2} \right),$$

где эксцентрисическая аномалия E выражается через t из условия (1.6).

Из уравнения (1.29) следует зависимость $V_r^*(\nu)$ – аналог кривой лучевых скоростей

$$V_r^* = (IGM/p^2c)[\sin(\omega + \nu) + 2e\sin(\omega + \nu)\cos\nu + e^2\cos^2\nu \sin(\omega + \nu)], \quad (1.31)$$

которая в первом приближении по степеням e , с учётом монотонной зависимости $\nu(t)$, близка к доплеровской кривой $V_r(t)$ для орбиты с полуамплитудой $K' = IGM/p^2c$, долготой периастра $\omega' = \omega + 90^\circ$ и эксцентриситетом e' , который в два раза превышает истинный эксцентриситет e :

$$V_r = K'[\cos(\omega + \nu) + e'\cos\omega] = K'[\sin(\omega' + \nu) + e'\sin\omega]. \quad (1.32)$$

Вывод о том, что график мнимых лучевых скоростей соответствует графику истинных лучевых скоростей для орбиты удвоенного эксцентриситета, следует также из дифференцирования выражения $V_r(t)$ (1.9), откуда следует зависимость $a_r(t)$ и соответствующая функция $V_r^*(t) = la_r/c$. При этом слагаемое, содержащее в качестве коэффициента e (вторая гармоника $2e\sin(4\pi t/P)$), после дифференцирования приобретает удвоенный коэффициент $4e$, соответствуя графику $V_r(t)$ для орбиты эксцентриситета $e' = 2e$. Также удвоение эксцентриситета следует из сравнения выражений (1.19) и (1.20), показывающих отношение значений в минимуме и максимуме, соответственно, для V_r и $V_r^* = la_r/c$. Как видно (Рис. 1.18), эти отношения совпадут при условии, что для графика $V_r(t)$ значение $e' = 2e$, т.е. в два раза выше истинного e , соответствующего $V_r^*(t)$.

Как видно (Рис. 1.17), несмотря на сходство графиков лучевых скоростей и мнимых лучевых скоростей, они всё же отличаются. В частности, график $V_r(t)$ более гладкий, чем график

$V_r^*(t) = la_r/c$, нарастающий после минимума более резко, а возле $V_r^* = 0$ более пологий, чем $V_r(t)$. Поэтому, сравнивая зависимость спектрального смещения от времени с графиками $V_r(t)$ и $V_r^*(t)$, можно установить, какая из зависимостей лучше соответствует наблюдениям и установить, вклад какого смещения выше – от эффекта Доплера или Ритца. Действительно, у ряда двойных звёзд обнаружено выраженное отклонение снятых графиков лучевых скоростей от теоретических. Например, у звезды ν B 57 из скопления Гиад [172] наблюдается именно такая тенденция – график в районе максимумов и минимумов более крутой, а возле $V_r = 0$ – более пологий (Рис. 1.17), что лучше согласуется с ритцевским графиком $V_r^*(t)$, чем с доплеровским $V_r(t)$. Причём тенденция наблюдается для обоих компонентов и не может быть результатом случайных ошибок. Аналогичная ситуация наблюдается для звезды J 271 из Гиад [172].

Отделить спектральные смещения по эффекту Ритца от доплеровских, можно, сравнив элементы орбиты, измеренные спектроскопически и визуально, по колебаниям блеска. Если орбита обладает истинным эксцентриситетом и вытянута вдоль луча зрения \mathbf{r} ($\omega = 270^\circ$ или $\omega = 90^\circ$), тогда кривая блеска имеет вид чётной функции, но эффект Ритца искажает график $V_r(t)$ (Рис. 1.10) или создаёт мнимую кривую лучевых скоростей $V_r^*(t)$, которой соответствует $\omega' = 0^\circ$ или $\omega' = 180^\circ$ (Рис. 1.18). Несоответствия элементов, измеренных разными методами, действительно, обнаружены [46], например, у звезды U Цефея (Рис. 1.8).

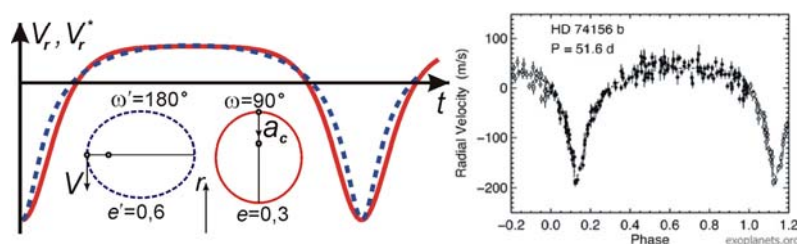


Рис. 1.18. Сравнение графиков $V_r^*(t)$ (сплошная линия, для $e = 0,3$ и $\omega = 90^\circ$) и $V_r(t)$ (пунктирная линия, для $e' = 0,6$ и $\omega' = 180^\circ$). Справа – пример графика $V_r(t)$ для экзопланеты HD 74156 b с аномально высоким $e' = 0,63$ и $\omega' = 174^\circ$. Истинная орбита может иметь умеренный эксцентриситет $e = 0,32$ и $\omega \sim 90^\circ$.

Отличия графиков $V_r^*(t)$ и $V_r(t)$ заметны лишь при высоких значениях $e > 0,3$. Это заметно по образованию на графике $V_r^*(t)$ вторичных максимумов и минимумов, отсутствующих на кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ и $V_r(v)$, как легко убедиться, исследуя выражение (1.32) на экстремумы, число которых на периоде P равно двум. Аналогичный анализ выражения для мнимых лучевых скоростей $V_r^*(v)$ (1.29) показывает, что число экстремумов – решений уравнения $dV_r^*/dv = 0$ может превышать два. Так, для $\omega = 90^\circ$, кроме главных экстремумов (при $v_1 = 0$ и $v_2 = \pi$), есть вторичные – при $v_3 = \arccos(-1/3e)$ и $v_4 = 2\pi - \arccos(-1/3e)$. Поскольку зависимость $v(t)$ – монотонно нарастающая, соответствующие экстремумы образуются и на кривой лучевых скоростей $V_r^*(t)$. Легко видеть, что вторичные максимумы и минимумы в виде горбов и ямок

возникают на графике лучевых скоростей лишь при $e > 1/3 \approx 0,33$. Как показывает компьютерное моделирование и исследование выражения (1.29) на экстремумы, при отдалении ω от $\omega = 90^\circ$ (от $\sin\omega = \pm 1$) вторичные максимумы образуются при ещё больших e . А при $\omega = 0^\circ$ или $\omega = 180^\circ$ вторичные экстремумы отсутствуют даже при $e \approx 1$, как видно из анализа выражения $V_r^*(v) = (lGM/p^2c)(1 + e\cos v)^2 \sin(v)$. При $e \approx 1$ график $V_r^*(t)$ приобретает ступенчатую форму.

Наибольших искажений по эффекту Ритца можно ожидать у двойных пульсаров: их орбитальные периоды P малы, а скорости K и центростремительные ускорения a_c – велики. Соответственно, эффект Ритца для таких систем порождает высокий мнимый эксцентриситет $e' = la_c/2c^2 = \pi lK/Pc^2$. Действительно, для таких систем характерны аномальные $e \sim 0,5-0,8$, при коротких орбитальных периодах $P \sim 10$ сут [173], при которых трение в атмосфере звёзд и приливное трение скругляет орбиты до $e \approx 0$. Таким образом, истинные орбиты пульсаров могут быть круговыми, а наблюдаемые эксцентриситеты – мнимыми (эффект Барра). Или истинные эксцентриситеты в два раза меньше расчётных, если наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей (Рис. 1.17, Рис. 1.18). Действительно, у ряда двойных пульсаров графики лучевых скоростей, измеренные методом тайминга, искажены: наблюдаются систематические остаточные отклонения графиков лучевых скоростей от теоретических [81, 174]. Причём отклонения соответствуют теоретической форме графиков мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ [81].

У двойных звёзд смещения спектральных абсорбционных и эмиссионных линий по эффекту Ритца (1.15) обычно существенно меньше тех, которые можно ожидать на основании масштабов искажения времени на кривой лучевых скоростей (например, у цефеид), где интервалы dt растягиваются или сжимаются в разы. При изменении частоты в той же пропорции мнимые скорости V^* (1.22) были бы сопоставимы со скоростью света. На практике эффект переизлучения на порядки снижает ритцевский сдвиг частоты (становящийся сравнимым с доплеровским) для частот линий поглощения атомов, применяемых для оценок смещений спектра. Возле каждой резонансной частоты f_0 показатель преломления n [82] стремительно нарастает

$$n = \sqrt{1 + \frac{\chi}{(f_0^2 - f^2)}} \quad (1.33)$$

(где χ – коэффициент, характеризующий концентрацию атомов, массу и силу осцилляторов). Поэтому для них длины переизлучения $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ и пропорциональные им смещения по эффекту Ритца $\Delta\lambda/\lambda = la_r/c^2$ снижены на порядки, так что становятся меньше смещений по эффекту Доплера или сопоставимы с ними. Непрерывный планковский спектр, в котором частоты далеки от резонансных, смещается ритц-эффектом намного сильнее, приводя к мнимому изменению цветовой температуры звезды. Спектр поглощения смещается ритц-эффектом в той же мере, что и планковский, лишь при движении света в пространстве, свободном от межзвёздного

газа. Такие условия реализуются в межгалактическом пространстве или в «окнах», «коридорах» прозрачности – участках Галактики, практически свободных от межзвёздного газа.

При большом эксцентриситете, сопоставимости доплеровских и ритцевых смещений, а также при учёте эффекта запаздывания, искажения приобретут более сложный характер. Результирующая кривая расчётных лучевых скоростей $V_r'(t')$ определяется для каждого значения t через параметрическое задание скорости и моментов наблюдения t' , выраженных из условий (1.6), (1.14), (1.23) и (1.29) через истинную аномалию v в цепочке уравнений

$$V_r'(v) = V_r + V_r^* = K(\cos(\omega + v) + e \cos \omega) + V_0 + \frac{IGM}{p^2 c} (1 + e \cos v)^2 \sin(\omega + v), \quad (1.34)$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{v}{2}\right) = \frac{1}{b} \operatorname{tg}\left(\frac{E}{2}\right), \text{ где } b = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}},$$

$$t = \frac{P}{2\pi} (E - e \sin E), \quad t' = t + \frac{IGM}{p^2 c^2} \int_0^t (1 + e \cos v)^2 \sin(\omega + v) dt.$$

На графиках лучевых скоростей $V_r'(t')$, как отмечено выше, образуются вторичные максимумы и минимумы, ступени и другие аномалии. Подобные искажения отмечены у ряда звёзд (например, у RZ Щита), рассмотренных в монографии [46]. Вторичные минимумы обнаружены и в системах экзопланет. Например, у планеты HD 74156 b на кривой лучевых скоростей в районе максимума, где на графике $V_r^*(t)$ должен быть неглубокий локальный минимум, действительно, обнаружена тенденция к спаду лучевой скорости (Рис. 1.18). Это может означать, что у HD 74156 b орбита – эллиптическая, но обладает в 2 раза меньшим эксцентриситетом $e \sim 0,3$, и регистрируется не истинная кривая лучевых скоростей $V_r(t)$, а мнимая $V_r^*(t)$, содержащая вторичные минимумы (Рис. 1.18). Тем же объяснимы аномальные формы графиков лучевых скоростей (с вторичными максимумами) у ряда переменных звёзд, включая цефеиды и звёзды типа RR Лиры [175, 176], которые могут менять яркость как за счёт пульсаций, так и за счёт орбитального вращения (эффект затмений, эффект эллипсоидальности и др.). В таком случае изменение положения вторичного максимума на кривой блеска и кривой лучевых скоростей (образующих последовательность Герцшпрунга, в зависимости от периода колебаний блеска [177]) объясняется ростом эксцентриситета орбиты при увеличении периода и изменением времени запаздывания вторичного максимума ввиду изменения орбитальной скорости компонентов.

Эффект Ритца, помимо колебаний цвета и лучевой скорости, вёл бы к синхронным колебаниям видимой яркости I' двойных звёзд (1.17). Преобразование, по мере движения света, излучения звезды постоянной светимости в периодически модулированное излучение переменной яркости I' аналогично клистронному эффекту – нарастающим вдоль пути света колебаниям плотности потока электронов, модулированного по скоростям [67, 178]. Гипотезу двойственности цефеид, как возможной причины колебаний их яркости и цвета, выдвигали уже их первоот-

кряватели – Дж. Гудрайк и русский астрофизик А.А. Белопольский, открывший колебания линий в спектрах цефеид, аналогичные обнаруженным у двойных звёзд [65, 145].

Первое объяснение колебаний блеска цефеид на основе эффекта Ритца (1.17) принадлежит М. Ла Розе [171, 179]. Поздней эту гипотезу развивали П. Мун и Д. Спенсер [26], В.И. Секерин [149], Р.С. Фритциус [79] и В.М. Лютый [123]. В частности, В.М. Лютый исследовал двойные рентгеновские звёзды, у которых наблюдаются плавные колебания блеска и цветовой температуры, аналогичные цефеидным, происходящие с орбитальным периодом P .

Как показано автором [A23], эффект Ритца объясняет также природу эффекта Блажко у звёзд типа RR Лиры и карликовых цефеид [176]. Если эти типы переменных звёзд представляют собой тесные двойные системы (это подтвердилось для некоторых цефеид и звёзд типа RR Лиры [180]), то при быстром повороте их линий апсид (циклическом изменении ω) будет циклично меняться кривая лучевых ускорений $a_r(t)$ и мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ (1.34). Соответственно, циклично меняется вызванная эффектом Ритца (1.17) кривая блеска $I'(t)$ и её асимметрия [A15]. Именно такие вариации кривых блеска наблюдаются в эффекте Блажко.

Если спектральные смещения обусловлены эффектом Ритца, тогда у цефеид кривая «лучевых скоростей» отражает не колебания скорости V_r , а колебания мнимой лучевой скорости V_r^* и ускорения звезды a_r (1.22). Это объясняет природу противофазных колебаний яркости $I'(t)$ и длины волны $\lambda'(t)$ на кривых блеска и лучевых скоростей цефеид, соответственно,

$$I' = I(1 + ra_r/c^2)^{-1} \text{ и } \lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2). \quad (1.35)$$

Сдвиг λ' меняет также цвет: спектральный максимум звезды смещается попеременно в красную или синюю область спектра. Поскольку показатель цвета звезды и положение спектрального максимума по закону смещения Вина характеризует температуру, то вариации цвета и яркости (1.35) интерпретируют как вариации «температуры» звезды в фазе с блеском (Рис. 1.19).

Колебания блеска звёзд показывают спорность аргумента Де Ситтера (§ 1.1). Исследованные им системы не обнаружили перекоса графиков лучевых скоростей, поскольку вызванный эффектом Ритца перекося графиков $V_r(t)$ мал для систем близких к Земле, а для более удалённых систем с заметным искажением $V_r'(t)$, оно сопровождается колебаниями яркости $I'(t)$ (1.17). Соответственно, звезду считали не двойной (на больших r второй компонент неразличим), а пульсирующей звездой – цефеидой. В итоге перекося графиков лучевых скоростей у цефеид не связывали с орбитальным движением звезды и эффектами баллистической теории. Едва эти эффекты становятся заметны, двойные звёзды из-за переменной яркости относят уже к цефеидам, исключая из рассмотрения, на что впервые обратил внимание П.С. Чикин [69]. Таким образом, для цефеид существует зона избегания: эти звёзды не встречаются на расстояниях r менее 100 пк (~300 световых лет) от Солнца. По превышении этой дистанции колебания блеска по эффекту Ритца (1.17) становятся заметны и растут при дальнейшем росте r . Так, ближайшая к нам це-

феида – Полярная звезда, удалена на расстояние $r \approx 430$ световых лет, и обладает малой амплитудой колебаний блеска $0,12^m$, меняя яркость всего на 12% [181]. При росте r и усилении эффекта Ритца (1.17) цефеиды встречаются чаще, и амплитуды колебаний их блеска растут.

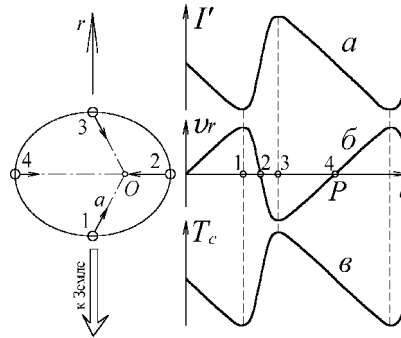


Рис. 1.19. Наблюдаемые у цефеид колебания яркости I' , скорости v_r и температуры T_c как следствие эффекта Ритца для двойных звёзд: $I' = I(1 + ra_r/c^2)^{-1}$, $v_r^* = ra_r/c$, $T = b\lambda'_{\max}{}^{-1} = b\lambda_{\max}{}^{-1}(1 + ra_r/c^2)^{-1}$.

Итак, модуляция скорости света от звезды, летящей по круговой орбите, ведёт к колебаниям яркости, нарастающим при росте дистанции. Эффект аналогичен клистронному эффекту, как отмечено профессором Н.С. Степановым. В клистронах происходит пространственно-временная фокусировка электронов («фазовая фокусировка»), а в двойных звёздах – света [67]. Это поясняет пространственно-временная диаграмма (Рис. 1.20), аналогичная приводимой для клистрона [178], как показал В.И. Секерин [149]. Рост яркости обусловлен концентрацией лучей, испущенных в разные моменты, возле временного фокуса, соответствующего пути $r_0 = c^2/a$, как видно из Рис. 1.20. Эффект роста амплитуды колебаний блеска двойных звёзд при росте $r < r_0$, и объясняет [69] отсутствие цефеид в пределах 100 парсек от Солнца.

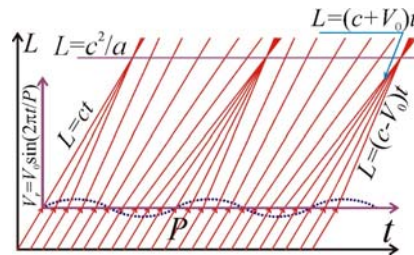


Рис. 1.20. Пространственно-временная диаграмма иллюстрирует эффект группирования света и формирования кинематических волн за счёт модуляции скорости V_r потока частиц на периоде P .

Эффект Ритца $T' = T(1 + ra_r/c^2)$ заметно меняет яркость звезды при $ra_r/c^2 \sim 1$, или $r/cP \sim c/V$ (где $a_r \sim V/P$ выражено через орбитальную скорость V и период P звезды). Т.е. звезду регистрируют переменной, если отношение её дистанции r/c (в световых годах) к P превысит c/V [A21, 13, 14]. Для тесных двойных звёзд $V \sim 10^2$ км/с, а $P \sim 0,1$ года, и колебания блеска заметны на дистанции $r/c > 300$ св. лет $\sim 10^2$ пк. С таких дистанций и регистрируют цефеиды [69].

Например, для круговой орбиты кривая лучевого ускорения a_r имеет форму синусоиды: $a_r = a \cdot \sin(2\pi t/P)$, если время t отсчитывается от момента пересечения звездой картинной плоскости. В итоге измеренная светимость и яркость I' периодически меняется по сравнению с истинной I (которая имела бы место в отсутствие движения звезды), пропорционально

$$\frac{T}{T'} = \left(1 + \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right)\right)^{-1}.$$

В итоге светимость звезды в приближении $ra/c^2 \ll 1$ примет вид

$$I' = \frac{IT}{T'} = I \left(1 + \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right)\right)^{-1} \approx I \left(1 - \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right)\right) = I - \Delta I \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right), \quad (1.36)$$

периодично меняясь в противофазе с ускорением a_r . Синусоидальная кривая блеска (1.36) как раз характерна для малоамплитудных физически переменных звёзд, для которых глубина модуляции яркости $m_I = \Delta I/I = ra/c^2 \ll 1$. Если цефеиды – это двойные звёзды, тогда эффект Ритца позволит легко интерпретировать аномальные свойства цефеид и других переменных звёзд, не получивших объяснения в рамках пульсационной теории. Не зря в последние годы переменность, осцилляции блеска звёзд всё чаще связывают с наличием возле них звёзд-спутников и экзопланет [184]. Современный уточнённый анализ гипотезы Ла Розы-Секерина позволяет устранить большинство возражений против этой гипотезы, в т.ч. упомянутых в [6, 182–183].

В частности, эффект Ритца объясняет синхронные с колебаниями блеска колебания цветовой температуры и лучевой скорости цефеид (Рис. 1.19), измеренной, соответственно, по спектру излучения и поглощения. Если колебания блеска и спектра обусловлены эффектом Ритца, то должна существовать связь между характеристиками кривых блеска, «лучевых скоростей» и «температур». Действительно, согласно наблюдениям, с нарастанием амплитуды колебаний блеска, растёт амплитуда колебаний температур и лучевых скоростей [185–187]. Рассмотрим звезду, удалённую на расстояние r , движущуюся по круговой орбите с центростремительным ускорением a и обладающую средней яркостью I . Тогда, согласно (1.36), яркость в максимуме $\sim I(1 + ra/c^2)$, а в минимуме $\sim I(1 - ra/c^2)$, если глубина модуляции яркости m_I не слишком велика

$$m_I = \Delta I/I \approx ra/c^2 < 0,5.$$

Те же преобразования испытывает частота f и длина волны λ . Поэтому в спектре излучения звезды спектральный максимум λ_{\max} регулярно смещается, а максимальное смещение $\Delta f/f = \Delta\lambda/\lambda \approx ra/c^2$. Вариации λ_{\max} интерпретируют как колебания температуры фотосферы. Но спектральный анализ, по закону смещения Вина $T_c \lambda_{\max} = b \approx 0,003$ м·К, даёт лишь оценочную цветовую температуру T_c , часто не совпадающую с истинной T [82, 188]. Периодические смещения спектра цефеиды ошибочно интерпретируют как колебания температуры с глубиной модуляции

$$m_T = \Delta T_c/T_c = \Delta\lambda_{\max}/\lambda_{\max} = ra/c^2.$$

Таким образом, согласно баллистической теории, глубины модуляции температуры m_T и яркости m_I должны совпадать, в согласии с наблюдениями. В моменты максимума блеска и $-a_r$, когда спектр предельно смещён в синюю область, покажется, что температура звезды максимальна. Небольшие расхождения в форме и фазе колебаний $I(t)$, $T_c(t)$, $V_r(t)$ обусловлены разной экстинкцией (поглощением и переизлучением) лучей разного цвета, с промежуточной средой (облаками газа). Это несовпадение колебаний блеска цефеиды в разных цветах, якобы отсутствующее, тоже приводили в качестве противоречия модели цефеид Ла Розы-Секерина [183]. А фактически это несовпадение кривых блеска в разных диапазонах отчётливо наблюдается [65, 189]. Как отметил Ла Роза, расхождения в форме колебаний $I(t)$, $T_c(t)$, $V_r(t)$ цефеид обусловлены тем, что кривые блеска и температур отображают общее изменение яркости и спектра двойной звезды, а кривая лучевых скоростей – одного компонента. Линии второго компонента, меньшего блеска, не видны. В рамках баллистической теории колебания $I(t)$, $T_c(t)$ по эффекту Ритца иллюзорны, а истинная яркость и температура цефеид (отличная от цветовой) – неизменны.

Между глубинами модуляции яркости $m_I = \Delta I/I$ и лучевых скоростей $m_V = \Delta V_r/V_r$ уже нет строгого соответствия. Линейчатый спектр поглощения испытывает меньшие колебания, чем непрерывный спектр излучения, т.к. эффект Ритца преобразует спектр излучения на значительной части пути r света, а спектр поглощения могут создавать слои газа на промежуточном пути l . Кроме того, у частот f_0 возле линий поглощения атомов увеличен показатель преломления n газа (1.33) и снижен эффективный путь $l \sim \lambda/2\pi(n - 1)$ трансформации света ритц-эффектом. Вот почему пропорциональные l ритцевские смещения спектральных линий заметно снижены, причём в разной степени для линий разных элементов, в зависимости от концентрации соответствующих газов и эффективности переизлучения в них. Несовпадение амплитуд колебаний лучевых скоростей в линиях разных элементов реально открыто у цефеид и двойных звёзд [46, 175]. За счёт переизлучения сдвиги спектра поглощения по эффектам Ритца и Доплера могут быть сопоставимы, а у ряда переменных звёзд доплеровские смещения преобладают.

Наблюдения выявили связь амплитуды колебаний блеска (глубины модуляции m_I) с асимметрией кривой блеска. Для цефеид характерно резкое нарастание яркости и плавный её спад. Степень асимметрии растёт при увеличении амплитуды колебаний блеска. Это тоже находит объяснение в баллистической теории. Как правило, у тесных двойных звёзд орбиты круговые. Соответственно, кривая спектральных смещений $\Delta\lambda/\lambda$ и лучевых скоростей – это синусоида (1.35). Однако эффект Ритца создаёт асимметрию графиков лучевых скоростей и блеска, придавая им пилообразную форму (§ 1.1, § 1.4). С увеличением перекоса растут сопровождающие его по эффекту Ритца вариации яркости. Поэтому классическим цефеидам с асимметричными кривыми $V_r(t)$ свойственны высокоамплитудные колебания блеска. А переменным звёздам с синусоидальной кривой $V_r(t)$, свойственны колебания блеска с $m_I \ll 1$, как у малоамплитудных

цефеид типа ζ Близнецов [175, 176]. Этот эффект иллюстрирует трёхмерная фазовая диаграмма клистрона: при нарастании амплитуды колебаний плотности потока электронов растёт асимметрия волн, которые становятся из синусоидальных – кноидальными, с острыми пиками [178].

К асимметрии кривой блеска цефеид могут привести и эффекты взаимодействия света с межзвёздной средой. Среда нивелирует отклонения скорости света от стандартной в разной степени для лучей, испущенных с разной частотой и скоростью в моменты приближения и отдаления звезды. Как отмечено в § 1.1, поскольку переизлучение обусловлено интерференцией исходного излучения с вторичным, переизлучённым средой, оно эффективно лишь для удаляющихся источников: $V_r > 0$. А при $V_r < 0$ переизлучённый свет со скоростью c не догоняет первичное излучение со скоростью $c - V_r > c$, не интерферирует с ним и не меняет его скорость. Точнее, увеличена длина экстинкции l , на которой меняется скорость, поскольку в газе за счёт максвелловского распределения есть атомы со сколь угодно высокими скоростями. Рассеянное ими излучение обладает скоростью достаточной для интерференции с исходным излучением.

В итоге, преобразование графика лучевых скоростей становится нелинейным по V_r , создавая асимметрию кривых блеска и лучевых скоростей цефеид, выраженную тем ярче, чем выше амплитуда колебаний блеска. Таким образом, колебания блеска не только нарастают по мере движения, но и укрупняют передний фронт. Тормозящее действие межзвёздной среды аналогично торможению дном поверхностных волн: при выходе на берег волны нарастают, заостряют гребни и укрупняют передний фронт, вплоть до его опрокидывания. Т.е. для цефеид и других переменных звёзд эволюция профиля волн $I(t)$, $V_r(t)$ может описать через уравнение Уизема.

Кроме цефеид, к физически переменным звёздам относят также звёзды типа RR Лиры, RV Тельца и α Кита (*мириды*) [176]. Колебания их блеска также принято объяснять по теории пульсаций. Однако она содержит ряд парадоксов и противоречий [126]. Так, в ходе пульсаций звезды её спектральные линии должны не смещаться, а периодически уширяться попеременно в сторону коротких и длинных волн. Но наблюдения показали, что линии не меняют ширины, а смещаются как целое, свидетельствуя о движении звезды по орбите как целого. Отсутствие периодического уширения спектральных линий и пульсаций цефеид подтверждают и резкие, узкие спектральные линии цефеид [126, с. 104]. Пульсирующие звёзды наибольшей температурой и яркостью обладали бы в момент предельного сжатия при $V_r = 0$. Реально же звезда ярче всего в момент расширения с максимальной скоростью, если интерпретировать смещения спектральных линий как доплеровские [126]. Причиной этого считают несинфазность пульсаций внешних и внутренних слоёв звезды: внешние слои (*хромосфера*, образующая линии поглощения) дают кривую скоростей $V_r(t)$, а внутренние (*фотосфера*) – кривую блеска $I(t)$ [126].

Другое несоответствие – отсутствие затухания пульсаций звёзд, неизбежное в диссипативных системах. Предполагают наличие автоколебательного процесса, от регулярного измене-

ния коэффициента пропускания слоя ионизованного гелия. Но эта гипотеза не объясняет переменность звёзд, содержащих, судя по спектрам, незначительный процент гелия. А в рамках баллистической теории, если колебания блеска вызваны орбитальным движением двойных звёзд, то переменной может быть звезда любого размера, светимости и химического состава.

Согласно гипотезе Ла Розы-Секерина, колебания блеска не затухают, поскольку орбитальное вращение – это пример наиболее стабильного движения. Но известны цефеиды, эпизодически прекращающие менять яркость и вновь начинающие. Например, Полярная звезда в начале XX в. раз в четыре дня меняла яркость на $2m_I = 15\%$, а к концу XX века колебания исчезли: $2m_I < 1\%$ [181, 190]. В настоящее время у Полярной амплитуда $2m_I$ снова достигла 4% .

Нестабильность колебаний блеска цефеид противоречит теории пульсаций. В баллистической теории эта нестабильность – следствие быстрых вариаций элементов орбит в тесных двойных системах (с периодами характерными для цефеид) за счёт гравитационных, приливных сил, что отражается на кривой $a_r(t)$ и на кривой блеска $I(t)$ [A23]. В частности, плоскость звёздной орбиты в ходе прецессии меняет наклонение i к картинной плоскости, и в один момент может предстать видимой в плане (перпендикулярно лучу зрения r), а в другой – с ребра (Рис. 1.21). В первом случае $a_r = 0$ устраняет колебания блеска, как например, для цефеиды RU Жирафа. При выходе орбиты из этого положения $a_r \neq 0$ и колебания блеска восстанавливаются.

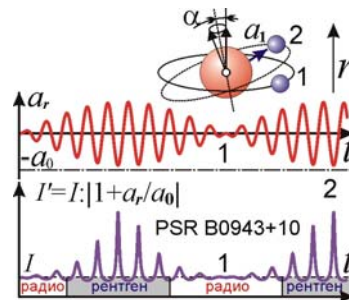


Рис. 1.21. Прецессия орбит спутников ведёт к эпизодическому исчезновению колебаний ускорения a_{1r} и прекращению пульсаций у систем типа Полярная Аа и Геркулес X-1.

Поскольку у звёзд, как у Луны, прецессия орбит циклическая (через один период прецессии орбита занимает прежнее положение [191]), то амплитуда колебаний блеска цефеид должна периодически меняться. Такие вариации характерны для звёзд типа RR Лиры и карликовых цефеид – переменных с периодами в несколько часов [176]. Это естественно, поскольку малый период обращения означает близость компонент двойной звезды и значительность гравитационных возмущений орбит за счёт релятивистских и приливных эффектов. Поэтому у таких звёзд наблюдается ряд необъяснимых теорией пульсаций аномалий: периодически меняется форма кривой блеска $I(t)$ (*эффект Блажко*) и очень медленно – период P его колебаний [176]. В баллистической теории эти вариации объяснимы вращением линии апсид у звёздных орбит в тесных двойных системах (Рис. 1.22). Впервые такую прецессию орбит наблюдал А.А. Белопольский

[65]. Согласно (1.31), по мере вращения орбиты меняется в зависимости от ω форма кривых $a_r(t)$, $V_r^*(t)$ и видимой яркости $I'(t)$ (Рис. 1.22). После полного оборота орбиты кривая блеска принимает исходную форму. Таким образом, в согласии с эффектом Блажко, профили кривой блеска периодически повторяются. Вращение орбит и циклическое изменение их формы может быть вызвано и возмущениями от звёзд и планет, тоже ведущими к эффекту Блажко [175].

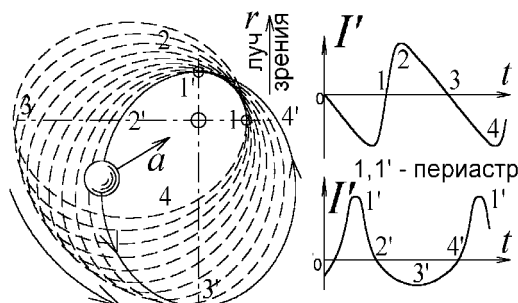


Рис. 1.22. Поворот линии апсид орбиты из положения 1-3 в положение 1'-3' меняет форму кривой ускорений a_r и блеска $I'(t)$.

Быстрый поворот орбит может быть иллюзорным, если ритц-эффект компрессирует наблюдаемый период $P' = P(1 + ra_r/c^2)$ двойных звёзд, центр масс которых движется с ускорением $a_r \approx -c^2/r$. Тогда измеренный период обращения и колебаний блеска сократится с суток до часов, ускорив смещения периастров и циклические вариации кривых скоростей и блеска. Эффект Ритца при вариациях $a_r(t)$ объясняет также рост периода P' цефеид, пульсаров (§ 2.1).

Наблюдаемое у цефеид изменение периода может быть также вызвано приливными и релятивистскими эффектами, меняющими радиусы орбит звёзд в тесных двойных системах, включая двойные пульсары [42, с. 117]. В итоге растёт орбитальный период и равный ему период колебаний блеска P . Так, у Полярной период ежегодно нарастает на 8 секунд. Полярная входит в двойную систему, где компаньон Polaris Ab (карлик главной последовательности) обращается возле главной звезды Polaris Aa за 30 лет, как установил А. Белопольский [65]. Колебания блеска с $P = 4$ сут у Полярной вызваны, вероятно, присутствием более близкого спутника.

Эпизодически, вместо плавных, наблюдаются скачкообразные изменения периодов цефеид (*глитчи*), необъяснимые в теории пульсаций [176]. А в рамках гипотезы Ла-Розы–Секерина глитчи могут быть вызваны столкновением звезды с астероидами. Удар скачком меняет скорость звезды, её орбиту и период обращения. За счёт малой массы столкнувшегося тела, изменение периода, как правило, мало в сравнении с орбитальным периодом. В частности, у двойной звезды W Большой Медведицы в 1964 г. период обращения и колебаний блеска скачком вырос после короткой вспышки [175], которая может служить свидетельством столкновения звезды с астероидом, изменившим её орбиту. Скачкообразный рост периода наблюдался и для RU Единорога [175]. Таким образом, в баллистической теории вариации характеристик пере-

менных звёзд – это следствие изменения размера, формы и ориентации их орбит. Отсюда можно вывести новые критерии проверки баллистической теории и гипотезы Ла-Розы–Секерина.

Характеристики переменных звёзд могут меняться и за счёт вариаций длины экстинкции l при изменении концентрации межзвёздной среды на луче зрения \mathbf{r} . Для ряда двойных звёзд, в частности J 259 (*Гиалды*) и RX Кассиопеи (§ 1.2), обнаружено отличие амплитуд лучевых скоростей, измеренных в разные эпохи [172]. Если период колебаний блеска P' преобразован эффектом Ритца относительно орбитального P , тогда вариации l вызовут изменение P' , – плавное или скачкообразное при пересечении луча света фронтами облаков межзвёздного газа.

В баллистической теории элементарное объяснение получает зависимость периодичность для цефеид. Поскольку цефеиды – это тесные двойные системы, где радиусы звёзд и их орбит сопоставимы [51], то более крупные и яркие цефеиды обладают более широкими орбитами, которым соответствуют более длинные периоды. Наблюдения, действительно, выявляют такую связь периода и светимости у тесных двойных систем [46, с. 180]. Напротив, для звёзд типа Миры Кита и RV Тельца, с периодами порядка года и широкими орбитами, основное значение приобретает масса звезды: более ярким и массивным звёздам такого типа соответствуют более короткие орбитальные периоды спутников и вариаций блеска. Это объясняет обратную (по сравнению с цефеидами) зависимость «период-светимость» для звёзд такого типа: длинным периодам отвечает меньшая светимость [176], вопреки теории пульсаций.

У цефеид и звёзд типа RR Лиры кривые блеска обычно содержат небольшой горбик, вторичный максимум [175]. В теории пульсаций его объясняют (не вполне строго) отражением колебаний атмосферы цефеиды от ядра звезды [175] и наложением этого вторичного колебания со сдвигом по орбитальной фазе $\Delta\phi$ на основное [185, с. 89]. Проще объясняет вторичный максимум гипотеза двойственности цефеид. У звёзд, образующих цефеиды, заметна лишь главная яркая звезда, а блеск звезды-спутника или планеты теряется на её фоне, как показал Белопольский [192]. Если яркости главной звезды A и спутника B сопоставимы, их кривые блеска $I_A'(t)$ и $I_B'(t)$ с максимумами, уширенными за счёт вращения звёзд или за счёт эффекта Ритца при обращении событий (Рис. 1.15), дадут при сложении $I_\Sigma'(t) = I_A'(t) + I_B'(t)$ два максимума и два минимума (Рис. 1.23). Баллистическая теория предсказывает, кроме величины сдвига $\Delta\phi = 0,5$ (лучевые ускорения пары звёзд меняются в противофазе), изменение $\Delta\phi$ (смещение горбика) в зависимости от периода P [175, 176] и от орбитальных скоростей главной звезды A и спутника B . Эти скорости V_{r1} и V_{r2} , согласно баллистическому принципу, приведут к разному запаздыванию света, меняя $\Delta\phi$.

Согласно теории Ритца, вторичный максимум можно наблюдать и на кривой блеска одной звезды, если спутник – это звезда малой светимости (красный, коричневый карлик) или экзопланета. Действительно, при $e \geq 0,33$ на графике $a_r(t)$ и, следовательно, на $I'(t)$ и $V_r'(t)$ (1.35) об-

разуется горб. По закону Людендорфа при росте P в среднем растёт e , а на кривых $I'(t)$ и $V'_r(t)$ при некоем критическом P образуется вторичный максимум, который при дальнейшем росте периода смещается и исчезает. Компьютерное моделирование показывает смещение вторичного максимума при увеличении периода P цефеиды, в согласии с наблюдениями [175, 176]: графики $I'(t)$ и $V'_r(t)$ образуют так называемую последовательность Герцшпрунга [177].

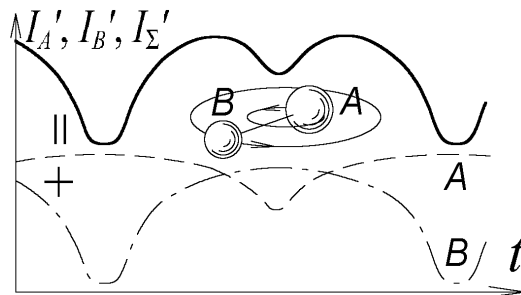


Рис. 1.23. Блеск звёзд A и B меняется в противофазе, образуя сложную интегральную кривую блеска m , типа β Лиры и W Большой Медведицы.

Другая аномалия колебаний блеска состоит в том, что иногда они происходят сразу с двумя периодами: одно колебание наложено на второе, например у AC Андромеды [176]. В рамках баллистической теории наличие двух периодов – это следствие возмущающего воздействия уже от двух спутников главной звезды с разными орбитальными периодами P_1 и P_2 . Тогда вызванные их тяготением смещения главной звезды возле центра масс происходят с двумя периодами, и её кривая ускорений и блеска содержит два характерных периода колебаний (Рис. 1.24.а).

Спутники выявлены у ряда переменных звёзд, в частности у σ Скорпиона. Причём их орбитальные периоды часто совпадают с периодом колебаний блеска [65, 46, с. 67]. Два периода на кривой блеска возможны и в кратных системах, где один компонент двойной звезды сам является двойным (Рис. 1.24.б). Такие кратные системы широко распространены [46]. Быстрые колебания яркости $I'(t)$, вызванные тяготением спутника, наложены на долгопериодные вариации среднего блеска звезды за счёт движения звезды по широкой орбите (Рис. 2.2). Подобные колебания блеска открыты у DF Лебеда и других звёзд типа RV Тельца [176]. Движение двух спутников, особенно если их орбитальные периоды близки или кратны, приводит к простой интерпретации циклических вариаций формы кривой блеска (*эффект Блажско*), эпизодического усиления и ослабления колебаний блеска цефеид, при суперпозиции графиков ускорений, и соответственно, блеска звезды от каждого из спутников. По сути, это – эффект биений. Если главная звезда обладает более чем двумя спутниками, их возмущающее воздействие формирует кривую $a_r(t)$ и $I'(t)$ более сложного вида, и колебания блеска приобретают вид случайных, неправильных. Эти неправильные переменные звёзды противоречат теории пульсаций [176].

В теории звёздных пульсаций сложение нескольких колебаний звезды тоже возможно в виде суммы нескольких типов колебаний – в разных обертонах, модах, радиальных и неради-

альных типов пульсаций звезды. Но при этом не выполняется принцип суперпозиции колебаний, поскольку физические изменения звезды (например, коэффициента пропускания слоя гелия) от каждого типа колебаний влияло бы на другие моды колебаний. А фактически наблюдается простое сложение колебаний блеска, за исключением случаев, когда амплитуды колебаний блеска велики (этот случай, на примере звезды DF Лебедя, подробнее рассмотрен в § 2.1).

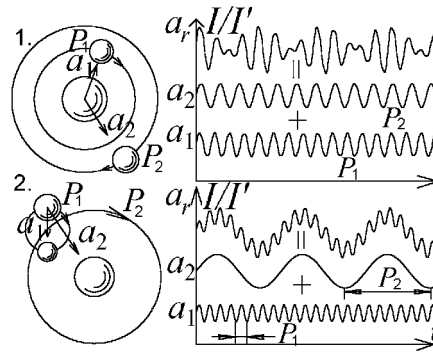


Рис. 1.24. В кратных системах сложение графиков ускорений образует сложные формы колебаний ускорений a_r и яркости I' по ритц-эффекту.

В пользу гипотезы Ла Розы свидетельствует открытие у звёзд спутников с периодами, совпадающими с периодами колебаний блеска. Примером служат β Лиры, W Большой Медведицы, AO Кассиопеи [176, 194]. Доказано, что у β Лиры плавные колебания блеска с периодом $P = 13$ сут вызваны гравитационным воздействием звезды-спутника с тем же орбитальным периодом P . У W Большой Медведицы звезда-спутник обращается с периодом 0,33 сут (оба периода типичны для цефеид и звёзд типа RR Лиры). Наблюдаемые синхронные с обращением звёзд плавные колебания блеска нельзя объяснить эпизодическими затмениями, поэтому переменность звёзд типа W Большой Медведицы объясняют эффектом эллипсоидальности, а для β Лиры предположили ещё и наличие газового кольца и концентрических атмосфер [194].

В баллистической теории их свойства проще интерпретировать. Колебания блеска по эффекту Ритца, происходящие у двух компонентов β Лиры в противофазе (как у графиков лучевых ускорений $a_r(t)$, искажённых по типу Рис. 1.15.б), образуют суммарную кривую блеска с двумя максимумами на периоде (Рис. 1.23). Свойства β Лиры сходны со свойствами цефеид и переменных типа RV Тельца [176], что интерпретируется по ритц-эффекту единым механизмом колебаний блеска [A51]. Также эти звёзды аналогичны переменным рентгеновским источникам, плавно меняющим оптическую яркость с периодом, равным орбитальному периоду спутников этих звёзд [194]. Подобно цефеидам, эти источники отличают плавные кривые блеска и лучевой скорости, зеркально симметричные относительно оси времени t , интерпретируемые по гипотезе о вытянутой, грушевидной форме звёзд с неоднородным распределением поверхностной яркости, ведущей к вариациям блеска при вращении звезды. Из баллистической теории колебания блеска и другие свойства этих звёзд следуют непосредственно (§ 2.1), без дополнительных ги-

потез о форме звезды. Не случайно у таких звёзд (к ним относят HZ Геркулеса и Центавр X-3 [176, 194]), как у цефеид, вместе с «яркостью» и «лучевой скоростью» меняется «цветовая температура», в согласии с эффектом Ритца (1.35). Плавные колебания оптического блеска и цвета с орбитальным периодом $P \approx 9,17$ часа, обнаруженные у двойного радиопульсара PSR 1957+20 [410], тоже могут быть следствием эффекта Ритца. Об этом свидетельствует форма кривой блеска $I(t)$, соответствующая по эффекту Ритца форме графика лучевых ускорений $a_r(t)$ звезды движущейся по эллиптической орбите. Отметим, что специалист по двойным рентгеновским звёздам, В.М. Лютый, поддерживал интерпретацию эффектов на основе баллистической теории [123].

Другие астрофизики тоже прибегали к гипотезе Белопольского и Ла-Розы–Секерина, ввиду сходства свойств цефеид и двойных (прежде их даже отождествляли [46, 192]), и в свете обнаружения спутников рентгеновских переменных. В частности, Г.М. Рудницкий [195] и П. Берлиоз-Артэд [196] в начале XXI века предложили вернуться к гипотезе переменности звёзд типа Миры (о Кита) от орбитального движения спутников с периодом равным периоду вариаций блеска, связанного с наличием на звезде горячего пятна, вращающегося синхронно со спутником. Подбирая элементы орбит, моделировали все типы кривых блеска мирид, а вариации их периодов интерпретировали как вариации орбитальных периодов. Причиной отклонения гипотезы Белопольского стала большая удалённость цефеид и мирид ($r > 100$ пк), затрудняющая обнаружение их спутников, ввиду их малой светимости и близости к главной звезде.

В последние годы у переменных красных гигантов (к которым относят мириды и цефеиды), действительно, открыты спутники с орбитальными периодами ~ 100 сут [197], что по порядку величины совпадает с характерными периодами пульсаций цефеид. При этом кривые колебаний блеска формой повторяют кривые лучевых скоростей спутников, а колебания блеска имеют вид, нетипичный для кривых блеска затменных и пульсирующих звёзд [197], но согласующийся с предсказаниями баллистической теории и теории Ла-Розы. Яркий пример такой звезды – KIC 5006817 с орбитальным периодом $P = 94,8$ сут [197], для которой относительные вариации яркости I'/I точно и синхронно повторяют относительные вариации частоты f'/f линий поглощения (Рис. 1.25), в согласии с эффектом Ритца (1.15), (1.17), (1.35). Но если амплитуда колебаний блеска составляет 0,2 %, то амплитуда колебаний частоты – около 0,02 %, – в десять раз меньше. Видимо, это связано с прохождением света через межзвёздный газ, эффективно переизлучающий свет возле резонансных частот. Вариации блеска под влиянием планет начали обнаруживать лишь в последнее десятилетие, ввиду возможности измерения незначительных колебаний блеска (в доли процента) в рамках проектов OGLE, Kepler, Superwasp.

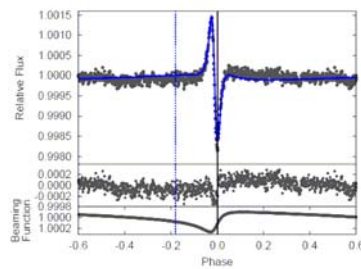


Рис. 1.25. Наблюдаемые кривые флуктуаций блеска I/I (вверху) и частоты f'/f (внизу) для двойной звезды KIC 5006817 [197].

Таким образом, основным критерием проверки баллистической теории и гипотезы Ларозы-Секерина станет обнаружение у цефеид звёзд-спутников. Первый способ обнаружения спутников состоит в выявлении их спектральных линий, которые должны менять интенсивность I' и смещение $\Delta\lambda$ в противофазе с главной звездой (такой эффект обнаружен у ряда переменных звёзд [65, 149, A47, A48]). Второй способ обнаружения спутников состоит в прямой регистрации изображений спутников. Современные оптические и радиоинтерферометры с разрешающей способностью, достигающей $\Delta\theta \sim 0,0001''$, позволят выявить у цефеид, расположенных на расстоянии порядка $r \sim 100$ пк $\sim 4 \cdot 10^{18}$ м, спутники, удалённые от главной звезды всего на $\Delta\theta r \sim 20 \cdot 10^9$ м, т.е. на расстояние в $1/8$ астрономической единицы. Действительно, попытки обнаружения близких спутников цефеид предпринимаются [198], причём успешные [199].

Есть и косвенные доказательства присутствия спутников цефеид. Так, многие цефеиды в максимуме блеска обнаруживают эффект удвоения линий [46, с. 66; 175, с. 84; 185, с. 134]. То же верно для звёзд типа RR Лиры [175, с. 84]. Периодичное раздвоение линий и служит свидетельством двойственности звёзд. Уже сам Белопольский наблюдал в спектрах ряда цефеид (η Орла, α^2 Гончих Псов, ζ Близнецов и др.) две группы линий (см. работу «Об изменении интенсивности линий в спектрах некоторых цефеид» [65]). Интенсивность одних линий нарастала вместе с яркостью звезды, у других менялась в противофазе. Видимо, вторая группа линий принадлежит спутнику цефеиды, меняющему a_r , яркость I' и спектральный сдвиг $\Delta\lambda/\lambda$ (1.35) в противофазе с главной звездой. Спутнику присущи меньший блеск и меньшая амплитуда его колебаний. Потому он не вносит заметного вклада в общие колебания блеска цефеиды. Если у звёзд близкие спектры, их линии нельзя разрешить отдельно, то колебания интенсивности линий происходят с удвоенной частотой: за один период колебаний блеска цефеиды интенсивность линий успевает измениться дважды, в согласии с наблюдениями Белопольского [65].

Это можно объяснить тем, что колебания блеска создаёт в основном главная звезда, а колебания интенсивности линий – оба компаньона. Интенсивность их линий меняется в противофазе и в сумме даёт на каждом периоде два максимума и два минимума, как на кривой блеска β Лиры и W Большой Медведицы (Рис. 1.23). Белопольский открыл, что у β Лиры отдельные спектральные линии, соответствующие разным звёздам, тоже меняют яркость в противофазе

[65], в согласии с теорией Ритца. Противофазные колебания яркости эмиссионных линий давно открыты у спектрально-двойных звёзд и не находили объяснений. Лишь в 1991 г. В.И. Секерин истолковал эффект как результат колебаний яркости звёзд в противофазе, за счёт баллистического принципа [149]. При совпадении светимостей звёзд это ведёт к компенсации спада блеска одной звезды синхронным нарастанием блеска другой, и общая светимость системы почти не меняется. Но вариации яркости спектральных линий компонентов отчётливо различимы.

Современная астрофизика объясняет удвоение линий пульсирующих звёзд встречными потоками газа, например, у звёзд типа β Большого Пса, либо гипотезой магнитных (*спектрально-переменных*) звёзд, по которой линии регулярно расщепляются эффектом Зеемана в магнитном поле звезды [200]. Действительно, у таких звёзд, в согласии с эффектом Зеемана, спектральные компоненты циркулярно поляризованы, но картина поляризации и структура линий отлична от зеемановской [201]. И вопреки эффекту Зеемана расщеплённые линии имеют разную интенсивность. Напротив, баллистическая теория элементарно объясняет разную интенсивность линий тем, что их создают разные компоненты двойной звезды. Объясняет баллистическая теория и разную циркулярную поляризацию компонент, как результат мнимого растяжения-сжатия орбит электронов, по типу деформации изображений вращающихся звёзд (§ 2.3).

Если переменные звёзды типа RR Лиры (*лириды*), δ Цефея (*цефеиды*), α Кита (*мириды*) и др. физически не меняются, то период их визуальной переменности задан орбитальным периодом звезды-спутника или планеты. Действительно, периоды переменности лирид (часы), цефеид (сутки) и мирид (годы) типичны для орбитальных периодов тесных звёздных пар. Длительное время считалось, что цефеиды не могут быть двойными звёздами, поскольку светимости цефеид (порядка 100–10000 солнечных) и спектральные классы (F или G), приводили к оценкам радиуса таких звёзд в $(25 \div 30)R_{\odot}$. А при периоде порядка суток радиус орбиты составит порядка радиуса Солнца R_{\odot} [126]. Т.е. орбита звезды-спутника лежит под поверхностью главной звезды, что невозможно. Но реальный спектральный класс звезды может быть более ранним (O или B), так как эффект Ритца за счёт ускорения свободного падения на поверхности звезды смещает спектр излучения в красную область спектра (см. § 1.2), как у звёзд классов F или G с температурой $T' \sim 5000$ К. Если цефеиды – это звёзды классов O и B, их истинная температура $T \sim 25000$ К, и при той же светимости W , по закону Стефана-Больцмана $W = \sigma T^4$, радиус звезды должен быть в $(T'/T)^2 \sim 25$ раз меньше, т.е. порядка R_{\odot} . Поэтому радиус орбиты спутника (менее яркой звезды или планеты) – порядка $(2 \div 3)R_{\odot}$, превосходит радиус главной звезды. Т.е. двойные звёзды с подобными свойствами и периодами реальны. Высокая истинная температура T звёзд типа цефеид и RR Лиры по сравнению с измеренной T' подтверждается более высокой степенью ионизации этих звёзд по сравнению со звёздами класса F или G. Оцениваемая по виду спектра степень ионизации соответствует звёздам классов O и B с $T \sim 25000$ К.

Это же верно в отношении переменных звёзд типов *o* Кита и RR Лиры – измеренная по виду спектра степень ионизации атмосфер этих звёзд выдаёт их более высокую температуру и более ранний спектральный класс, чем измеренные по цветовой температуре, а следовательно радиометрические размеры этих звёзд завышены на порядок-два. Периоды колебаний блеска звёзд типа RR Лиры, составляющие несколько часов (0,2–1 сут), – того же порядка, что и орбитальные периоды в тесных двойных системах, типа W Большой Медведицы – $P = 0,33$ сут [175], у спектрально-двойной γ Малой Медведицы – $P = 0,1$ сут [202, с. 254]. Но абсолютные светимости звёзд типа RR Лиры по оценкам превосходят солнечную в 40–50 раз. Поскольку это – звёзды спектрального класса F [176], их радиусы превосходили бы солнечный R_{\odot} в 5–7 раз. А орбитальный период спутника, движущегося у поверхности такой звезды, с массой порядка солнечной, составит нескольких суток, т.е. превысит наблюдаемый период колебаний блеска в разы. Но значение абсолютной светимости звёзд типа RR Лиры не известно, ввиду неопределённости расстояний до них (из-за отсутствия измерений методом параллакса). Если дистанции этих звёзд меньше расчётных в разы, то их светимости и радиусы – порядка солнечных, а период обращения спутника по орбите порядка R_{\odot} составит часы, как период P у звёзд типа RR Лиры.

Известны звёзды типа RR Лиры, входящие в затменно-двойные системы [180], что позволяет точно измерить массу и размер звёзд типа RR Лиры, – по амплитуде лучевой скорости, периоду обращения и длительности затмений. Действительно, для одной из таких звёзд – RRLYR-02792 [180] измеренный по длительности затмений радиус $R \approx 2R_{\odot}$, а масса $M \approx 0,26M_{\odot}$. Тогда для объяснения наблюдаемого периода пульсаций $P = 0,63$ сут спутник должен обращаться с таким периодом P по орбите радиуса $\rho = (GMP^2/4\pi^2)^{1/3} \approx 2R_{\odot}$, т.е. система может быть контактной. Анализ таких затменно-двойных систем интересен тем, что позволяет установить реально ли меняется размер звезды при колебаниях её блеска, поскольку при этом должна меняться длительность затмений. Поскольку этого не наблюдается [180], очевидно, изменения блеска обусловлены не колебаниями радиуса, а эффектом Ритца при колебаниях ускорения звезды.

Расстояния r до звёзд типа RR Лиры измерялись с помощью оптических интерферометров: по угловым размерам звезды $\varphi = 2R/r$, из сравнения с радиометрической оценкой их радиусов R вычисляли r . Но в этом случае, как для цефеид, значительная ошибка возникала из-за ошибки измерения температуры, если у звёзд типа RR Лиры истинные спектральные классы более ранние, а размеры и дистанции завышены. Т.е. для переменных типа RR Лиры и цефеид основной критерий проверки гипотезы Ла-Розы – это прямые замеры r методом параллаксов.

Изменение спектрального класса переменных звёзд и соответствующее их смещение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела объясняет и образование на ней полосы неустойчивости, где сосредоточены все физически переменные звёзды. Как показал Дж. Фокс, эффект Ритца меняет яркость звёзд лишь в редких случаях, когда мала экстинкция в атмосфере этих звёзд и в меж-

звёздном газе. Но в этих же случаях, когда велик эффект Ритца, спектральный класс звезды, за счёт ускорения свободного падения, меняется на более поздний [А44], а от неверной оценки температуры звезда кажется ушедшей с главной последовательности в полосу неустойчивости. Эта полоса начинается от тех участков главной последовательности, в которых звёзды уже обладают светимостью, обеспечивающей достаточное световое давление для «выдувания» из околзвёздного пространства газов и мелкой пыли, т.е. снижения экстинкции в звёздной короне.

Эффект плавных колебаний блеска у двойных звёзд был предсказан Ла Розой [171] и проассоциирован им с переменными звёздами ещё в 1924 г. А в XIX в. гипотезу переменности блеска за счёт орбитального движения цефеид выдвигали их первооткрыватели Дж. Гудрайк и А. Белопольский [192]. В 1953 г. к этой гипотезе обратились П. Мун и Д. Спенсер [26]. В 80-х г. эффект многократно переоткрывался в СССР (России) В.И. Секериним, В.П. Селезнёвым [203, 149], в 2000-х – П.С. Чикиным [69] и А.В. Мамаевым [204], а в США – Р.С. Фритциусом [79]. Сам автор независимо пришёл в 2002 г. к идее эффекта Ритца у двойных звёзд, предположив его у переменных – цефеид и пульсаров [А21], дав строгое обоснование эффекта Ритца и интерпретацию ряда эффектов цефеид и двойных, включая эффекты Блажко и Барра (§ 1.1).

Отметим, что баллистическая теория не отвергает пульсационную теорию, но даёт цефеидам и ряду других переменных звёзд более простую интерпретацию. Однако, некоторые звёзды, относящиеся к типу β Большого Пса и β Цефея, у которых спектральные линии периодически уширяются, а кривые блеска и лучевых скоростей соответствуют теории пульсаций, могут быть пульсирующими по механизму, предложенному С.А. Жевакиным. Вариации яркости таких звёзд, в отличие от цефеид и мирид, малы, составляя несколько процентов. Звёзды данного типа – это не красные гиганты, а звёзды главной последовательности, классов О и В. У звёзд типа β Большого Пса, β Цефея и пекулярных *Ar*-звёзд главной последовательности, у которых открыты осцилляции блеска с периодом 5–20 минут, механизм переменности может быть комбинированным. Т.е. яркость варьирует за счёт пульсаций атмосферы звезды и за счёт эффекта Ритца, усиливающего осцилляции яркости I по клистронному механизму (поэтому линии в некоторые моменты удваиваются [46, с. 66]). Так, в атмосфере Солнца открыты пятиминутные колебания [119, с. 301]. Сами по себе столь быстрые колебания не способны привести к заметному изменению радиуса, температуры и истинной яркости звезды, и колебания блеска нельзя объяснить в рамках теории пульсаций. Но модуляция лучевой скорости атмосферы звезды (с амплитудой 100–200 м/с) ведёт по эффекту Ритца к заметным вариациям яркости, как показал С. Девасиа [106]. Такие короткопериодичные осцилляции блеска с периодом в несколько минут реально наблюдаются у ряда звёзд, например у V391 Пегаса, у белых карликов [119, с. 142]. Т.к. амплитуда осцилляций блеска высока, то наиболее вероятная их причина – эффект Ритца.

Эффект Ритца позволяет также интерпретировать свойства других типов переменных звёзд, включая новые и сверхновые. Если эти звёзды представляют собой долгопериодические двойные, то по эффекту Ритца при достижении одной из звёзд критического ускорения $a_r \approx -c^2/r$ будет генерироваться мощная вспышка оптического, рентгеновского и гамма-излучения. Именно такие вспышки наблюдаются у новых и сверхновых звёзд, у которых, действительно, обнаружена двойственность, с чем и связывают вспышки [205]. Баллистическая теория и эффект Ритца позволяют объяснить временную структуру, спектр вспышек, их повторяемость и другие характеристики [A21, A23, A24, A29, A36, A39–A41, A47], ряд которых не удавалось интерпретировать в рамках современной астрофизики и постулата о постоянстве скорости света.

Гипотеза Ла-Розы–Секерина приводит к простой интерпретации рентгеновских переменных звёзд – пульсаров (§ 2.1). Для роста частоты света на порядки и перевода его в рентгеновский диапазон, достаточно близости a_r звезды к критическому $a_r \approx -c^2/r$, при котором период световых колебаний стремится к нулю (1.14), а частота – к бесконечности (1.15). Для дистанции $r \sim 10^{18}$ м это даёт величину $a_r \approx -0,1$ м/с². Орбитальные ускорения в тесных двойных системах имеют близкий порядок величины [46, 51]. Поэтому в ходе орбитального движения звезда регулярно проходит положения, где её свет, претерпевая преобразование частоты по эффекту Ритца, переводится в рентгеновское и гамма-излучение. Звёзды с такими свойствами открыты в форме рентгеновских пульсаров и барстеров (§ 2.1), спектр вспышек которых сходен со спектром абсолютно чёрного тела, но спектральный максимум смещён в область высоких частот, словно температура звезды достигает $\sim 10^6$ К [119, с. 139]. Таким образом, эти звёзды служат косвенным подтверждением баллистической теории, предсказавшей все их свойства [206, A47].

Против трактовки переменных звёзд по баллистической теории выдвигалось и такое возражение: если б свет звёзд переизлучался межзвёздным газом, то для разных длин волн из-за различия показателей преломления газа длины экстинкции различались бы. Соответственно запаздывание от изменения скорости света получалось бы разным в разных цветах, чего якобы не наблюдается [183]. Фактически наблюдается именно такая картина: у затменных звёзд моменты затмения в синих лучах не совпадают с моментами затмения в красных [65, 189], что привело Г.А. Тихова к выводу о космической дисперсии света [83]. Аналогичное явление открыто у цефеид: для них в разных цветах максимумы блеска наступают в разных фазах.

Таким образом, наблюдения переменных звёзд свидетельствуют в пользу баллистической теории и трактовки переменных звёзд по гипотезе Ла-Розы. Предложенные критерии и схемы астрономических и радиоастрономических наблюдений позволят сделать однозначный вывод о правомерности баллистической теории, эффекта Ритца и гипотезы Ла-Розы–Секерина.

§ 1.6. Выводы

Из проведённого анализа данных астрономических наблюдений, а также из данных лазерной и радиолокации следует, что накопленные за век данные не противоречат баллистической теории. А ряд эффектов, в том числе эффект Барра, парадоксы красного смещения галактик, эффекты в системах переменных звёзд служат косвенным подтверждением баллистической теории. Таким образом, астрономические наблюдения, с одной стороны, служат проверочными экспериментами, осуществлёнными самой природой в гигантской «космической лаборатории». С другой стороны, именно в рамках теории Ритца ряд космических аномалий, обнаруженных в последние десятилетия, может получить простейшую интерпретацию.

Глава 2. Критерии проверки баллистической теории методами рентгеновской и радиоастрономии, лазерной и радиолокации

В последние десятилетия широко развиваются методы рентгеновской и радиоастрономии высокого углового, временного и спектрального разрешения. Они привели к накоплению данных, необъяснимых в рамках современной астрофизики. Поэтому представляет интерес анализ с позиций теорий альтернативных официально принятым. Как покажем в данной главе, аномалии получают простую и точную интерпретацию в рамках баллистической теории, ещё в прошлом веке предсказавшей ряд обнаруженных эффектов. Учёт вариаций скорости света и радиоизлучения позволяет легко интерпретировать и ряд аномалий космической радио- и лазерной локации, включая аномалии, выявленные GPS и ГЛОНАСС. Таким образом, неоптическая астрономия предоставляет ряд экспериментальных критериев проверки баллистической теории.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A3–A6, A14, A18, A33, A35, A39, A41, A46–A48, A50, A53].

§ 2.1. Рентгеновские пульсары, барстеры, новые и сверхновые звёзды

Переменные звёзды неоптических диапазонов – рентгеновские пульсары, радиопульсары и барстеры, с одной стороны применяют для проверки баллистической теории, с другой – их свойства непосредственно следуют из баллистической теории и гипотезы Ла Розы [206–208, A21, A47]. В частности, проверка баллистической теории осуществлялась по анализу затмений рентгеновских пульсаров, входящих в двойные системы [31, 32, 183]. На кривых блеска рентгеновских пульсаров и на графиках лучевых скоростей (измеренных методом тайминга вспышек) по теории Ритца обнаружатся искажения, как для двойных звёзд. Если для оптического излучения экстинкция в межзвёздной среде практически нивелирует отличия от скорости света и искажения, то для рентгеновского излучения пульсаров переизлучение полагали малым. К. Брэчер, на основе анализа трёх затменных пульсаров показал, что измеренные искажения столь малы, что скорость пульсаров практически не должна влиять на скорость испущенного света. Считая справедливым условие (1.1) $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + k\mathbf{V}$, Брэчер нашёл, что $k < 10^{-9}$ [31, 183].

Однако фактически показатель преломления и эффективность переизлучения межзвёздным газом для рентгеновских лучей точно не известны. В рентгеновском и гамма-диапазоне длина $l \sim \lambda/2\pi(n - 1)$ и $k = l/r$ могут быть даже меньше, чем в оптическом, поскольку длина волны λ – в тысячи раз короче, чем у видимого света, а показатель преломления n – не известен определённно. Для рентгеновских лучей в межзвёздной плазме принимают $n = 1$ [25], откуда $l_X = \infty$, т.к. частоты f высокоэнергичных квантов на порядки превышают резонансные частоты f_{0i} колебаний электронов внешних оболочек атомов, и те практически не меняют скорость света [25]. При этом не учитывались электроны внутренних оболочек атомов и атомные ядра, частоты ко-

лебаний которых лежат в рентгеновском и гамма-диапазонах, т.е. они эффективно взаимодействуют с излучением, наращивая n и снижая l_x . Действительно, замеры n для рентгеновских лучей в земных средах показали, что $n \neq 1$ и l_x сопоставимо с l для оптических лучей (см. § 4.1). Тот факт, что рентгеновские и гамма лучи, несмотря на слабое поглощение в плотных средах, взаимодействуют с веществом, подтверждает непрозрачность для них атмосферы Земли. Поэтому рентгеновские и гамма-телескопы выносят за пределы атмосферы [194]. Но атмосфера прозрачна для оптических лучей, с которым, как считалось, взаимодействие эффективней.

Если у рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ для воды с концентрацией атомов $N \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ измерено $|n - 1| \sim 10^{-7}$ [209], то для межзвёздного газа, где $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$, пропорционально меньше $(n - 1) \sim 10^{-30}$. Отсюда для рентгеновских лучей ($\lambda \sim 10^{-10} \text{ м}$) $l = \lambda/2\pi(n - 1) \sim 10^{19} \text{ м} \sim 10^3$ световых лет или ниже, т.к. n и l сильно зависят от состава газа.

Таким образом, несмотря на $(n - 1) \ll 1$, небольшая разница $(n - 1)$ достаточна для обеспечения малости $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ и $k = l/r$. Поэтому анализ рентгеновских переменных звёзд и гамма-источников, предпринятый К. Брэчером и показавший, что $k < 10^{-9}$ [31, 32, 183], тоже вполне укладывается в рамки баллистической теории, свидетельствуя, что потеря светом дополнительной скорости, сообщённой звездой, происходит на пути, составляющем относительную долю $k < 10^{-9}$ от дистанции звезды (см. § 1.1). Действительно, измеренная Брэчером величина k согласуется с баллистической теорией, если учесть переизлучение рентгеновских лучей в общей атмосфере пульсаров [25]. Для рассмотренных Брэчером систем Cen X-3, Her X-1, SMC X-1, при орбитальных периодах $P \sim 1$ сут и скоростях $V \sim 100 \text{ км/с}$, радиусы орбит пульсаров составят $R \sim PV \sim 10$ млн. км. Т.е. орбиты лежат внутри короны главной звезды, где, например, для Солнца, концентрация ионов $N \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ [119, с. 625]. Из [31] $l \approx (\lambda r_0 N)^{-1} \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ м} \sim 200$ млн. км ~ 1 а.е., где $r_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ – классический радиус электрона, а $\lambda \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ для рентгеновских лучей. Это l сравнимо с R и характерным размером корон звёзд. Т.е. у рентгеновских пульсаров переизлучение происходит в атмосфере главной звезды. И при дистанции пульсаров $r \sim 10$ кпк [31], в рамках БТР $k = l/r < 10^{-9}$, в согласии с результатом Брэчера.

Брэчер предполагал, что механизм генерации рентгеновского излучения пульсаров и гамма-излучения у GRB – синхротронный, полагая скорость источника этого излучения $V > 0,1c$, откуда по измеренной длительности dt гамма-всплесков нашёл $k = (c^2/2V)(dt/r) < 10^{-20}$ [32]. Но реальный механизм генерации рентгеновских и гамма-вспышек у GRB, как отмечал Брэчер [32], не установлен однозначно. И если в рамках баллистической теории гамма-излучение представляет собой оптическое излучение звёзд, повысившее частоту по ритц-эффекту (§ 1.5), то истинные скорости V – на порядки ниже, а k – на порядки выше, достигая измеренной $k < 10^{-20}$.

Излучение радиопульсаров тоже может быть следствием конверсии оптического излучения звёзд в радиодиапазон ритц-эффектом, за счёт ускорения свободного падения на поверхно-

сти звёзд, понижающего частоту регистрируемого на Земле света. В двойных системах периодичное движение таких звёзд вело бы к регулярным всплескам радиоизлучения при достижении орбитальным ускорением a_r критического значения $-a_0 = -c^2/r$. Также в эти моменты на порядки возрастало б собственное слабое радиоизлучение звёзд. Т.е. рентгеновские и радиопульсары могут быть не гипотетическими нейтронными звёздами, а рядовыми двойными звёздами. У пульсаров наблюдается отчётливая бимодальность распределения периодов – периоды пульсаров группируются возле значений $P_1' \sim 1$ с и $P_2' \sim 10$ мс. Это можно объяснить различием небесных тел, движущихся по орбите вокруг звезды – в одном случае планеты (с периодом $P_1 \sim 1$ года), в другом случае звёзды (с периодом $P_2 \sim 1$ сут), что при компрессии $g \sim 10^7$ как раз даёт $P_1' \sim 1$ с и $P_2' \sim 10$ мс [A47]. Либо миллисекундные пульсары имеют иную природу и пульсации их блеска вызваны колебаниями поверхности звезды с периодом $P_2 \sim 1$ мин (как в случае белых карликов, § 1.5), типичной для звёзд типа Солнца: при компрессии $g \sim 10^4$ период $P_2' \sim 10$ мс. Это объясняет частые глитчи и меньшую стабильность периода миллисекундных пульсаров.

Если радиопульсары – это двойные звёзды, то период колебаний их блеска совпадал бы с орбитальным P . Периоды пульсаров составляют от миллисекунд до секунд, а минимальные периоды двойных звёзд – часы, т.е. отличаются на порядки. Но если пульсары это кратные системы, так что двойная звезда движется вокруг третьей звезды с ускорением близким к критическому $a_r \approx -a_0 = -c^2/r$, то наблюдаемый период орбитального вращения и колебаний блеска

$$P' = P(1 + ra_r/c^2) = P/g, \quad (2.1)$$

может сократиться в $g \sim 10^6$ раз: с часов до долей секунды, где $g = P/P' = (1 + ra_r/c^2)^{-1}$ – коэффициент компрессии временных интервалов и коэффициент усиления яркости.

Эффект Ритца объясняет также мощное радиоизлучение пульсаров [A12, A14]. Мощность радиоизлучения планет и звёзд, как правило, мала. В частности, радиояркость I_R и светимость P_R Солнца в радиодиапазоне в миллиарды раз ниже, чем в оптическом, даже во время вспышек не превышая $10^{15} - 10^{20}$ Вт, при общей светимости звезды $\sim 10^{26}$ Вт. Но эффект Ритца повышает измеренную яркость I_R' радиоизлучения в миллионы раз, как у пульсара в Крабовидной туманности с $I_R' \sim 10^{23}$ Вт [119, 168]. В радиоволны преобразуется и видимый свет звёзд и планет: ускорение a_s излучающих атомов на их поверхности наращивает по ритц-эффекту период световых колебаний $T' = T(1 + ra_s/c^2)$ в миллиарды раз. Напротив, общее ускорение a_r звезды, летящей по орбите, сжимает период P' пульсара и период T электромагнитных колебаний. Это объясняет открытую у пульсаров связь измеренной в МГц частоты спектрального максимума $f_{\max}' = 1/T'$ с измеренным в секундах периодом P' пульсара: $f_{\max}' \approx 120/P^{0.36}$. Согласно эффекту Ритца,

$$f_{\max}' = f_{\max}/(1 + ra_r/c^2) = f_{\max}P/P' = s/P',$$

где $s = f_{\max}P$ – это характерная величина, имеющая близкий порядок величины для тесных двойных звёзд близких спектров (со спектральным максимумом на f_{\max}) и орбитальных перио-

дов P . Учтём, что для более массивных и горячих звёзд f_{\max} , P и P' имеют более высокие значения, причём все зависимости степенные. Соответственно, степенной будет зависимость $s(P) \sim uP^n$ и $s(P') \sim u'P'^n$, где u, u' – константы. Отсюда следует более сложная зависимость

$$f_{\max}' \approx u'/P'^{(1-n)},$$

где $(1-n) < 1$, а u' должно составлять порядка 120 с^{-n} .

Постоянство орбитального периода пульсаров объясняет стабильность колебаний их блеска. Имеют место лишь незначительные вековые изменения орбитальных периодов двойных звёзд за счёт приливного трения. В частности, у β Лиры период нарастает на 19 с в год [46]. Но ритц-эффект $dt' = dt(1 + ra_r/c^2)$ позволит регистрировать вековые вариации периода P' пульсаров ускоренными в миллионы раз. Период P' меняется и за счёт изменения коэффициента компрессии g в ходе вариаций ускорения a_r при медленном движении двойной звезды по широкой долгопериодической орбите (Рис. 2.1). Тогда изменения a_r возле критического значения $-a_0 = -c^2/r$ можно считать линейными: $a_r = qt - a_0$. Соответственно, период растёт по закону

$$P' = P(1 + a_r/a_0) = Prqt/c^2.$$

Наблюдаемый для пульсара масштаб времени $dt' = (rqt/c^2)dt$ тоже отличается от истинного dt , следовательно время, истёкшее по наблюдениям с момента $t_0 = 0$, составит $t' = rqt^2/2c^2$. Отсюда находим зависимость от времени t' наблюдаемого периода колебаний блеска

$$P' = P\sqrt{2rqt'/c^2},$$

и скорости его нарастания

$$dP'/dt = P\sqrt{rq/2t'}c^2.$$

Деля первое на второе, получим выражение

$$t' = P'/2(dP'/dt'), \quad (2.2)$$

позволяющее по периоду P' пульсара и скорости его роста dP'/dt' оценить время t' , истёкшее с момента, когда период пульсара $P' = 0$ при $a_r = -c^2/r$. В этот момент, согласно эффекту Ритца (1.17), возникает яркая вспышка звезды, аналогичная по свойствам вспышке сверхновой. Например, для пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности, где период $P' = 0,033 \text{ с}$ и $dP'/dt' = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ с/год}$ [119, с. 522], получим расчётное время $t' = 1180$ лет назад. Этот возраст с точностью до 10% совпадает с зарегистрированным временем вспышки сверхновой, открытой на том же участке неба, где расположен пульсар PSR 0531+21, и которую наблюдали тысячелетие назад, в 1054 г. Таким образом, уже эта грубая оценка оказывается точнее обычной

$$t' = P'/(dP'/dt'), \quad (2.3)$$

ведущей к удвоенной оценке возраста пульсара [210]. В современной теории пульсаров это несоответствие обходят искусственным добавлением (в рамках специфических моделей) двойки в знаменателе (2.3), определяя динамический возраст (2.2) [211]. Отметим, что изменение уско-

рения при движении по широкой орбите можно считать линейным лишь на интервале времени много меньшем периода движения по широкой орбите. Таким образом, оценка t' (2.2) работает лишь на сравнительно коротких временных интервалах (у молодых пульсаров). Так, у пульсара PSR B1757-24 по измеренной скорости смещения от центра туманности и расстоянию до него возраст составит 40000 лет, а расчётный по (2.2) динамический возраст – 17000 лет. В рамках баллистической теории расхождение объяснимо непостоянством наблюдаемой тангенциальной скорости, падающей при отдалении a_r от $-a_0$. Поэтому расчётный по расширению возраст пульсара тоже в 2 раза меньше ~ 20000 лет, что лучше согласуется с динамическим возрастом в 17000 лет. Оставшееся расхождение можно объяснить нелинейными вариациями a_r .

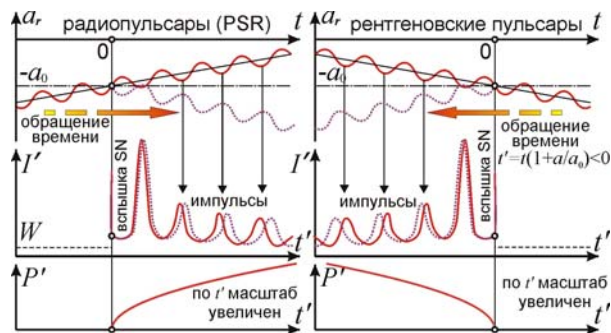


Рис. 2.1. Формирование импульсов радиопульсаров и рентгеновских пульсаров с плавным изменением периода импульсов за счёт вариаций ускорения a_r .

Аналогично оценим время t' , когда вспыхнули в виде сверхновых другие пульсары. В частности, пульсар Vela (PSR 0833-45) в Парусах ($P' = 0,089$ с, $dP'/dt' = 3,9 \cdot 10^{-6}$ с/год) должен был появиться на небе порядка $t' = 11400$ лет назад, что близко к 11000 лет – возрасту, рассчитанному по скорости расширения туманности Парусов [210]. PSR 0531+21 и 0833-45 – самые молодые пульсары [119], и эффект Ритца объясняет, почему у таких звёзд малого возраста t' период $P' = P(2rq t'/c^2)^{1/2}$ – мал, а скорость его роста $dP'/dt' = P(rq/2c^2 t')^{1/2}$ – велика [119]. Высокая степень компрессии g (2.1) для этих пульсаров и пульсара Геминга объясняет их радио-, оптическое, рентгеновское и гамма-излучение. Ритц-эффект, сжимая периоды пульсаров в миллионы раз, повышает яркость и частоту света в $g \sim 10^6$ раз, переводя его в рентгеновский и гамма-диапазон. Поэтому мощность излучения PSR 0531+21 в неоптических диапазонах в тысячи раз выше, чем у Солнца – в оптическом [119]. У радиопульсаров большего возраста g недостаточно для перевода света в рентгеновский и гамма-диапазон. В рамках других теорий жёсткое гамма-излучение, например с энергией 400 ГэВ у пульсара PSR 0531+21, не удавалось объяснить.

Открыты также рентгеновские пульсары, у которых P' сокращается. Если это сокращение иллюзорно, то означает приближение a_r к $-a_0$ (Рис. 2.1), и в будущем эти пульсары вспыхнут в виде сверхновых, когда P' сожмётся до нуля, сконцентрировав свет звезды во времени. Так, у

пульсара Центавр X-3 $P' = 4,8$ с, а $dP'/dt' = -1,3 \cdot 10^{-3}$ с/год, откуда $t' = -1920$ лет (знак «минус» соответствует будущему). Т.е. этот пульсар вспыхнет в виде сверхновой через два тысячелетия.

Наличие у пульсаров резких скачков, сбоев периодов (*глитчей*) можно объяснить столкновением звёзд с астероидами, меняющими орбитальный период P , как у звезды W Большой Медведицы (§ 1.5). Эти редкие события учащаются при сжатии интервалов времени (1.14) в $g \sim 10^6$ раз: столкновения, происходящие раз в миллион лет, можно видеть ежегодно. Это объясняет глитчи у пульсара SGR 1900+14, регулярно наблюдаемые при вспышках. Отдельные глитчи связаны с вариацией степени сжатия g периода $P' = P(1 + ra_r/c^2) = P/g$ от изменения лучевого ускорения a_r и эффективного пути $r = l$. Кроме того, от звёзд регулярно отделяются протуберанцы, а на пути света r встречаются межзвёздные облака газа, открытые по мерцаниям пульсаров [119, 175]. Переизлучённый ими свет теряет избыток скорости, и далее ритц-эффект не меняет период или меняет его иначе, если для газа $a_r \neq 0$. Движение межзвёздных облаков и звезды меняет a_r , r и P' плавно, либо резко, если в облаках есть просветы, скачком удлиняющие путь света r и компрессию g (2.1). Если луч света пересечёт другое межзвёздное облако, путь r резко сократится, а период – скачком удлинится. В итоге, после глитча меняется и скорость нарастания периода. Когда же просветы в межзвёздных облаках и внешние облака уйдут с пути света, период пульсара и скорость его изменения восстановятся. Таким образом, в рамках баллистической теории вариации периодов пульсаров получают наиболее простую интерпретацию.

Также открыты циклические вариации периодов пульсаров, верно объяснённые присутствием планет. Как отмечено, если бы пульсары представляли собой остатки взрывов сверхновых, те неизбежно бы уничтожили близлежащие планеты. Поэтому полагают, что планеты появились после взрыва, однако планетные системы не могут формироваться за срок порядка возраста пульсаров (от тысяч до миллиона лет). В рамках баллистической теории, по которой реального взрыва не происходит, существование планет возможно. Планеты, облетая звезду, вносят возмущения в движение пульсара, регулярно меняя его скорость и частоту миганий по эффектам Доплера и Ритца. Меняя период, ритц-эффект меняет и блеск звезды. Подобное явление открыто также у звёзд типа RV Тельца, RR Лиры и цефеид: вариации периода – это разновидность эффекта Блажко, см. § 1.5, где были рассмотрены изменения, связанные с изменением орбит. Так, у Полярной звезды период $P_1 = 4$ сут нарастает на 8 секунд в год, а амплитуда колебаний блеска падает. С точки зрения баллистической теории причина может состоять в звезде Полярная Ab, облетающей Полярную Aa за период $P_2 = 30$ лет, сообщая ей всё меньшее ускорение a_{2r} . Соответственно, падает средняя яркость $I' = I/(1 + ra_r/c^2)$, растёт видимый период колебаний блеска $P_1' = P_1(1 + a_{2r}/a_0)$, падает их амплитуда, ввиду отдаления a_r от $-a_0 = -c^2/r$ и снижения глубины модуляции m ускорения и яркости спутником Полярной с периодом $P_1 = 4$ сут. Тогда за период ~ 30 лет полного оборота Полярной Ab можно ожидать восстановления параметров.

Аналогичные колебания открыты у звёзд типа RV Тельца, скажем у DF Лебеда, у которой график лучевых скоростей [175] говорит о наличии двух спутников с периодами $P_1 = 50$ сут и $P_2 = 780$ сут (Рис. 2.2). Облетая звезду, они меняют её ускорение $a_r = a_{1r} + a_{2r}$ с теми же периодами, и на двулетние колебания блеска по ритц-эффекту наложена «рябь» с периодом P_1 . Когда блеск максимален, растёт амплитуда мелких колебаний I' , т.к. малые вариации a_r в моменты приближения к $-a_0$ за счёт выросшей глубины модуляции $m = a_1/(a_0 + a_{2r})$ сильнее меняют яркость звезды. Действительно, открыты двойные системы, например, затменная звезда PG 1336-018, где один компонент – физическая переменная (цефеида), у которой амплитуда колебаний блеска максимальна в моменты максимизации средней светимости системы [212] см. Рис. 2.2.

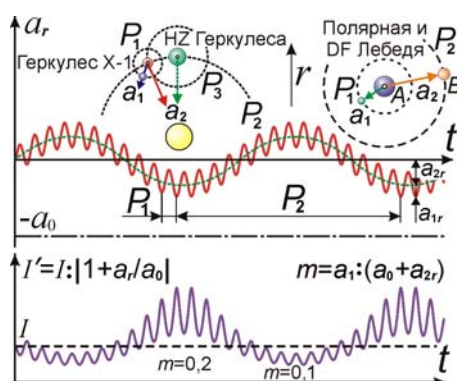


Рис. 2.2. Схемы колебаний ускорения и блеска в системах типа цефеид, DF Лебеда и пульсаров.

Сходное явление открыто у пульсаров, импульсы которых регулярно исчезают [175]. Современные модели пульсаров объясняют «замирания» путём ввода сложных дополнительных гипотез. Например, рентгеновский пульсар Геркулес X-1: его рентгеновские импульсы с периодом $P_1 = 1,24$ с регулярно гаснут, во-первых, от затмения звездой HZ Геркулеса, возле которой пульсар вращается с периодом $P_3 = 1,7$ сут, синхронно меняя блеск и цвет звезды [194], что можно объяснить ритц-эффектом. Во-вторых, пульсар гаснет на 24 сут с периодом $P_2 = 35$ сут. В существующих моделях пульсаров это явление не удавалось объяснить [194, 211]. А в рамках эффекта Ритца замирание на $2/3$ периода P_2 можно объяснить движением пульсара вокруг третьей звезды с орбитальным периодом $P_2 = 35$ сут (Рис. 2.2). Тогда ускорение пульсара a_r регулярно приближается к $-a_0 = -c^2/r$, возле которого за счёт выросшей глубины модуляции m мелкие колебания a_r под влиянием спутника пульсара ($P_1 = 1,24$ с) заметно меняют его яркость, переводя оптическое излучение пульсара в рентгеновский диапазон. При отдалении a_r от $-a_0$ амплитуда колебаний рентгеновского блеска и частоты падает почти до нуля. А в оптическом диапазоне колебания блеска звезды HZ Геркулеса сохраняются, поскольку даже в отсутствие тесного приближения лучевого ускорения a_r к значению $-a_0$ оптическое излучение генерируется и варьирует. Таким образом, баллистическая теория позволяет легко объяснить наблюдаемые свойства двойных звёзд-пульсаров, их рентгеновское излучение и замирания [A39, A41].

«Замирания» пульсаров могут быть вызваны и прецессией орбиты спутника. Так, у пульсара Геркулес X-1 период прецессии по оценкам равен 35 сут [194]. У пульсаров ритц-эффект при $g \sim 10^3$ тысячекратно ускоряет видимую прецессию, и колебания a_r регулярно исчезают, когда орбита видна в плане – наклонение $i = 0^\circ$ (Рис. 1.21) или амплитуда колебаний достигает максимальной величины, когда $i = 2\alpha$. Колебания a_r имеют вид

$$a_r = a_0 \cdot \sin(i) \cos\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right) = 2a_0 \sin(\alpha) \sin\left(\frac{\pi t}{P_2}\right) \sqrt{1 - \sin^2(\alpha) \sin^2\left(\frac{\pi t}{P_2}\right)} \cos\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right).$$

При $\alpha \rightarrow 0^\circ$: $a_r \approx 2a_0 \alpha |\sin(\pi t/P_2)| \cos(2\pi t/P_1)$. Так, у Her X-1 на 11 дней из 35 наклон i орбиты и амплитуда $a_r \approx 2a_0 \alpha$ достаточны для перевода оптического излучения в X-лучи ($g_{\max} \sim 10^2$).

Регулярные замирания (*нуллинг*) до 70 % времени открыты также у радиопулсаров, в частности у PSR J1819+1305 и B1133+16. А пульсар PSR B0943+10, прекращая излучать в радиодиапазоне, испускает рентгеновские лучи, и наоборот. Эта смена режимов не нашла объяснений в современных моделях пульсаров, но естественно следует из баллистической теории. Когда в ходе орбитального движения лучевое ускорение a_r меняет знак (или пересекает уровень $-a_0$), сдвиг частоты ритц-эффектом меняет знак (или снижается), и ускорение звезды переводит излучение звезды уже не в рентгеновский, а в радиодиапазон. При восстановлении $a_r \approx -a_0$ радиоизлучение гаснет. Другая возможная причина смены режимов – регулярное появление на пути излучения межзвёздных облаков газа, эффективно переизлучающих радиолучи. У некоторых пульсаров, в том числе у пульсара в Крабовидной туманности (PSR 0531+21) и в Парусах (PSR 0833–45) пульсации наблюдаются во всех диапазонах, что связано с компрессией всеволнового излучения звезды и короны. Кроме того, по мере движения профиль электромагнитных волн искажается, приводя к появлению высокочастотных гармоник: так образуются, кроме оптических импульсов, синхронные рентгеновские и гамма-импульсы [119, с. 525]. За счёт разной длины переизлучения в разных диапазонах импульсы в разных диапазонах смещаются по фазе и у них немного различаются периоды, за счёт различия компрессии g . При значительном поглощении и сильном различии длин экстинкции в некоторых диапазонах пульсации вообще не наблюдаются. Так, большинство пульсаров пульсируют только в радиодиапазоне.

Замирания радиоизлучения открыты и в двойном пульсаре PSR J0737-3039, где одна звезда постоянно генерирует импульсы с периодом $P_1' = 23$ мс, а вторая – с периодом $P_2' = 2,8$ с – лишь в отдельных точках орбиты. Это объясняют тем, что быстрый пульсар (периода P_1'), обегая медленный пульсар (периода P_2') за период $P_3 = 2,4$ часа, регулярно усиливает его импульсы своим магнитным полем. А по баллистической теории происходит приближение в отдельных орбитальных фазах ускорения a_r пульсара к критическому $-a_0$: тогда генерируется частокол импульсов X-излучения, как у Her X-1. В остальное время ускорение далеко от $-a_0$, и в частоколе провалы – «замирания» (Рис. 2.3). У пульсара с $P_1' = 23$ мс амплитуда колебаний a_{1r} выше, и он

генерирует вспышки постоянно. Отдаление ускорения от $-a_0$ ведёт к регулярному удлинению периода $P_1' = P_1(1 + a_r/a_0)$ на 0,1 %. Вариации P_1' объясняют доплер-эффектом $P_1' = P_1(1 + V_r'/c)$ при $V_r' = ca_r/a_0 = 300$ км/с и «растяжением» времени в поле тяготения пульсаров. По теории и эффекту Ритца истинные скорости и поля пульсаров – на порядки меньше.

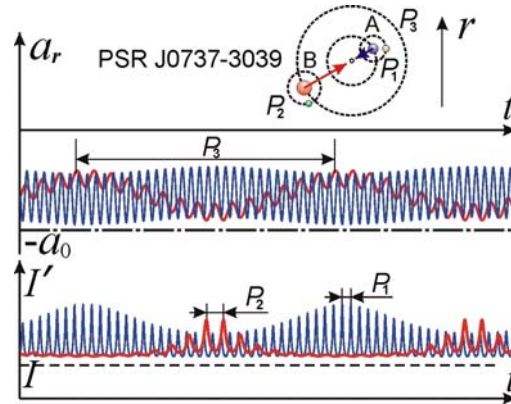


Рис. 2.3. Схема двойного пульсара, графики лучевых ускорений $a_r(t)$ его компонентов и результирующие колебания блеска $I'(t)$.

Возможна обратная ситуация: увеличение видимой светимости и сокращение периода пульсаций, в ходе приближения ускорения звезды к $-a_0$, ведёт к исчезновению рентгеновских вспышек. Подобный эффект наблюдался у рентгеновского пульсара GX 1+4, период пульсаций которого в течение 15 лет сокращался, пока в 1985 г., достигнув минимума, не стал столь же быстро нарастать (Рис. 2.4). Для объяснения этих вариаций P_1' формально приняли, что магнитные поля и трение вращающегося газового кольца, ускорявшего вращение звезды, стало тормозить её вращение [213]. Но до сих пор не выяснены причины смены направления при сохранении величины силы трения, которая огромна, т.к. за 10 лет в 2 раза повысила гигантскую энергию вращения пульсара, а затем столь же быстро затормозила. Ритц-эффект элементарно объясняет эти вариации. Сначала в ходе орбитального движения звезды (приблизённо по круговой орбите) среднее ускорение $a_{2r} = a_2 \cos(\omega t)$ приближалось к $-a_0$, сокращая период $P_1' = P_1 + P_0 \cos(\omega t)$, а затем стало отдаляться, наращивая P_1' , где $P_0 = P_1 r a_2 / c^2$. Масштаб времени $dt' = dt/g$ сжат пропорционально компрессии g , откуда $t' = t + P_0 \sin(\omega t) / \omega P_1$. Т.е. график наблюдаемых вариаций $P_1'(t')$ представляет собой трохойду. Возле минимума, заострения трохойды, P_1' меняется почти линейно, как у GX 1+4 [214] (аналогичные вариации наблюдались у пульсара 4U0900-40 [119, с. 594]). Небольшие отклонения от трохойды связаны, вероятно, с малыми вариациями a_r в поле тяготения спутников, соответственно меняющих P_1' , а также с тем, что истинное движение пульсара происходит по эллиптической орбите. Тогда для точного совпадения теоретической и экспериментальной кривой $P'(t')$ и определения параметров орбиты пульсара следует производить на ЭВМ перебор параметров e , a , ω орбиты, минимизирующий отклонения, либо представлять зависимость $a_{2r}(t)$ в виде полиномов, рядов (§ 1.1, § 1.5), подбирая их

коэффициенты по методу [409]. В минимуме $P_1' \approx 100$ с звезда перестала излучать рентгеновские лучи. В рамках баллистической теории это вызвано тем, что выросшая степень компрессии g переводит оптическое излучение звезды уже не в рентгеновский, а в гамма-диапазон. Но в гамма-лучах звезду на тот момент не исследовали, и её гамма-переменность под вопросом.

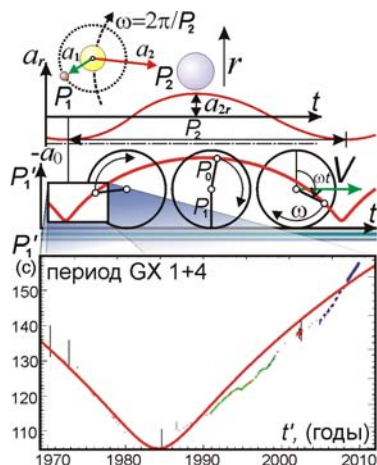


Рис. 2.4. Вариации периода P_1' у пульсара GX 1+4 и барстеров за счёт ускорения звезды. Красная сплошная линия – теоретическая кривая (моделирование по эффекту Ритца), точки с интервалами погрешностей – результат измерений периода [213, 214].

Сами вспышки, очевидно, обусловлены, как в случае пульсаров, регулярной компрессией света двойной звезды по эффекту Ритца. В частности, это подтверждает пример пульсара GX 5-1, у которого мощность вспышек нарастает пропорционально интегральной светимости.

Другим примером служит объект T5X2 (пульсар IGR J17480-2446 в скоплении Terzan 5), у которого тоже обнаружена переменность блеска в рентгеновских лучах: помимо обычных пульсаций с частотой 11 Гц, наблюдаются квазипериодические осцилляции (QPO) с частотой порядка мГц [215]. В течение одного месяца у T5X2 период квазипериодических осцилляций сократился с 1000 до 200 с, а затем снова вырос до 1000 с (Рис. 2.5). Рост частоты колебаний блеска в 5 раз (с 1 мГц до 5 мГц) сопровождался пропорциональным нарастанием рентгеновской яркости в 5 раз. Как видно из Рис. 2.5, максимум рентгеновского блеска точно соответствует максимальной частоте колебаний блеска. Это естественно интерпретировать как проявление эффекта Ритца: приближение ускорения системы к критическому (как на Рис. 2.4) сопровождается пропорциональным ростом частоты колебаний блеска и интенсивности в 4–5 раз, согласно (1.15) и (1.17). Близость ускорения к критическому $a_r \approx -c^2/r$ и делает T5X2 рентгеновским источником. Параллельный рост интенсивности и цветовой температуры (частоты спектрального максимума) рентгеновского излучения обнаружен также у пульсара IGR J18245-2452 [216]. Отметим, что у него пульсации рентгеновского блеска имеют вид почти идеальных синусоид. Это свидетельствует в пользу того, что колебания обусловлены движением звезды по круговой ор-

бите с лучевым ускорением a_r , меняющимся по гармоническому закону. По эффекту Ритца при малой глубине модуляции $m \ll 1$ это вызывает колебания блеска по гармоническому закону.

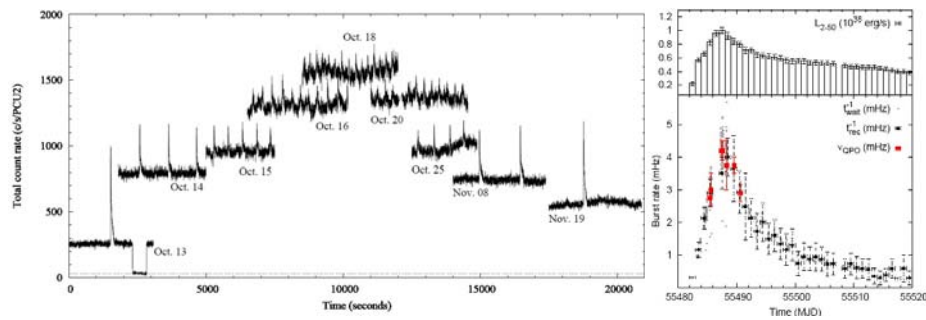


Рис. 2.5. Графики колебаний рентгеновской яркости объекта T5X2 в 2010 г. Справа – графики колебаний средней яркости и частоты QPO колебаний блеска [215].

Аналогичный эффект открыт у барстеров – объектов, генерирующих короткие рентгеновские импульсы с периодом повторения в несколько часов. Как показывают кривые колебаний рентгеновского блеска [217, с. 29], при увеличении периода между импульсами вспышек пропорционально нарастает длительность импульсов, что естественно интерпретировать по эффекту Ритца пропорциональным растяжением временного масштаба колебаний рентгеновской яркости. В рамках баллистической теории барстеры могут быть обычными звёздами, у которых возмущения со стороны спутников регулярно варьируют a_r звезды. При достижении a_r значений $-a_0$ свет звезды, наращивая интенсивность и частоту в $g \sim 10^3$ раз, преобразуется в рентгеновские вспышки. Это объясняет, почему спектр вспышек барстеров подобен тепловому спектру звезды, смещённому из оптического в рентгеновский диапазон. Этот механизм вспышек объясняет, почему у ряда барстеров вспышки, подобно импульсам некоторых пульсаров, двойные [119, 218] – при перехлёсте ветвей графика $V_r(t)$ ускорение a_r достигает критического $-a_0$ дважды за период. Спутники барстеров обнаруживаются по провалам в кривой рентгеновского блеска на каждом периоде [218]. У барстеров интервал P_1' между вспышками варьирует на 30–50 %. При росте средней светимости звезды период меж вспышками сокращается [119, с. 139].

В рамках баллистической теории это следствие близости a_r звезды к $-a_0$ в поле тяготения третьей звезды, так что $g = a_0/(a_0 + a_r) \sim 10^3$. Т.е. эффект Ритца усиливает среднюю яркость звезды в сотни раз, переводя в рентгеновский диапазон и сокращая видимый период P_1' спутника и вызванных им вспышек с лет до часов. Тяготение спутника регулярно сближает a_r звезды с $-a_0$, ещё наращивая блеск. А третья звезда, медленно варьируя a_{2r} , меняет компрессию g (2.1). Нарращивая яркость, эффект Ритца пропорционально сжимает период P_1' вспышек (Рис. 2.4). Когда светимость достигает критической, вспышки исчезают, т.к. ритц-эффект переводит излучение уже в гамма-диапазон. Действительно, критическая мощность излучения 10^{30} Вт – в 10^4

раз выше светимости звезды типа Солнца [119, с. 139], соответствуя компрессии периода колебаний поля в $g \approx 10^4$ раз и росту f' до 10^{19} Гц – границы рентгеновского и гамма-диапазона.

У барстеров глубина модуляции ускорения спутником $m = a_1/(a_0 + a_{2r}) \approx 1$ (Рис. 2.7), и яркость вспышек в сотню раз выше средней [119, с. 139]: $g = a_0/(ma_1 + a_{1r})$, $g_{\max} = a_0/(ma_1 - a_1) = a_0/a_1(m - 1) \sim 10^2$. Нарастивая яркость в 100 раз, ритц-эффект в 100 раз сжимает длительность вспышки. У пульсаров, при малой глубине модуляции a_r по закону $a_r = a_{2r} + a_1 \cos(2\pi t/P_1)$, время вспышки (*окно*) равно времени, в течение которого $a_r \approx -a_0$, составляя величину t , при которой $\cos(2\pi t/P_1) \approx 1$, точнее $\cos(2\pi t/P_1) \geq 0,95$, откуда $t \sim 0,05P_1$, т.е. порядка наблюдаемого [119, с. 522]. У барстеров, ввиду высокой степени сжатия $g \sim 10^2$, окно вспышки в сто раз короче: $t \sim 0,0005P_1$, что соответствует наблюдаемому окну вспышки. При $P_1 = 10$ часов у барстеров длительность вспышек $t \sim 0,0005P_1 \sim 10$ с, что близко к измеренной длительности вспышек [119, с. 139]. Кроме того, вспышки барстеров растянуты от дисперсии и переизлучения света межзвёздным газом [168, 211]. Поэтому вспышки барстеров резко разгораются и плавно, экспоненциально угасают. С этим же связано резкое начало и плавное угасание гигантских вспышек у источников Мягких Повторных Гамма-всплесков (МПГ), например, у SGR 1806-20. Эпохи спада активности МПГ, как у пульсаров и барстеров вызваны вариацией ускорения a_r и длины светового пути первичных лучей $r = l$. Не случайно у пульсаров включения и замирания радиоизлучения обычно наблюдаются при глитчах – резких скачках периода, иногда тоже обусловленных изменением компрессии g .

Характерные особенности открыты также у вспышек радиопульсаров. Так, каждый импульс состоит из ряда субимпульсов [219]. С позиций баллистической теории это можно интерпретировать как вариации блеска звезды под влиянием ускорения звезды в поле тяготения меньших спутников-планет. Их возмущающее воздействие сообщает графикам лучевых ускорений и блеска сложную нерегулярную форму. Когда ускорение звезды в поле тяготения спутников кратковременно приближается к $-a_0$, генерируется симметричный субимпульс.

Быстрые вариации блеска звёзд под влиянием тяготения планет обнаружены, например, у звезды OGLE-2003-BLG-235L [220]. Однако их интерпретируют в рамках общей теории относительности (ОТО) как фокусировку света полем тяготения планет (*эффект гравитационного микролинзирования*). В рамках баллистической теории одна звезда, проходя перед другой, усиливает её блеск по эффекту Ритца, а планета, добавочно варьируя ускорение звезды возле значения $-a_0$, может резко менять её блеск [A43, A47]. Наблюдаемая форма кривой блеска, на которой виден двойной максимум, точно соответствует предсказаниям баллистической теории и эффекта Ритца (Рис. 2.6). Возможность кратковременного усиления блеска планетами по эффекту Ритца, как альтернативы микролинзированию, отметил также Р.С. Фритциус [79].

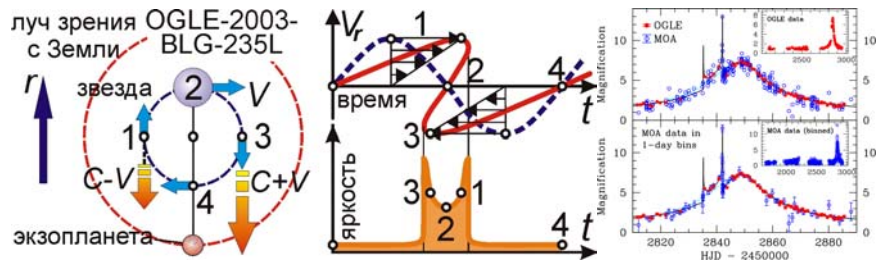


Рис. 2.6. Колебания блеска звезды, вызванные эффектом Ритца при движении вокруг неё экзопланеты, на примере звезды OGLE-2003-BLG-235L [220].

Если период обращения звезды кратен периоду обращения спутника, субимпульсы появляются в одном и том же участке импульса (или дрейфуют к его краю, если периоды не точно кратны). Субимпульсы возникают и от переменной радиояркости звезды типа Солнца, из-за циклов активности, вспышек и вращения активных зон, генерирующих радиоизлучение. Поэтому импульсы радиоизлучения, усиленные ритц-эффектом, менее стабильны и однородны, имеют другой спектр и форму, чем оптические [211], созданные постоянным свечением звёзд.

Редкие радиоимпульсы пульсаров отличает огромная интенсивность, в сотни раз выше обычной интенсивности импульсов. По эффекту Ритца гигантские импульсы – это следствие либо вспышек (у Солнца вспышки усиливают радиоизлучение на порядки), либо приближения ускорения a_r к критическому $-a_0$ в поле третьей звезды (Рис. 2.3). Поэтому излучение усилено в течение всего импульса, а не в краткие интервалы субимпульсов от спутников. Но вариации ускорения спутниками ведут к быстрым колебаниям яркости на хвосте гигантской вспышки, как у МПГ и сверхновых [A39, A47]. При этом эффект Ритца не только наращивает интенсивность излучения в сотни раз, но и генерирует рентгеновское и гамма-излучение, скажем у пульсара PSR B1937+21. Очевидно, гигантские импульсы возникают лишь в редких точках орбиты (где $a_r = -a_0$) и регулярно повторяются. Так, у PSR J1752+2359 каждый 270-й импульс – гигантский.

Из баллистической теории следует и появление интеримпульсов – малых импульсов, регистрируемых примерно посередине периода между основными, например, у PSR B0906–49 [119]. Генерацию двух импульсов за период интерпретируют как поочерёдный поворот к Земле двух магнитных полюсов звезды. Но эта гипотеза не объясняет различие спектров главных и интеримпульсов. По эффекту Ритца интеримпульсы может создавать компаньон двойной звезды, движущийся в противофазе с главной звездой, поэтому его импульс сдвинут на полпериода и имеет иной спектр, на что впервые обратил внимание Р. Фритциус [207]. Поскольку звёзды сообщают свету разные орбитальные скорости, интеримпульс отстает не точно на полпериода.

Двойной импульс может наблюдаться и на кривой блеска одной звезды [A41]. Если кривая лучевых ускорений пересекает уровень $-a_0$, число вспышек удваивается, поскольку вспышки создаёт как ветвь графика $a_r(t)$ выше линии $-a_0$, так и ветвь, проходящая ниже, на которой

порядок событий обратный, а вспышки сдвинуты по фазе (Рис. 2.1). Если график $a_r(t)$ подходит к линии $-a_0$ с двух сторон с разными глубинами модуляции m , то от разных g вспышки имеют разную интенсивность и попадают в разные частотные диапазоны. Поэтому, например, у пульсара в Парусах вспышки в радиодиапазоне сдвинуты по фазе относительно вспышек в гамма- и оптическом диапазоне [119]. Добавочная задержка возникает от различия длин экстинкции в разных диапазонах: импульсы разных диапазонов движутся с избытком скорости разное время.

Всеволновое импульсное излучение открыто также у объекта Swift J1822.3–1606: ему присущи свойства и рентгеновских, и радиопульсаров. Существование двух типов пульсаров, с точки зрения эффекта Ритца связано с тем, что для рентгеновских пульсаров ускорение ниже критического $-a_0$, у радиопульсаров – выше $-a_0$. Тогда преобразование частоты по эффекту Ритца у этих пульсаров разное, поскольку при $a_r < -a_0$ инвертируется порядок событий ($g < 0$). В итоге, у радиопульсаров период нарастает (за счёт приливного трения), а у рентгеновских пульсаров период сокращается, т.к. при $a_r \leq -a_0$ и $P' = P(1 + a_r/a_0) \leq 0$ все процессы выглядят идущими в обратную сторону. Возможный пример такого ускорения и инверсии порядка событий – «обратное движение» по орбите у экзопланет типа WASP-33b (см. § 1.4). При этом, в зависимости от соотношения между a_r и $-a_0$ сильнее поглощаются рентгеновские или радиолучи.

У отдельных пульсаров возле точки пересечения линии $-a_0$ графиком $a_r(t)$ можно наблюдать сразу и те и другие свойства. Открыты также аномальные рентгеновские пульсары (АХР), периоды которых порядка 10 секунд и растут, как у радиопульсаров. С точки зрения эффекта Ритца это следствие снижения компрессии g и роста P' при отдалении a_r от $-a_0$. Аномальными пульсары АХР назвали ввиду неопределённости источника их энергии, поскольку они вращаются медленно и не обнаруживают следов аккреции. Не удаётся объяснить аккрецией и рентгеновское излучение семи близких пульсаров (RXJ), названных «великолепной семёркой» (Рис. 2.7). Однако энергия рентгеновского излучения АХР и RXJ может быть преобразованной по эффекту Ритца энергией оптического теплового излучения звёзд. Это позволяет объяснить, почему спектр пульсаров и барстеров сходен с чернотельным спектром звёзд, сдвинутым ритц-эффектом в рентгеновский диапазон, с эквивалентной цветовой температурой $T_c \sim 10^6\text{--}10^8$ К [119, сс. 139, 586]. Орбитальное движение пульсаров варьирует их ускорение и сдвиг спектра по ритц-эффекту, что воспринимают как колебания T_c на $\Delta T_c \sim 10^6$, как у Sco X-1 [211]. Оттого в его спектре две группы спектральных линий, колеблющихся в противофазе с периодом 4 дня (Рис. 2.2), как показал В.М. Лютый [123, 211]. Смещения линий отвечают скоростям V_r' в тысячи км/с. Если смещения вызваны ритц-эффектом, реальные скорости звёзд много ниже.

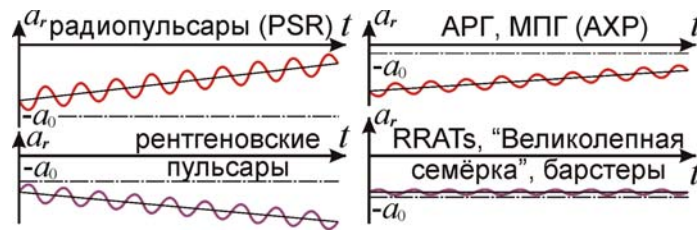


Рис. 2.7. Разные типы пульсаров и барстеров, как результат вариаций блеска и спектра эффектом Ритца за счёт различия графиков $a_r(t)$.

Компрессия наблюдаемых движений пульсаров ведёт к убыстренному снижению орбитального периода в двойных пульсарах, а у звёзд и планет приливное трение сокращает орбитальный радиус и период крайне медленно (как у спутника Марса – Фобоса). В ОТО быстрое сокращение периода интерпретируют как потерю энергии на гравитационные волны в поле тяготения пульсаров [42]. Но рассчитанные в ОТО массы пульсаров превышают теоретический предел массы нейтронной звезды ($\approx 2M_{\odot}$), скажем у пульсара PSR J1614-2230. В баллистической теории истинный орбитальный период двойных пульсаров может быть велик и меняться крайне медленно. Однако ритц-эффект позволяет наблюдать эти вариации в ускоренном масштабе.

Аналогично, быстрый поворот орбит двойных пульсаров, достигающий 10° в год, объясняют эффектами ОТО. Но орбиты обычных двойных звёзд тоже вращаются от возмущений [46, 65]. Однако у пульсаров ритц-эффект ускоряет видимое вращение орбит в тысячи раз ($g \sim 10^3$). Тогда поворот на $2''$ в год воспримется на Земле как поворот орбиты на градусы в год. В баллистической теории эффект ускоренного вращения орбит возможен и для других переменных звёзд (§ 1.5) – карликовых цефеид, звёзд типа RR Лиры в виде эффекта Блажко [A23, A24].

У двойных пульсаров открыта также аномально быстрая прецессия оси вращения, ведущая к регулярному прекращению пульсаций (Рис. 1.21), что тоже интерпретируют как эффект ОТО. С точки зрения баллистической теории, имеет место медленная прецессия осей звёзд и орбит их спутников под возмущающим воздействием гравитационных полей других небесных тел. Но из-за ритц-эффекта прецессия орбит выглядит тысячекратно ускоренной, приводя к регулярному прекращению пульсаций у ряда пульсаров и цефеид. Если ось Земли в ходе прецессии делает полный оборот за 26000 лет, то у двойного пульсара PSR J0737-3039 – за 75 лет.

Также ритц-эффект наращивает скорость собственного движения пульсаров, например, у пульсара Кальвера. Типичные тангенциальные скорости звёзд ~ 10 км/с, а видимое движение пульсаров соответствует скоростям ~ 1000 км/с, как у пульсара в созвездии Парусов, а также у пульсаров IGR J11014–6103 и PSR J1357–6429. В современной теории пульсаров их высокие скорости объясняют гипотезой кика – «толчка», полученного пульсаром при взрыве сверхновой. Но существование двойных пульсаров и планет у пульсаров с почти круговыми орбитами противоречит этой гипотезе, поскольку удар сопровождался бы разрушением двойных и пла-

нетных систем или искажением их орбит. Напротив, в рамках баллистической теории имеет место иллюзорный взрыв, а ритц-эффект естественно объясняет ускорение видимых движений в тысячи раз ($g \sim 10^3$), обеспечивая скорости $\sim 10^3$ км/с. Аномально быстрые движения звёзд открыты и в созвездии Стрельца, в центре Галактики, где расположен радиоизлучающий объект Стрелец-А (Sgr A*), где в ИК-диапазоне открыты звёзды, движущиеся по орбитам с гигантскими скоростями. Поэтому центральный объект считают сверхмассивной чёрной дырой с массой порядка миллиона солнечных. В рамках ритц-эффекта этот объект может оказаться обычной звездой, движущейся со звёздами-спутниками вокруг центра Галактики с ускорением порядка $a_r = -c^2/r$. Соответственно, все движения звёзд ускорены ритц-эффектом в тысячи раз. Эффект объясняет и радиоизлучение объекта Sgr-A, если оптическое излучение звёзд переводится ритц-эффектом в радиоизлучение, за счёт ускорения свободного падения a_r на их поверхности. В Sgr A* открыт ряд пульсаров, избыток измеренной скорости которых тоже можно объяснить эффектом Ритца. Отсутствие сверхмассивных тел в центре нашей и других галактик подтверждается спектром излучения этих участков, который соответствует крайне разреженному газу, судя по наличию в спектре запрещённых линий [112, с. 374]. Присутствие сверхмассивных чёрных дыр вызывало бы аккрецию и нагрев межзвёздного газа, заметно повысив его концентрацию.

Поскольку вспышки новых, сверхновых и пульсаров обусловлены концентрацией излучения звезды по эффекту Ритца, вспышки будут тем ярче, чем больше период обращения по орбите. Во время этого движения аккумулируется энергия вспышки: она пропорциональна периоду P обращения звезды. Поэтому самые яркие вспышки сверхновых происходят крайне редко. Менее яркие вспышки новых звёзд происходят чаще. Наконец, вспышки новоподобных звёзд типа U Близнецов происходят ещё чаще (у звезды вспышки повторяются с периодом порядка года), но и рост яркости их сравнительно невелик, – всего четыре-пять звёздных величин [175]. Б. Кукаркин и П. Паренаго открыли зависимость, связывающую период повторения вспышек U Близнецов, т.е. время, предшествующее каждой вспышке, с её амплитудой, пропорциональной периоду P . Это верно связали с тем, что во вспышке собрана энергия, которую звезда накапливала в период перед вспышкой [175], но не нашли правдоподобного механизма накопления. Эффект Ритца объясняет и предсказывает эту зависимость естественным образом.

Действительно, при движении звезды по круговой орбите с ускорением a средняя за период P яркость звезды должна быть постоянной и равной истинной яркости I . Эффект Ритца, по сути, аккумулирует это излучение в течение орбитального периода P . От растяжения масштаба времени яркость снижается до $I/(1 + ra/c^2)$, а в течение краткого времени вспышки $\Delta t \sim 1$ часа эта энергия $\sim P(I - I/(1 + ra/c^2)) \sim PI$ воспринимается с яркостью $I' \sim I/(1 - ra/c^2)$. Отсюда из закона сохранения энергии яркость вспышки $I' \sim PI/\Delta t$. Логарифмируя, получим амплитуду вспышки $A \sim \log_{2,51}(I'/I) = 3,5 + 2,5 \cdot \lg P$, приближённо соответствующую зависимости Кукарки-

на-Паренаго $A = 2,00 + 1,78 \cdot \lg P$, где P выражено в сутках. Несоответствие связано с приближённой оценкой $\Delta t \sim 1$ часа и с учётом сложной формы кривой блеска и смещения спектра в высокочастотную область, из-за чего рост яркости несколько меньше расчётного. Та же пропорциональность яркости вспышки периоду обнаружилась у повторных новых звёзд.

Таким образом, наблюдаемые свойства пульсаров, барстеров и сверхновых вполне согласуются с предсказаниями баллистической теории. Современные астрономические и радиоастрономические методы исследования пульсаров позволят с высокой точностью проверить основные критерии выбора между баллистической теорией и теорией относительности.

§ 2.2. Механизмы генерации гиролиний рентгеновских пульсаров, радиоизлучения квазаров, радиопулсаров и космических мазеров

В баллистической теории естественную интерпретацию получают и тонкие особенности спектров пульсаров. У рентгеновских пульсаров, включая Геркулес X-1, обнаружены пики (*гиролинии*) на сплошном рентгеновском спектре [119, с. 593]. Эти линии интерпретируют как циклотронное излучение моноэнергичных электронов в магнитном поле звезды. Проще интерпретировать линии по эффекту Ритца, сдвигающему оптические эмиссионные линии атомов в рентгеновский диапазон. Если первая линия Бальмера H_α с частотой $f = 4,6 \cdot 10^{14}$ Гц переводится ритц-эффектом в гиролинию $hf' = 56$ кэВ Геркулеса X-1 ($f' = 1,35 \cdot 10^{19}$ Гц), тогда компрессия $g = 3 \cdot 10^4$ – величина типичная для пульсаров (§ 2.1). Гармоники гирочастоты – это либо результат преобразования других линий спектра, либо следствие искажения профиля волны у линии f' при распространении, аналогично гармоникам орбитального периода у экзопланет (§ 1.4).

Также возможно высвечивание характеристического рентгеновского спектра атомов межзвёздного газа, поскольку ритц-эффект, наращивая частоты f оптического излучения звёзд, плавно сдвигает их в рентгеновский диапазон. В момент, когда частота $f' = f/(1 + ra_r/c^2)$ достигает характерных резонансных частот атомов, излучение эффективно поглощается и переизлучается. В итоге свет звезды, переведённый в характеристический рентгеновский спектр, далее не преобразуется. Аналогичное явление позволяет объяснить эмиссионные туманности, окружающие цефеиды и сверхновые, если учесть переизлучение межзвёздным газом, где концентрация атомов $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$. Естественную интерпретацию получает также спектр космических мазеров и эмиссионных туманностей вокруг звёзд [A47, A51], например туманность Ожерелье [A40]. Поскольку эффективность поглощения и рассеяния света сильно нарастает возле резонансных частот f_{0i} линейчатого спектра атомов и молекул, свет звёзд, меняя частоту по ритц-эффекту, интенсивно поглощается и переизлучается по достижении частотой света f' этих частот f_{0i} . Согласно (1.10), показатель преломления n стремительно растёт возле резонансных частот $f_{0i} = c/\lambda_i$. В итоге, для этих частот длины переизлучения $l_i = \lambda_i/2\pi(n - 1)$ снижены: свет эф-

эффективно поглощается и переизлучается на частотах f_{0i} , и далее эффект Ритца не меняет частоту. Тогда значительная доля излучения звезды высвечивается в виде ярких эмиссионных линий на частотах f_{0i} . Этим объяснимы эмиссионные туманности вокруг цефеид и сверхновых, где эффект Ритца особенно велик [A51].

Сходное явление открыто у инфракрасных звёзд, у которых эффект Ритца, напротив, снижает частоту излучения, переводя свет в ИК- и радиоизлучение. Тогда значительная часть оптического излучения звезды высвечивается в форме радиоизлучения резонансных частот молекул межзвёздного газа (СО, Н₂О и др.), заполняющего узкий конус с осью вдоль линии визирования звезды. У этих объектов (космических мазеров) механизм переработки света в излучение радиолиний – во многом неясен [150, 211]. Напротив, эффект Ритца легко преобразует всё излучение звезды в характерные частоты ИК- и радиодиапазона. Не случайно мазерный эффект [119, с. 377] сопровождается сильным радиоизлучением и типичен для мирид и красных сверхгигантов, у которых преобразование частоты ритц-эффектом особенно велико (§ 1.5).

Эффект переизлучения света изменённой частоты f' межзвёздным газом проявляется и в масштабе галактик, объясняя свечение гало галактик в рентгеновском и гамма-диапазонах. Действительно, переизлучение света наиболее эффективно, когда параметр $ra_r/c^2 \approx -1$. В этом случае частота f' растёт на порядки, проходя ряд значений резонансных частот атомов и ядер, отвечающих рентгеновскому и гамма-диапазону. Соответственно, оптическое излучение звезды, после трансформации эффектом Ритца, эффективно переизлучается межзвёздным газом, перерабатывающим свет в рентгеновское и гамма-излучение. Поскольку редкие атомы ($N \sim 1 \text{ см}^{-3}$) рассеивают свет во все стороны, газ, окружающий галактику и образующий гало, формирует своего рода рентгеновскую и гамма-корону галактики. Аналогично интерпретируется свечение межгалактического газа в скоплениях галактик, которое, при тепловой природе излучения, отвечало бы $T_c \sim 10^6 - 10^7 \text{ К}$, и тяготение галактик по расчётам не удержало бы газ в скоплении. Поэтому проще объяснить рентгеновское излучение как оптическое излучение звёзд, переработанное ритц-эффектом в рентгеновский диапазон и переизлучённое газом [A40].

Спектр радиопульсаров, с точки зрения баллистической теории, тоже может быть тепловым чернотельным спектром излучения звезды, преобразованным в радиодиапазон эффектом Ритца. Против чернотельной природы радиоизлучения пульсаров, полагали, свидетельствует убывающая спектральная плотность мощности $S(f)$, а для чернотельного излучения в радиодиапазоне, согласно формуле Джинса, $S \propto f^{-\alpha} = f^2$ – нарастает. Но в радиодиапазоне может попасть и убывающая ветвь спектра за счёт смещения по эффекту Ритца, а нарастающая ветвь попадёт в низкочастотную область. Она действительно обнаружена в области «завала» спектра ниже частот $f \sim 100 \text{ МГц}$ [119, с. 523]. Действительно, спектр излучения пульсаров с максимумом и спектральным индексом $\alpha = -2$ в области завала подобен планковскому чернотельному излу-

нию звёзд. Полагали, что спектр пульсаров нельзя объяснить как тепловой, т.к. спектральный максимум f'_{\max} в радиодиапазоне по закону смещения Вина ($f'_{\max} = aT$) соответствует низкой температуре T' источника, при которой светимость по закону Стефана-Больцмана $P = 4\pi R^2 \sigma T'^4 = 4\pi R^2 \sigma f'_{\max}{}^4 / a^4$ много ниже измеренной. Если же идёт иллюзорное смещение f_{\max} в радиодиапазон эффектом Ритца ($f'_{\max} = g f_{\max}$), а температура T источника высока, светимость $P = 4\pi R^2 \sigma f_{\max}{}^4 / a^4$ останется высокой. Также радиоизлучение пульсаров может быть той же природы, что и радиоизлучение обычных звёзд, т.е. иметь тепловой, циклотронный и синхротронный механизм. Обычно его мощность мала, но ритц-эффект на порядки его усиливает (§ 2.1).

Ритц-эффект трансформирует излучение галактик и на участках за галактическим центром, где $a_r < 0$. Если в них переизлучение мало (особенно в эллиптических галактиках, где мала концентрация газа), спектр смещён в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазоны. Это объясняет природу УФ-галактик [221] и избыток синего цвета квазаров: несмотря на общий сдвиг спектра в красную область (в ИК- и радиодиапазон [126]), от ускорения свободного падения на поверхности звёзд (§ 1.2). Мощные источники рентгеновского излучения в ядрах галактик могут быть звёздами со спектром, смещённым ритц-эффектом, иллюзорно «преобразующим» галактики в квазары, лацертиды, взрывающиеся и сейфертовские галактики [168]. Также эффект ведёт к простой интерпретации мощных источников радиоизлучения в ядрах сейфертовских галактик.

Радиоизлучение квазаров и сейфертовских галактик испытывает быстрые случайные вариации, которые не могут отражать реальных изменений радиояркости, занимающих века при гигантских размерах галактик. Но эти вариации могут быть вызваны изменением компрессии g света (§ 1.2). Быстрые вариации концентрации ионов в сравнительно небольших объёмах под влиянием УФ-лучей, сильно меняют степень переизлучения, вызывая быстрые вариации радиояркости и частоты света галактик по эффекту Ритца. Наблюдается своего рода эффект самомодуляции яркости, когда ионизирующее УФ-излучение быстро меняет концентрацию ионов и коэффициент переизлучения, вызывая быстрые колебания яркости – аналогично механизму С.А. Жевакина для цефеид. Примерно так и турбулентность в земной атмосфере ведёт к быстрым мерцаниям звёзд, хотя сами звёзды не меняют блеск столь быстро. Особенно значим ритц-эффект в галактиках с низкой концентрацией межзвёздного газа. Поэтому эллиптические галактики, где нет переизлучения, обычно оказываются источниками рентгеновского и радиоизлучения, – радиогалактиками. У сейфертовских галактик красное смещение систематически ниже, чем следует по закону Хаббла для обычных галактик, а у квазаров – систематически выше [120, с. 184]. Видимо, дело в том, что сейфертовские галактики – гигантские галактики с ядрами большого радиуса R [126]. Соответственно параметр Хаббла $H = V^2/Rc$ и красное смещение для них ниже. У квазаров, напротив, R меньше, а $H = V^2/Rc$ – выше, чем у обычных галактик.

Радиогалактики и квазары обнаруживают лишь с дистанций $r > 1000$ Мпк, причём интенсивность радиоизлучения и концентрация радиогалактик и квазаров быстро нарастают при удалении [97, 211]. Это интерпретируют как результат эволюции Вселенной – уменьшения числа квазаров со временем. В баллистической теории Вселенная может быть бесконечной, вечной и статичной (§ 1.2), в среднем не меняясь со временем. Это подтверждается отсутствием изменений структуры и концентрации галактик на больших дистанциях, в прежние эпохи, отвечающие высоким $z \sim 6$, когда галактики по теории Большого взрыва ещё только формировались [222].

Для ритц-конверсии частоты света звёзд в инфракрасный и радиодиапазон не достаточно их орбитальных и галактических ускорений. Определяющим становится ускорение на поверхности звёзд, которое на порядки выше и наращивает λ не в разы (как при красном смещении), а в 10^3 – 10^6 раз. Тогда доля радиоизлучения растёт с увеличением пройденной светом дистанции r , и число эллиптических галактик, воспринимаемых как радиогалактики, быстро нарастает с ростом r , в согласии с наблюдениями [97, A50]. Трансформация оптического излучения в радиодиапазон объясняет близкую мощность излучения галактик, квазаров и радиогалактик: $P_0 \sim 10^{37}$ Вт [223, с. 36]. Аналогично для квазаров: с ростом r и z их концентрация растёт, но при $z > 3$ падает [120, 128, 248], видимо, от дальнейшего смещения спектрального максимума в длинноволновую область радиодиапазона, выходящую за пределы диапазона регистрации радиотелескопов. Тогда объекты перестают регистрироваться как квазары, а их излучение поглощается межгалактическим газом при достижении резонансных частот. В случае, если переизлучение происходит внутри галактики или g оказывается мало, оптическое излучение звёзд галактики переводится в ИК-излучение, тогда радиоизлучение галактики оказывается незначительным, чем можно объяснить значительный процент радиотихих квазаров.

С переизлучением может быть связано и группирование красных смещений квазаров возле ряда значений (например, $z \approx 1,95$ [110]). Частота света снижается ритц-эффектом, пока не достигнет следующей резонансной частоты, а затем эффективно переизлучается и далее не меняется. Поскольку частоты спектральных серий жёстко связаны, смещения основных линий, например H_α , группируются возле определённых z . С переизлучением межзвёздным газом связан и вид спектров квазаров и радиогалактик: он представляет собой интегральный спектр звёзд разных спектральных классов с разным g , которые от неравного переизлучения света разных частот могут формировать спектр любого профиля. Как правило, он представляет собой степенной спектр вида $S \propto f^{-\alpha}$ [119]. Для квазаров и радиогалактик характерное значение спектрального индекса $\alpha = 1$ можно объяснить искажением профилей электромагнитных волн за счёт вращения излучающих электронов по типу эффекта Барра (§ 1.1). Он делает профиль радиоволн пилообразным с характерным спектром, образованным из гармоник частот $f' = Hf$ с амплитудой, падающей как $\sim 1/H$ ($H \in \mathbb{N}$). При высоких номерах гармоник H это объясняет рент-

геновское, γ -излучение и радиоспектр вида $F \sim f^{-1}$, характерный для квазаров и радиогалактик типа Лебедь А, Дева А [119, с. 543].

Таким образом, баллистическая теория света не только прекрасно согласуется с наблюдаемыми особенностями радио- и рентгеновского излучения звёзд и галактик, но и позволяет объяснить ряд их свойств, непонятных в рамках существующих астрофизических моделей.

§ 2.3. Искажение видимой структуры изображений звёзд, планет и галактик

Орбитальное и осевое вращение звёзд, помимо искажения их спектра и блеска, приведёт к искажению видимой формы звёзд – растяжению или сжатию их изображений, наблюдаемых через астрономические приборы. Это связано с тем, что разные участки звезды, обладающие за счёт вращения разными лучевыми скоростями, испускают свет с разной скоростью, и он достигает Земли за неравные времена. В итоге земной наблюдатель может одновременно регистрировать свет удаляющегося и приближающегося края звезды из разных положений на орбите. От участков с промежуточными лучевыми скоростями – из промежуточных положений. Соответственно, изображение звезды покажется растянутым вдоль траектории её полёта. Чтобы доказать это, рассмотрим звезду на расстоянии r , с радиусом R и угловой скоростью ω перпендикулярной лучу зрения r (Рис. 2.8). Экваториальная точка N на лимбе звезды удаляется от Земли с окружной скоростью $v = \omega R$, а диаметрально противоположная точка M – с той же скоростью приближается. По баллистическому принципу скорость света c механически складывается со скоростью испустивших его точек M и N звезды. Поэтому свет от точки M достигнет Земли за время $r/(c + \omega R)$, а от N – за время $r/(c - \omega R)$ и воспримется на время $T \approx 2r\omega R/c^2$ позднее.

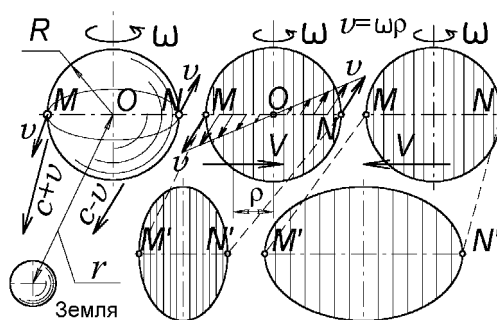


Рис. 2.8. Запаздывание света от правого края звезды по сравнению с левым приводит к искажению её видимой формы.

За время T звезда, летящая поперёк луча зрения со скоростью V , лежащей в экваториальной плоскости, сместится на расстояние $S = VT \approx 2rV\omega R/c^2$. Поэтому свет от крайних точек M и N на экваторе звезды, видимых одновременно, испущен в разные моменты, из разных положений звезды, разделённых дистанцией S . Другие точки звезды, отстоящие от оси вращения на величину прицельного параметра ρ , обладают промежуточными лучевыми скоростями $\omega\rho$ и

разницей смещений $S' \approx 2rV\omega\rho/c^2 < S$, заполняя весь отрезок S . Т.е. по баллистической теории звёзды приобретут вид не точек, а штрихов. Изображение звезды растянется вдоль траектории полёта. При типичных скоростях V и ω звёзд их размытие S столь мало, что даже в телескопы звезда видна как точка. Разрешение лучших астрономических труб $\sim 1'' - 0,1''$. А угол, под которым виден отрезок S , равен $\alpha \approx S/r = 2V\omega R/c^2$ радиан, что даже для быстрейших звёзд с $V \sim 200$ км/с и $\omega R \sim 200$ км/с даёт $\alpha \approx 0,2''$. И для большинства звёзд «вытянутость» незаметна.

В настоящее время интенсивно развивается интерферометрическая телескопия с угловым разрешением до $0,0001''$, позволившим различить диски звёзд. Эти наблюдения выявили эффект растяжения у звёзд с быстрым вращением, например у α Эридана (*Ахернар*): окружная скорость на экваторе $\omega R \sim 240$ км/с. Видимый диск α Эридана имеет форму не круга, а эллипса с отношением осей 2:3 (Рис. 2.9). Как отмечают астрофизики, вращение не может придать этой звезде столь высокое экваториальное сжатие [224]. Кроме того, звезда такой формы неустойчива: отношение экваториального диаметра к полярному $\sim 1,5-1,6$ близко к критическому.

Эллипсоидальность α Эридана может быть мнимой, – от искажения видимой формы звезды (Рис. 2.9). Если условно разбить диск звезды на полосы ширины $d\rho$, то для каждой полосы эффект размытия создаст видимый сдвиг $S/2 \sim rV\omega\rho/c^2$, пропорциональный её лучевой скорости $\omega\rho$ и прицельному параметру ρ – расстоянию полосы до центра O . В зависимости от направления тангенциальной скорости V_t звезды, её видимый размер $M'N'$ растянется или сожмётся по сравнению с MN на длину S , придав диску звезды форму эллипса (Рис. 2.8) [A24]. Эффект объясняет наблюдаемую форму и других быстро вращающихся звёзд – Регула (α Льва) и Альтаира (α Орла), экваториальный радиус которых на 20–30% превышает полярный (Рис. 2.9), что близко к пределу разрыва звёзд. У Регула поверхностная яркость полюсов и экватора мало отличается, хотя по теореме фон Цайпеля полюса, расположенные ближе к ядру звезды, обладали бы избытком яркости. Это доказывает, что вытянутая форма звёзд – иллюзорна: истинная форма звезды близка к шару, а распределение температуры и яркости по поверхности однородное [A40]. Не нашло объяснений и сжатие Регула вдоль скорости \mathbf{V} звезды, словно ось вращения сонаправлена с \mathbf{V} . Напротив, теория Ритца предсказывает растяжение-сжатие звёзд вдоль \mathbf{V} , даже если ось вращения перпендикулярна \mathbf{V} (Рис. 2.9), что типично для двойных систем.

Оценим теоретическое значение $S_c = 2rV\omega R/c^2$ и сравним с наблюдаемым S_o . Так, трансверсальная скорость собственного движения Ахернара $V \approx 21$ км/с, окружная скорость на экваторе $\omega R \approx 250$ км/с, расстояние до Ахернара $r \approx 139$ св. лет $\approx 1,3 \cdot 10^{18}$ м, откуда $S_c \approx 143$ млн. км. Наблюдаемая разница экваториального и полярного диаметра $S_o \approx 6$ млн. км, т.е. теоретическое S_c достаточно для объяснения наблюдаемых искажений. Значение S_o меньше, ввиду переизлучения в межзвёздном газе, тогда $S_c = 2lV\omega R/c^2 = S_o$, при длине экстинкции $l \sim 6$ св. лет, что по порядку величины совпадает с оценкой Фокса $l \sim 1$ св. года (§ 1.1). В действительности, судя по

всему, вектор скорости \mathbf{V} направлен вдоль короткой оси звезды, т.е. звезда сжата, а не растянута (Рис. 2.8), а наблюдаемый экваториальный диаметр кажется короче полярного. Действительно, вектор \mathbf{V} собственного движения в проекции на картинную плоскость направлен под углом 24° (в экваториальных координатах), а малая ось Ахернара – под углом 39° . Такое направление \mathbf{V} подтверждается наличием у Ахернара протяжённых светящихся областей, вытянутых вдоль короткой оси звезды и наблюдаемых в ИК-диапазоне, в котором поглощение газа и пыли ниже (l выше), поэтому $S_c = 2lV\omega R/c^2$ может достигать значения $S_c \approx 143$ млн. км, превышающего диаметр звезды $D \approx 15$ млн. км. Т.е. в ИК-диапазоне происходит мнимый переверот изображения звезды. А свет звезды приобретает линейную поляризацию, поскольку круговые орбиты электронов иллюзорно вытягиваются, так же как диски звёзд. Соответственно, амплитуды поля E в продольном и поперечном к \mathbf{V} направлению перестают совпадать, т.е. свет приобретает линейную поляризацию. Действительно, излучение Ахернара поляризовано, причём позиционный угол поляризации (37° в экваториальных координатах) практически совпадает с углом малой оси (39°) Ахернара, что служит подтверждением движения Ахернара в направлении малой оси.

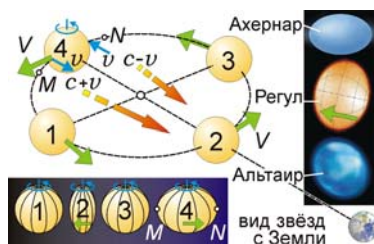


Рис. 2.9. Вариации видимой формы звезды в зависимости от её положения на орбите и направления движения.

Искажения видимой формы обнаружены также у цефеид. В частности, у Полярной звезды, в рамках пульсационной теории цефеид, предполагали обнаружить радиальные пульсации, но фактически, в зависимости от фазы колебаний, диск звезды изменял не размер, а форму, попеременно становясь вытянутым и сжатым, словно разные участки звезды пульсировали несинхронно. Сходный эффект открыт у долгопериодической переменной Миры (о Кита). В баллистической теории эффект получил естественную интерпретацию, т.к. орбитальное движение звезды (Рис. 2.9) должно синхронно менять видимый блеск и форму звезды [A39, A 41, A50].

Поскольку лучи света от движущихся к Земле участков M звезды опережают лучи света от удаляющихся участков N , орбитальное движение звезды в направлении MN «сжимает» её диск вдоль MN (положение 2 на Рис. 2.9). В противоположной точке орбиты диск звезды, смещаясь в направлении NM «растянется» (положение 4 на Рис. 2.9). Колебания видимой формы звёзд, в такт их движению по орбите, реально зафиксированы ИК- и оптическими интерферометрами, скажем у β Лиры (Рис. 2.10), θ_2 Ориона и о Кита В (Рис. 2.18), δ Скорпиона [225]. Причём, если вытягивание звёзд в плоскости орбиты обычно объясняют приливным искажением их формы,

то наблюдаемое в некоторых фазах у спутника β Лиры и о Кита В сжатие в этой плоскости можно объяснить только иллюзорным искажением формы по типу 2 на Рис. 2.9.

Кроме искажений видимой формы у α Цефея и β Лиры (Рис. 2.10), в такт с орбитальной фазой меняется поляризация, направление которой, так же как в случае Ахернара, определяется, по баллистической теории, направлением мгновенной скорости V звезды [A41]. Если плоскость орбиты и ось звезды наклонена к лучу зрения r , а угловая скорость ω её поверхности меняется по широте (*дифференциальное вращение*), колебания формы звезды приобретут более сложный характер. У звёзд с твердотельным вращением диск растягивается пропорционально и наблюдается в виде эллипса, а у звёзд с дифференциальным вращением экваториальные сегменты, вращаясь с избытком скорости ω , создают избыточное растяжение экватора. Такая форма обнаружена у α Жертвенника (Рис. 2.10). Если зависимость ω от широты φ имеет вид

$$\omega(\varphi) = \omega_0 - \omega_1 \sin^2 \varphi, \quad (2.5)$$

(характерную для Солнца, для которого $\omega_0 = 0,25$ рад/сут, $\omega_1 = 0,05$ рад/сут [226]), то видимая форма диска звезды задана уравнением в осях x (вдоль экватора) и y (вдоль оси вращения):

$$x(y) = (R^2 - y^2)^{1/2} - rV_x \omega(\varphi) (R^2 - y^2)^{1/2} / c^2 = (R^2 - y^2)^{1/2} (1 - [\omega_0 - \omega_1 y^2 / R^2] rV_x / c^2). \quad (2.6)$$

При $\omega_1 = 0$, т.е. в отсутствие дифференциального вращения, зависимость (2.6) соответствует эллипсу. А при $\omega_1 \neq 0$ видимый диск звезды приобретает более сложную форму (Рис. 2.10).

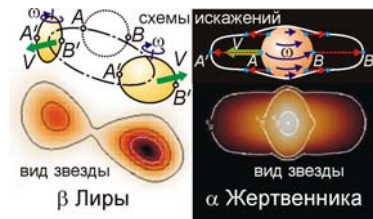


Рис. 2.10. Искажение видимой формы звёздных дисков при твердотельном (*слева*) и дифференциальном (*справа*) вращении, на примере звёзд β Лиры и α Жертвенника.

Аналогичные колебания размеров и форм, необъяснимые в рамках теории пульсаций, зарегистрированы посредством интерферометров также у Бетельгейзе (α Ориона). В такт с колебаниями блеска с периодом $P = 6,4$ года эта звезда меняет свои размеры и форму, но иначе, чем следует из теории пульсаций. Предполагают, что звезда имеет неправильную форму, и поочередно поворачивается к Земле участками, имеющими разные контуры и яркости. С точки зрения теории Ритца эти колебания яркости и формы могут быть мнимыми, вызванными движением звезды, обладающей сферической формой и однородной яркостью. Измерения средних диаметров таких звёзд интерферометрами показывают их колебания в такт с колебаниями блеска, хотя истинные размеры и абсолютные светимости звёзд могут не меняться (Рис. 2.9). Аналогично, открытое в период с 1993 по 2009 г. сжатие видимого диска Бетельгейзе на 15 % с пре-

образованием формы из круга в эллипс, при неизменной яркости и скорости вращения звезды, интерпретируется по теории Ритца как оптическая иллюзия – растяжение-сжатие изображения.

Поскольку ось вращения звезды в общем случае наклонена к лучу зрения, искажение формы приобретёт более сложный характер. Если α – угол наклона экваториальной плоскости звезды к лучу зрения, тогда лучевая скорость на лимбе звезды на угловом расстоянии φ от центрального меридиана составит $v_r = R\omega \cdot \cos\alpha \cdot \sin\varphi$. Таким образом, при искажении диск (лимб) звезды также приобретает форму эллипса, но степень искажения ниже пропорционально $\cos\alpha$.

Эффект вытягивания изображений звёзд вдоль траекторий их полёта, от разницы скоростей испущенных ими лучей света, впервые предсказал О. Коши [83, с. 141]. На баллистический эффект изменения видимой формы крутящейся звезды при её движении впервые обратил внимание автора К.А. Хайдаров в 2006 г. (ранее аналогичный эффект автор отметил в работе [A21]). Упоминание эффекта есть также в работах М.И. Дуплищева [227, с. 85].

У цефеид открыта и другая аномалия: многие из них, включая Полярную, окружает прозрачная кольцевая оболочка-кокон ~ 2 -3 диаметров звезды и $\sim 5\%$ яркости [228, 229]. Природа и стабильность этих «коконов» непонятна. По баллистической теории кольцевой след мог оставить спутник, модулирующий блеск по эффекту Ритца. При скорости вращения $\omega R \geq Pc^2/2rsini$ изображение спутника растянется вдоль всей орбиты, образуя светящееся кольцо, эллипс вокруг звезды (Рис. 2.11). Для Полярной эффект возможен при разности времён хода $T = 2r\omega R/c^2 \geq P$, где $P = 4$ сут – период обращения гипотетического спутника, равный периоду колебаний блеска. Расстояние r/c до Полярной в световых годах – 430 лет, что в 40000 раз больше P . Т.е. требуется экваториальная скорость спутника $\omega R > c/(2r/cP) \approx 4$ км/с. Для сравнения, у Солнца экваториальная скорость $\omega R \approx 2,3$ км/с, у α Эридана $\omega R \sim 240$ км/с.

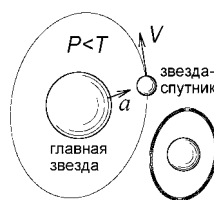


Рис. 2.11. «Кокон» вокруг цефеид, как результат «размытия» изображений спутников вдоль орбиты в кольцо (справа).

Кольца наблюдались также у обычных звёзд и галактик, причём эффект был предсказан ещё в 1970 г. Б. Уоллесом [55], задолго до обнаружения структур интерферометрами. В отдельных случаях астрономы интерпретируют такие кольца как проявление гравитационных линз. Кольца, как правило, незамкнуты и чаще имеют форму узкого серпа. Если структуры образованы «размазанным» вдоль орбиты изображением звезды, их вид определяется коэффициентом размытия $D = T/P$. Изображения звёзд с большим периодом $P \sim 1$ года обычно не могут растянуться вдоль всей орбиты, и видны в форме серпов, дуг и отдельных штрихов (Рис. 2.12).

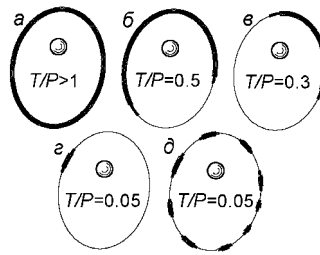


Рис. 2.12. Типы размытия звезды в зависимости от $D = T/P$: а) кольцо, б) серп, в) дуга, г) штрих, д) пунктир (коэффициент мультипликации $N = 9$).

Светящиеся дуги смещаются в ходе движения звезды-спутника по орбите, и либо окружают центральную звезду, либо пересекают её видимый диск. Во втором случае изображение создаст впечатление, что из звезды выходит протяжённый светящийся выброс, удаляющийся от звезды или образующий петли, типа протуберанцев. Подобные протяжённые «выбросы», «джеты» открыты методами интерферометрии у ряда переменных звёзд, включая Полярную, Бетельгейзе, α Кита [230], UV Кита [211] и др. (Рис. 2.18). Некоторые крупные «выбросы» могут оказаться иллюзорными, размытыми изображениями летящих по орбите спутников звезды, или её ярких участков с избытком скорости [A23, A24]. Подобные вытянутые вдоль траектории полёта светящиеся структуры обычно интерпретируют как газопылевые хвосты, выбросы звёздного ветра и шлейфы межзвёздного газа, свечение которого возбуждает летящая звезда. В отличие от реальных пылевых дисков, наблюдаемых у таких звёзд, как Фомальгаут, хвосты и светящиеся диски отличает аномальное поведение: они возникают и исчезают, как у звезды ГYC 8241-2652.

«Размытые» вдоль орбит изображения кратных звёзд в десятки раз превосходят размеры самих звёзд, имеющих вид ярких пятен на крупных тусклых дисковидных изображениях, типа «звёзд-гигантов»: подобный вид имеет Бетельгейзе (α Ориона). Это приводит к завышению угловых размеров звёзд-гигантов, переменность которых в рамках эффекта Ритца связана с движением звёзд-спутников (§ 1.5). Размытыми изображениями звёзд могут оказаться также светящиеся волокна, образующие волокнистые туманности, планетарные туманности и остатки вспышек сверхновых (*плерионы*) [A41]. Механизм свечения и стабильности «газовых волокон» до сих пор не выяснен. А из теории Ритца волокна могут быть оптическим эффектом.

В форме дуг, штрихов наблюдаются также звёзды, квазары, галактики, образующие вместо одного – ряд изображений, например PKS 0637-752. Умножение изображений, как правило, интерпретируют по гипотезе гравитационных линз. По теории Ритца звезду можно наблюдать в ряде точек её орбиты, если свет, излучённый в разные моменты с разной скоростью, приходит к Земле синхронно. Тогда число изображений задано коэффициентом мультипликации N , который для круговой орбиты с $i = 90^\circ$ и орбитальной скоростью V составляет при большом числе изображений величину $N \sim [4Vr/Pc^2]$ (квадратные скобки выделяют целую часть) [A41], а точнее $N \sim [4Vr/Pc^2 + 1] \pm 1$, где r – расстояние до двойной системы, V и P – орбитальные скорость

и период. С учётом вращения звезды эффект ведёт к размытию точечных изображений в дуги, штрихи, вытянутые вдоль орбиты (Рис. 2.12.д). Такой вид имеет объект 0024+1654 (Рис. 2.13).

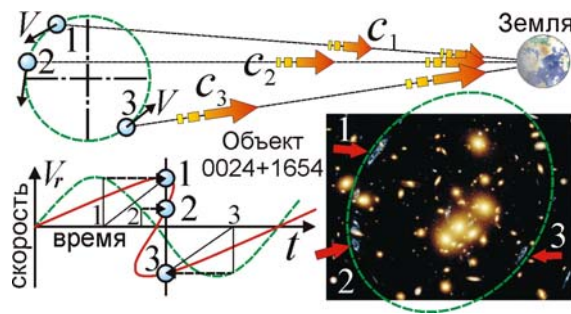


Рис. 2.13. Механизм умножения числа изображений ($N = 3$) квазизвёздного объекта 0024+1654 за счёт искажения и неоднозначности кривой лучевых скоростей ввиду неравенства скоростей света c_1, c_2, c_3 , излучаемого звездой в положениях 1, 2, 3.

Аналогично можно объяснить открытое в туманности Андромеды (M31) кольцо из сотен одинаковых красных звёзд, а внутри него – меньшее кольцо из синих звёзд. В рамках баллистической теории кольца могут формировать две звезды (или два шаровых скопления) – раннего и позднего спектральных классов, обращающиеся возле центра масс O по эллиптическим орбитам (Рис. 2.14). За счёт разницы скоростей звёзд наблюдаются тысячи изображений звёзд, распределённых вдоль орбит. Если орбитальный период преобразуется по эффекту Ритца $P' = (1 + ra_r/c^2)P$, вариации лучевого ускорения a_r системы приводят к изменению числа дополнительных изображений по закону $N' = [4rV/c^2P(1 + ra_r/c^2)] \pm 1$, где P' – наблюдаемый орбитальный период системы, как показано автором [A41]. Именно такой эффект наблюдался после вспышки сверхновой SN 1987A, остаток которой представляет собой систему колец, причём на центральном наблюдался ряд ярких точек, число N которых со временем менялось [A41].

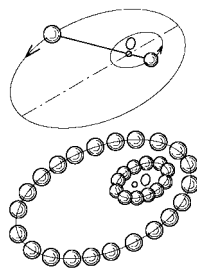


Рис. 2.14. Вращение двойной звезды или двух шаровых скоплений образует два кольца из изображений звёзд, выстроенных вдоль орбит (внизу).

У галактик, за счёт меньшей эффективности переизлучения (большей длины экстинкции в межгалактическом газе), умножение изображений наблюдать проще. П. Бергман предсказывал в рамках баллистической теории эти лишние изображения-миражи и считал их отсутствие аргументом против теории Ритца [231]. Когда же кратные изображения были открыты в 1979 г. [42], их интерпретировали как подтверждение теории относительности и эффекта гравитацион-

ных линз, несмотря на ряд противоречий (число, структура изображений). Так, у первого открытого двойного квазара QSO 0957+561 изображения вытянуты вдоль эллипса (Рис. 2.15).

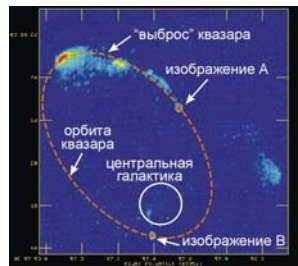


Рис. 2.15. Умножение числа изображений у квазара QSO 0957+561, летящего по предполагаемой орбите (пунктир) вокруг центральной галактики.

Поскольку в теории гравитационных линз такая структура изображений невозможна, лишние изображения интерпретируют как выбросы галактик – их джеты, хотя они неотличимы от других изображений. Незамкнутое движение групп галактик приведёт, при различном запаздывании изображений от галактик с разной лучевой скоростью или при умножении изображений, – к образованию «цепочек» галактик, например VV 172 и NGC 1490 [168]. Подобные цепочки образуют иногда и звёзды, изображения которых связаны волокнами [126]. Их тоже можно интерпретировать как результат умножения звёздных изображений и размытия вдоль траекторий. Характерны кратные изображения и для объектов Гербига-Аро, где число сгущений и их яркости I' быстро меняются, что естественно интерпретировать по ритц-эффекту, так же как сверхбыстрое движение изображений, особенно при появлении новых изображений или перед их слиянием и исчезновением (в моменты пересечения временным сечением петель на кривой лучевых скоростей). В эти моменты ускорение достигает критической величины $a_r = -c^2/r$, приводя к убыстрению видимых движений дополнительных изображений, которые интерпретируют как выбросы, джеты. Иллюзорная измеренная скорость «выбросов» $V_\tau' = V_\tau dt/dt' = V_\tau/(1 + ra_r/c^2)$ при критическом a_r бесконечно нарастает по сравнению с истинной тангенциальной скоростью V_τ . Действительно, у ряда квазаров обнаружены «выбросы» со скоростями $V' \gg c$ [105, с. 85], которые по баллистической теории (не отрицающей сверхсветовых движений у частиц, § 4.7) являются дополнительными изображениями, скорость которых увеличена ритц-эффектом. Завышение V' связано и с завышенным расстоянием квазаров (§ 1.2).

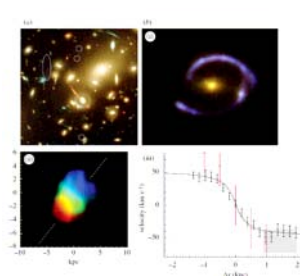


Рис. 2.16. Примеры «гравитационных линз» (*вверху*) и структура распределения лучевых скоростей в зависимости от смещения Δx (*внизу*) на примере галактического кластера Эйбл 2218 и MACS J2135-0102 [232].

Связь искажения изображений объектов и разницы скоростей света от разных их участков подтверждается спектральным анализом. Обнаружено, что спектральные линии противоположных участков изображений, например у объекта MACS J2135-0102 [232], обладают систематическим красным и синим смещениями (Рис. 2.16). Действительно, по баллистической теории изображение от участков галактики, движущихся в направлении Земли (*синее смещение*), смещено вперёд в направлении движения (по отношению к основному изображению). А участки с наивысшей скоростью удаления (*красное смещение*) отстают от основного изображения, и смещение Δx от центра пропорционально лучевой скорости V_r . Действительно, наблюдаемая зависимость $\Delta x(V_r)$ в интервале $-30 < V_r < +30$ км/с (Рис. 2.16) близка к линейной [232]. Нелинейность связана с переизлучением в облаках окружающего галактики межзвёздного газа, особенно для участков галактик, в которых лучевые скорости сравнительно малы. Соответственно для этих участков график $\Delta x(V_r)$ имеет большую крутизну, но становится более пологим при увеличении модуля лучевой скорости (Рис. 2.16). Измеренное распределение лучевых скоростей по изображению объектов позволит восстановить истинный вид галактик или квазаров.

В рамках баллистической теории и эффекта размытия получает естественную интерпретацию и двойная структура радиоизображений у квазаров и радиогалактик [128, с. 52]. Наравне с центральным ярким оптическим и радио-компонентом, у них наблюдаются боковые симметрично расположенные радиоизлучающие области (*уши*), которые естественно сопоставить «отстающему» и «опережающему» (вдоль вектора собственного движения \mathbf{V}) изображению галактики, как впервые отмечено автором [A24, A40, A14, с. 245]. Источником служат электроны, вращающиеся в магнитном поле звёзд со скоростями $v \sim c$. Соответственно электроны со скоростью, направленной к Земле ($V_r = -v$), излучая свет со скоростью $c + v$, формируют опережающее изображение, а со скоростью от Земли ($V_r = v$), излучая свет со скоростью $c - v$, формируют отстающее изображение (Рис. 2.17). Подобные «опережающие» и «отстающие» изображения обнаружены Н.А. Козыревым также у отдельных звёзд в ИК-диапазоне при регистрации болометром [233, A40]. В ИК- и радиодиапазоне, для которых длина волны λ больше, чем у видимого света, изображения проще обнаружить, ввиду малого поглощения.

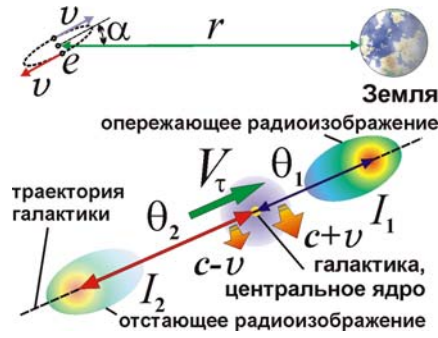


Рис. 2.17. Схема формирования двойных радиоизображений радиогалактик и квазаров.

В случае, если $v \sim c$ (у релятивистских электронов, с орбитами наклонёнными на угол α к лучу зрения), симметрия опережающего и отстающего изображений нарушается. Действительно, излучение от сближающихся электронов достигает Земли раньше на время $\Delta t_1 = r/c - r/(c + v \cos \alpha)$, чем свет самой галактики. А излучение отдаляющихся электронов – позже на время $\Delta t_2 = r/(c - v \cos \alpha) - r/c$. Соответственно, опережающее изображение регистрируют на угловом расстоянии $\theta_1 = \Delta t_1 V_\tau / r$ впереди центрального (по ходу \mathbf{V} движения галактики), а отстающее, напротив, – отстаёт на угол $\theta_2 = \Delta t_2 V_\tau / r$ от центрального. При $v \ll c$ эти углы $\theta_1 \approx \theta_2$, а при $v \sim c$ уже $\theta_1 < \theta_2$. Причём из этой разницы легко определить и направление, и величину скорости галактики $V_\tau = c 2\theta_1 \theta_2 / (\theta_2 - \theta_1)$, а также величину лучевой скорости электронов $v \cos \alpha = c(\theta_2 - \theta_1) / (\theta_2 + \theta_1)$. У опережающего изображения, от приближающихся электронов, интенсивность $I_1 \approx I_0(1 + v \cos \alpha / c)^2 \approx I_0 4\theta_2^2 / (\theta_2 + \theta_1)^2$, должна быть выше интенсивности отстающего изображения $I_2 \approx I_0(1 - v \cos \alpha / c)^2 \approx I_0 4\theta_1^2 / (\theta_2 + \theta_1)^2$. Действительно, если электрон в своей системе отсчёта излучал в направлении скорости \mathbf{v} в пределах телесного угла $d\Omega = ds/(ct)^2$ мощность $dW = I_0 d\Omega r^2$, то при добавлении скорости \mathbf{v} электрона к скорости света \mathbf{c} , вектор скорости света станет $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{v}$, и та же мощность поступает в меньший телесный угол $d\Omega_1 \approx ds/c'^2 t^2 \approx ds/(c + v)^2 t^2$. Отсюда интенсивность света $I_1 = dW/d\Omega_1 r^2 \approx I_0 d\Omega/d\Omega_1 = I_0(1 + v/c)^2$ или с учётом движения под углом α , $I_1 \approx I_0(1 + v \cos \alpha / c)^2$. В итоге получим $I_2/I_1 \approx (\theta_1/\theta_2)^2$. Действительно, у радиогалактик, квазаров и N-галактик наблюдается различие углов θ_1 и θ_2 , причём ярче всегда именно изображение, соответствующее меньшему углу θ_1 и примерно в той же пропорции $I_2/I_1 \approx (\theta_1/\theta_2)^2$ – см. таблицу 2.1 [128, с. 56]. Как видно, результаты совпадают в пределах 30–50 %: расхождение связано с неточным измерением углов θ_1 , θ_2 , (ввиду дисперсии скоростей и соответственно размытости изображения) и неточностью формулы для угла $d\Omega_1$. Точное значение составит $d\Omega_1 \approx ds(c + v \cos \alpha) / c^3 t^2$. Соответственно находим точное значение

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{c - v \cos \alpha}{c + v \cos \alpha} \cdot \left(\frac{c^2 + v^2 + 2cv \cos \alpha}{c^2 + v^2 - 2cv \cos \alpha} \right)^{3/2},$$

которое позволяет согласовать теорию и эксперимент (таблица 2.1), а по значениям I_2/I_1 и $\nu \cos \alpha = c(\theta_2 - \theta_1)/(\theta_2 + \theta_1)$ определить скорость ν и угол α , соответственно

$$\nu = c \sqrt{\frac{4(\theta_2 - \eta\theta_1)}{(\theta_2 + \theta_1)(\eta - 1)} + 1}, \quad \cos \alpha = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\theta_2 + \theta_1} \cdot \frac{c}{\nu} = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\theta_2 + \theta_1} / \sqrt{\frac{4(\theta_2 - \eta\theta_1)}{(\theta_2 + \theta_1)(\eta - 1)} + 1}, \quad \text{где } \eta = \left(\frac{I_1 \theta_2}{I_2 \theta_1} \right)^{2/3}.$$

Значения (см. Таблицу 2.1) определяются с погрешностью, т.к. электрон излучает к наблюдателю не только при движении под углом α к лучу зрения, но и из соседних точек. Таким образом, замеры углов θ_1 , θ_2 и I_2/I_1 позволяют установить направления и величины скоростей V и ν галактики: скорость V_τ направлена вдоль линии, соединяющей изображения, в сторону более близкого компонента, отстоящего на угол θ_1 . По характерным скоростям галактик $V_\tau \sim 10^3$ км/с и звёзд или электронов в них $\nu \cos \alpha \sim 10^3..10^4$ км/с баллистическая теория предсказывает характерные угловые размеры квазаров и радиогалактик $\theta_1 + \theta_2 \approx 2V_\tau \nu \cos \alpha / c^2 \approx 5'' - 50''$, близкие к измеренным [128]. По расчётным величинам V_τ , $\nu \cos \alpha$ и по измеренной из доплер-эффекта зависимости $\nu_r(x, y)$, с помощью простой компьютерной программы можно восстановить истинное радиоизображение галактики, соответственно сместив отдельные точки изображения на углы $\theta_1(\nu_r)$ и $\theta_2(\nu_r)$ и пропорционально $(\theta_1/\theta_2)^2$ скорректировав их яркости.

Источник	3С 33	3С 47	3С 109	3С 390.3
тип	радиогалактика	квазар	Н-галактика	Н-галактика
z	0,06	0,425	0,306	0,056
θ_1 , сек. дуги (")	109	24	37,5	101
θ_2 , сек. дуги (")	135	38	44	167
$I_1, 10^{-26}$ Вт/м ² /Гц	9,7	2,4	2,3	7,8
$I_2, 10^{-26}$ Вт/м ² /Гц	3,3	1,3	1,9	3,0
(I_1/I_2)	2,94	1,84	1,21	2,6
$(I_1/I_2)_{\text{теор}} = (\theta_2/\theta_1)^2$	1,53	2,5	1,37	2,73
$(\nu_r)_{\text{теор}} = \nu \cos \alpha$, км/с	32000	67700	24000	73800
$\nu_{\text{теор}}$, км/с	–	168600	182300	90650
α , градусы дуги (°)	–	66,3	82,5	35,4
$V_{\text{теор}}$, км/с	1645	189	738	743

Таблица 2.1.

Эффект «растяжения» изображений звёзд объясняет также туманности вокруг пульсаров, где хорошо различимы волокна и джеты – струи светящегося газа, якобы испущенного пульсарами. С точки зрения баллистической теории «волокна» могут быть размытыми вдоль траекторий изображениями звёзд [A23, A24], формирующими яркий клубок траекторий. Эти размытые изображения звёзд имеют вид джетов, обнаруженных в оптическом, ИК- и рентгеновском диапазонах, например у объекта Скорпион X-1. В рамках теории Ритца эти джеты и их гигантская скорость могут быть иллюзией от «размытия» звёзд вдоль траектории полёта.

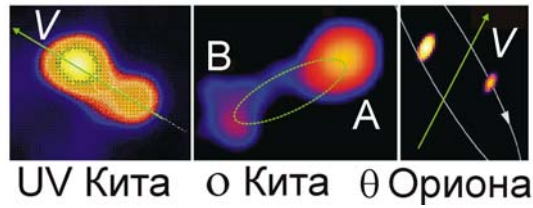


Рис. 2.18. Схема размытия звёзд вдоль траекторий полёта как механизм формирования видимых волокнистых туманностей, хвостов, джетов, светящихся дисков у звёзд.

В Кассиопее А волокна возникают из пустоты, двоятся и исчезают [211]. Это доказывает, что дуги, джеты и «хвосты» звёзд представляют собой оптические иллюзии: возникновение, исчезновение кратных звёздных изображений давно предсказано теорией Ритца [231]. В рамках современных теорий пульсаров не удаётся также объяснить природу светящегося тора из гелия, опоясывающего пульсар в Крабовидной туманности и ряд других пульсаров (Рис. 2.19). С точки зрения баллистической теории этот тор может оказаться не кольцом газа, а формироваться гелиевыми звёздами класса В, вращающимися возле пульсара и образующими размытые вдоль круговых орбит прозрачные следы со спектром гелия. Изображения звёзд, размытые и размноженные вдоль круговых орбит, в таком случае и должны формировать тор [A41].

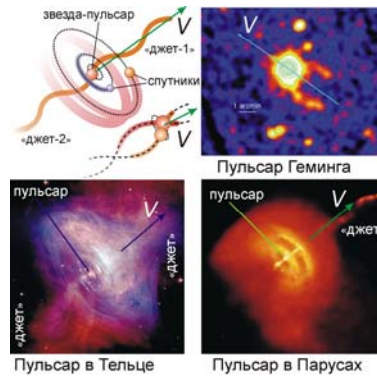


Рис. 2.19. Схема образования джетов, хвостов, колец и туманностей у пульсаров и их примеры.

Поскольку длина размытого изображения $S = 2rV_t\omega R/c^2$ пропорциональна скорости V_t звезды, получает естественное объяснение тот факт, что пульсары с быстрым собственным движением V_t , скажем IGR J11014–6103, оставляют длинные светящиеся шлейфы (Рис. 2.19), «джеты», вытянутые вдоль траектории полёта. Яркие примеры – пульсар в Парусах (Vela), Геминга, PSR J0535+2200. Эти структуры в рамках пульсарных теорий объясняли исключительно в рамках гипотезы о совпадении вектора скорости \mathbf{V} пульсаров с осью их вращения, вдоль которой выстреливаются джеты. Но такой полёт пульсаров вдоль оси вращения маловероятен и противоречит расчётному направлению их осей [211]. Джеты, вытянутые вдоль вектора скорости \mathbf{V} пульсаров, часто имеют вид синусоид, спиралей, например, у пульсара Парусов и Геминги. Это может быть связано с движением звезды по волнистой траектории (Рис. 2.19), за счёт

возмущения её траектории тяготением спутников [A41]. По той же причине «хвосты» пульсаров обычно отклоняются на несколько градусов от траектории полёта, и иногда регистрируют второй «хвост», выходящий под углом к первому, например у объекта IGR J11014–6103. Второй джет может быть результатом размытия изображения более лёгкого спутника. Яркие пятна в джетах могут быть изображениями звезды, размноженными вдоль траектории полёта. Обычно для объяснения этих аномалий вводят всё более сложные новые гипотезы, полагая, что пульсар выбрасывает газ сгустками. Но эти гипотезы не объясняют протяжённые рентгеновские хвосты пульсаров типа PSR J0357, у которого по данным орбитальной обсерватории «Ферми» хвост имеет длину 4 световых года и излучает столько же энергии, сколько сам пульсар. Баллистическая теория элементарно объясняет «хвосты» пульсаров как размытое изображение звезды. Отсюда гигантская светимость «хвоста», сопоставимая со светимостью самой звезды.

Туманности-плерионы на месте вспышек сверхновых, согласно баллистической теории, тоже представляют собой изображения пульсаров, «размытые» вдоль траекторий. Поэтому туманности, как правило, вытянуты вдоль вектора скорости \mathbf{V} пульсара, в том числе у Крабовидной туманности. Это свидетельствует, что интенсивно излучающие плерионы с симметричной структурой, образованные на месте вспышек сверхновых II типа, – иллюзорны, так же как взрывы этих звёзд (§ 1.5). Однако туманности сверхновых типа Ia, имеющие вид сферы, заполненной клубами газа, реальны, представляя собой следы реального взрыва звёзд [A44].

В планетарных туманностях эффект Ритца не столь силён, как в плерионах. Поэтому центральная звезда и туманность излучают в основном в оптическом диапазоне. Для современных теорий трудность представляет природа оптического свечения планетарных туманностей и всеволнового излучения туманностей-плерионов. Предполагалось, что его поддерживает центральная звезда, излучающая свет и потоки энергичных электронов, хотя это означает гигантскую мощность излучения звезды. А у ряда плерионов, скажем у Петли Лебеда центральная звезда вообще не обнаружена. С точки зрения теории Ритца такие свойства туманностей естественны, если те представляют собой результат размытия и рассеяния света многих звёзд, излучение которых усилено ритц-эффектом. Это объясняет, почему при частоте вспышек сверхновых II типа – раз в 50–100 лет, туманностей-плерионов в Галактике крайне мало [175, 210]. Поскольку в рамках теории Ритца вспышки SN II – иллюзорны (в отличие от теории, по которой вспышки SN II – это взрывы, со следами в виде туманностей и пульсаров [211]), плерионы образованы размытыми изображениями звёзд-спутников вокруг центральной яркой звезды. Поскольку звёзды-спутники есть не у всех вспыхивающих звёзд, большинство вспышек SN II оставляют после себя одиночные пульсары без туманностей. Действительно, наблюдаемое число пульсаров намного лучше соотносится с ожидаемым числом остатков вспышек SN II.

Сближение с иллюзорной скоростью V' звёздных скоплений, формирующих туманности-плерионы, объясняет их быстрое «расширение». Рост углового размера $\alpha = \rho/r$ туманности вызван не ростом её радиуса ρ , а снижением дистанции r (Рис. 2.20). Рост углового размера

$$d\alpha/dt = V'\rho/r^2, \quad (2.7)$$

как правило, объясняют расширением туманности после взрыва со скоростью

$$V_i = r d\alpha/dt = V'\rho/r. \quad (2.8)$$

Если ритц-эффект наращивает регистрируемую скорость $V' = Vg$ в миллионы раз ($g \sim 10^6$), по сравнению с истинной $V \sim 10$ км/с (§ 2.1), то при $\alpha = \rho/r \sim 0,001$ рад, типичном для туманностей в Тельце и Кассиопее, найдём $V_i \sim 10000$ км/с – гигантские мнимые скорости «расширения», которые порядка измеренных [210]. Теория объясняет и рост скорости V_i , а при образовании туманностей при взрыве, межзвёздная среда лишь тормозила бы выброшенный взрывом газ. С позиций баллистической теории у Крабовидной и других туманностей рост скорости $V_i = V'\rho/r$ вызван сокращением дистанции r . При $V' \sim 10^{10}$ м/с, $V_i \sim 10^7$ м/с и $r \sim 10^{20}$ м получим ускорение

$$a_i = dV_i/dt = V_i V'/r \sim 10^{-3} \text{ м/с}^2, \quad (2.9)$$

близкое к измеренному у Крабовидной туманности [210]. Параллельно слабеет радиоизлучение туманностей ввиду снижения r и a_r . В Крабовидной туманности росту периода пульсара на 0,04% в год соответствует спад радиояркости $I_R' = I_R/(1 + ra_r/c^2)$ на доли процента в год [210].

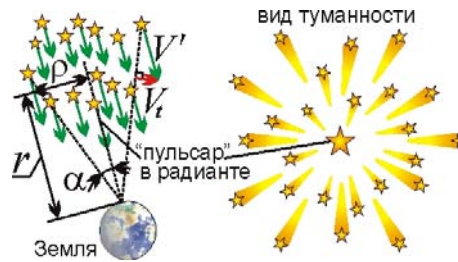


Рис. 2.20. Ускоренное видимое движение звёздного скопления создаёт иллюзию расширения из радианта, где виден яркий неподвижный пульсар.

За счёт сближения и роста видимого размера звёздного скопления, звёзды кажутся разбегающимися из центра, оставляя в ходе размытия радиальные треки, типа метеоров, расходящиеся из радианта (Рис. 2.20). Эти светящиеся треки могут быть приняты за волокна газа, выброшенного взрывом. Радиальное движение звёзд открыто также у другого скопления в созвездии Тельца – Гиад, где звёзды, напротив, движутся к радианту – скопление «сжимается» в ходе удаления [200] (такие радиальные волокна наблюдаются и в планетарных туманностях). И только центральная звезда ($\rho = 0$), для которой $V_i = V'\rho/r = 0$, не смещается и воспринимается в виде яркого пульсара (так же как метеор в радианте имеет вид яркой вспышки, а не трека). Эта гипотеза объясняет, почему у звезды в центре туманности Кассиопея А спектр соответствует углеродной атмосфере, которая невозможна для пульсара, но типична для некоторых звёзд.

В туманностях, кроме волокнистой, расширяется и аморфная структура. Это связано либо со световым эхо – засветкой вспышкой всё новых участков межзвёздного газа, либо со звёздным ветром – потоками плазмы от звезды, образующими её корону. Вокруг сверхновых звёзд и пульсаров яркость короны увеличена ритц-эффектом в $g \sim 10^6$ раз, отчего корона, излучающий межзвёздный газ и размытые изображения звёзд выглядят как туманность. Плавное смещение частоты ведёт к высвечиванию эмиссионных линий газа вокруг пульсара (§ 2.2). Эффект Ритца визуализирует и циклотронное радиоизлучение электронов у звёзд, повышая его мощность и частоту. Это объясняет поляризацию и высокую светимость Крабовидной туманности, а потоки звёздного ветра наблюдаются как джеты. В отличие от тонких ярких «джетов», образованных «размытием» звёзд, эти широкие диффузные джеты, заметные в Крабовидной туманности, реальные и имеют переменную толщину, ввиду расширения газа при удалении от пульсара. Джеты тоже размыты вдоль линии полёта пульсара ввиду разницы скоростей света от разных участков.

Высвечивание излучения звезды в межзвёздном газе на резонансных частотах (§ 2.2) объясняет также свечение туманностей вокруг новых и сверхновых звёзд. Звезда наблюдается как новая или сверхновая, когда повышает свою яркость по эффекту Ритца при достижении ускорением критической величины $a_r = -c^2/r$. Те участки межзвёздного газа, в которых это условие выполнено, также выглядят яркими, т.к. эффективно поглощают и излучают свет. При этом в заданный момент времени можно одновременно видеть свечение тех точек M межзвёздного газа, для которых сумма расстояний до звезды AM и Земли MB одинакова – тогда переизлучённый свет затрачивает одинаковое время $t = (AM + MB)/c$ на достижение Земли. С течением времени t этот эллипсоид расширяется – растёт большая ось $AM + MB = 2h$. В пространстве эти точки располагаются на эллипсоиде вращения с фокусами A на звезде и B – на Земле. А множество точек, в котором выполнено условие $a_s = c^2/s$ представляет собой плоскость, перпендикулярную вектору ускорения \mathbf{a} звезды: она задана уравнением $\mathbf{as} = c^2$, где \mathbf{a} – вектор ускорения, \mathbf{s} – радиус-вектор AM точки M , проведённый из звезды A . Таким образом, светящаяся область в виде сечения плоскостью эллипсоида представляет собой эллипс, окружающий звезду. Уравнение этого эллипса найдётся как решение системы уравнений этого эллипсоида $x^2/b^2 + y^2/b^2 + (z + d)^2/h^2 = 1$ (b – малая полуось) и секущей $a_y y + a_z z = c^2$, откуда

$$x = \pm \sqrt{b^2 - \frac{b^2}{h^2} \left(\frac{c^2}{a_z} + d \right)^2 + 2y \frac{b^2 a_y}{h^2 a_z} \left(\frac{c^2}{a_z} + d \right) - y^2 \left(1 + \frac{b^2 a_y^2}{h^2 a_z^2} \right)},$$

где фокусное расстояние $d = (h^2 - b^2)^{1/2}$, а проекции ускорения a звезды $a_y = a \sin 2\pi\Phi$, $a_z = a \cos 2\pi\Phi$, движущейся по круговой орбите в плоскости YOZ , выражены через орбитальную фазу Φ .

Этот эллипс с течением времени расширяется, т.к. $h = ct/2$ растёт с течением времени t . Именно так расширяются оболочки новых и сверхновых, по сути это – световое эхо [A39].

Поскольку новые и сверхновые обычно представляют собой двойные звёзды, то вторая звезда тоже приводит к засветке межзвёздного газа. Ускорение этой звезды направлено противоположно, соответственно газ засвечивается с обратной стороны в точках пересечения эллипсоида плоскостью, расположенной с обратной стороны от звезды. В итоге образуется два светящихся кольца в виде эллипсов, причём один чуть меньше другого. Именно так выглядит туманность вокруг сверхновой SN 1987A. В случае, если плоскости сильно наклонены к лучу зрения, видны только близкие к звезде участки эллипсов – две дуги или два сегмента эллипса. Действительно, большинство туманностей новых имеют именно такой вид. В отдельных случаях эти аморфные структуры дополняются размытыми вдоль траекторий изображениями звёзд. Обычно у оболочек сверхновых резкая внешняя граница и размытая – внутренняя. Это связано с переизлучением не только при $r = -c^2/a_r$, но и при меньших расстояниях r , например при достижении частотой эмиссионных линий, преобразуемых эффектом Ритца, – других резонансных частот. С этим же связано наличие нескольких вписанных одна в другую оболочек, каждой из которых соответствует свой коэффициент преобразования частоты и своя секущая плоскость.

Можно предположить, что древние вспышки звёзд засвечивают и намного более широкие области, охватывающие огромные области Галактики. Например, известно газовое кольцо Линдблада, излучающее УФ- и радиолучи, окружающее Землю и наклонённое на 20° к плоскости Галактики [129]. Кольцо, которое тоже считают результатом древней вспышки сверхновой, имеет размеры 1000×500 парсек и форму эллипса, т.е. может быть результатом засветки газа, излучающего по тому же механизму, что и мазеры. В этой же области за счёт возбуждения молекул межзвёздного газа, они не поглощают, а усиливают излучение звёзд по тому же механизму. Оттого в этом кольце наблюдается больше звёзд – они образуют пояс Гулда [129]. Возникает эффект аналогичный лазерному индуцированному просветлению среды. Для формирования такой картины вспыхнувшая звезда или шаровое скопление звёзд должны длительно обладать ускорением близким к критическому, а размер эллипсоида при этом огромен. Вероятней всего, шаровое скопление расположено над плоскостью галактического диска, притяжение которого и создаёт достаточное ускорение.

Собственное движение пульсаров, помимо растяжения их изображений, ведёт к мнимому растяжению орбит электронов вдоль скорости звезды, т.е. линейно поляризует их излучение вдоль траекторий полёта [A41] (§ 2.2). Поэтому волокна туманностей и джеты пульсаров поляризованы вдоль волокон и линии полёта пульсара, скажем, у пульсара в созвездии Парусов. При движении пульсара по орбите в такт с колебаниями его яркости меняется направление поляризации его излучения, будучи параллельно мгновенной скорости пульсара [A41]. За счёт

осевого вращения звезды излучение электронов поляризуется и по кругу. Кроме того, движение звезды, вызывая неравное растяжение орбит электронов, вращающихся по и против часовой стрелки, создаёт преимущественную правую или левую циркулярную поляризацию, например у белых карликов [194] и спектрально-переменных звёзд (§ 1.5). Для элементарного излучателя – заряда, движущегося по эллипсу с полуосями a и b , мощность излучения при мнимом растяжении a или b не меняется, но меняется доля эллиптически поляризованного света. Такой эффект открыт у полярных, типа AM Геркулеса и DQ Геркулеса, синхронно с колебаниями блеска меняющих направление поляризации в ходе орбитального вращения звезды, которую считают белым карликом [194]. С точки зрения баллистической теории, это – рядовая звезда, меняющая яркость, спектр и поляризацию по эффекту Ритца. Аморфное излучение туманностей тоже поляризовано за счёт эффекта размытия и рассеяния света звезды облаками газа.



Рис. 2.21. Искажение видимой формы галактик за счёт их вращения и движения.

У галактик разница скоростей света, испущенного разными участками, тоже искажает их видимую форму [A24, A40]. На это также обратил внимание С. Девасиа [106]. Эффект объясняет аномальные формы галактик с деформированными краями типа NGC 660 [234], с полярными кольцами типа NGC 4650A, галактики с «выбросами» типа M 82 и «прямоугольные» галактики типа LEDA 074886 (Рис. 2.21). Эффект размытия вдоль линии полёта со скоростью V ведёт к тому, что эллиптические галактики, сжатые вдоль оси вращения, кажутся вытянутыми вдоль этой оси [A40], и наблюдается несоответствие скорости вращения и сжатия галактик [211]. Поскольку угловая скорость звёзд зависит от расстояния до центра галактики, а орбиты звёзд не концентрические и некомпланарные, деформация ведёт к отклонению наблюдаемой формы от эллиптической, как для звёзд с дифференциальным вращением (Рис. 2.10). В зависимости от направления движения, изображение галактики, растягиваясь или сжимаясь, приобретает прямоугольную форму (*boxy*) (LEDA 074886, Рис. 2.21), либо дисковидную (*disky*).

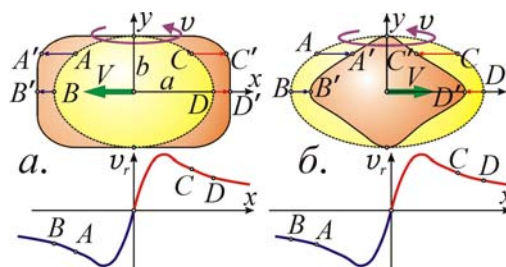


Рис. 2.22. Схема искажений формы эллиптических галактик: а) коробкообразного типа (*boxy*), б) дискообразного типа (*disky*). Ниже приведены соответствующие кривые вращения галактик [129, с. 227].

Искажения такого типа (Рис. 2.22) реально обнаружены у ряда эллиптических галактик [129, с. 227]. Точно рассчитать форму таких искажений можно по кривой вращения галактик, которую можно аппроксимировать законом $v_r(x) \approx kx \cdot \exp(-|x/a|)$, где a – большая полуось галактики, k – коэффициент пропорциональности. Если скорость галактики V направлена вдоль экваториальной оси галактики x , точки $A, B, \dots C, D$ на контуре галактики сместятся вдоль x за счёт запаздывания или опережения изображений пропорционально скорости v_r на расстояние $S(x) = -V_x r v_r(x)/c^2$. Искажённая форма галактики примет вид (b – малая полуось галактики):

$$x(y) = \pm \left(a \sqrt{1 - y^2/b^2} - \frac{V_x r v_r}{c^2} \right) \approx \pm a \sqrt{1 - y^2/b^2} \cdot \left(1 - \frac{rkV_x}{c^2} \exp\left(-\sqrt{1 - y^2/b^2}\right) \right).$$

Поскольку скорость V галактики в общем случае ориентирована произвольным образом по отношению к осям галактики, а неравное смещение точек близких к центру и краям галактики приведёт к дополнительному искажению в распределении яркости по галактическому изображению, тогда искажения изофот галактики приобретут ещё более сложный характер. Поскольку у эллиптических галактик звёзды могут вращаться вокруг центра галактики в обоих направлениях, у некоторых галактик будет наблюдаться одновременно два типа искажений [129, с. 228].

В случае спиральных галактик сжатие ядра галактики вдоль длинной оси создаёт иллюзию того, что диск, у ряда галактик имеющий вид кольца [119, с. 652], расположен вдоль короткой оси ядра (принимаемой ввиду сжатия за полярную). Так возникает иллюзия полярного кольца у галактики. Подобные эффекты наблюдались и для звёзд, но у галактик их наблюдать проще, из-за высоких скоростей $v_r \sim 100$ км/с и отсутствия переизлучения межзвёздным газом.

Эффект можно наблюдать и в Солнечной системе, но поскольку искажения пропорциональны r , заметить их сложно. Так, изображение Юпитера растянется за счёт скорости его вращения по орбите $V = 13$ км/с и вокруг оси $\omega R = 12,5$ км/с на $S = 2rV\omega R/c^2 = 3$ км, теряемых на фоне истинного экваториального уширения $\Delta R \sim 10000$ км. У внешних колец Сатурна, наклонённых на угол $\varphi = 27^\circ$ к вектору орбитальной скорости $V = 9,5$ км/с и крутящихся со скоростью $\omega R \approx 17$ км/с, тоже возникнет растяжение $S_1 = rV\omega R/c^2 = 2,5$ км, и поворот колец на угол $\alpha = S_1 \sin\varphi/R = 2''$ (Рис. 2.23). Поскольку кольца вращаются с разной угловой скоростью ω , то и растянуты, повернуты внешние и внутренние кольца неодинаково: $S_1 \neq S_2$, $\alpha_1 \neq \alpha_2$. В итоге видимое возвышение внутреннего края кольца над внешним составит ~ 1 км. Действительно, на фотографиях с АМС «Кассини» обнаружен поворот плоскости одних колец относительно других на малый угол, что связывают с возмущениями со стороны спутников [235]. Поскольку искажения S пропорциональны r , вблизи Сатурна они малы, и с АМС «Кассини» кольцо наблюдалось практически плоским, – толщиной ~ 100 м. А оценки толщины кольца при наблюдении с

Земли дают значение $\sim 1-10$ км [236, с. 60], вопреки теоретическим оценкам толщины колец, которая не должна превышать нескольких метров, т.к. все частицы должны располагаться в один слой [154]. Поэтому было признано, что видимая толщина кольца – иллюзорна [154, 236]. Тогда утолщение кольца можно объяснить искажениями от неравенства скоростей света.

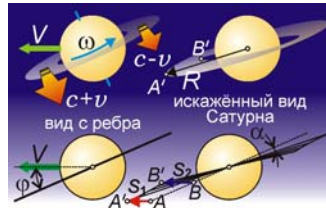


Рис. 2.23. Искажение видимой формы колец Сатурна за счёт движения и вращения.

Таким образом, наблюдаемые искажения форм планет, звёзд и галактик служат свидетельством в пользу баллистической теории и дополнительным критерием её проверки.

§ 2.4. Невязки планетной радиолокации и их баллистическая коррекция

Влияние скорости источника или отражающего свет тела на скорость излучённого или переизлучённого света вело бы также к заметным ошибкам в космической радиолокации, т.к. в расчёте дистанции $r = c't$ (или $c't/2$ при отражении) по времени движения t радиосигнала фигурирует скорость света c' и неучёт её переменности (1) ведёт к ошибкам в измерении r .

Действительно, уже в 1960-х гг. в первых сеансах радиолокации Венеры, проведённых группой В.А. Котельникова в СССР и И. Шапиро – в США, выявили систематические расхождения (на сотни километров превысившие возможные ошибки) между измеренными радаром положениями планеты и предвычисленными эфемеридами, рассчитанными по данным астрономии [237–239]. Как показал Б. Уоллес [91–93], расхождения снизятся в разы, если учесть зависимость (1) c' от скорости радара на Земле, обладающего скоростью \mathbf{V} ввиду осевого вращения Земли, вращения системы Земля-Луна и обращения вокруг Солнца. Сообщение радиолучу скорости \mathbf{V} меняет его скорость $c + \mathbf{V}$ и время t движения сигнала, по которому определяют дистанцию r Земля-Венера (Рис. 2.24). Расстояние st (или $st/2$, с учётом задержки отражённого луча), найденное из постоянной скорости света c , отличается от истинного расстояния $|c + \mathbf{V}|t$.

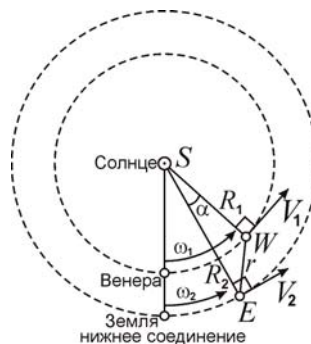


Рис. 2.24. Схема движения Земли и Венеры возле нижнего соединения, в приближении круговых орбит.

Влияние осевого вращения Земли, сообщающей свою окружную скорость (~500 м/с) радиолучам, проявилось в том, что радиолокационные станции СССР и США, размещённые в противоположных точках Земли при синхронных замерах расстояний до Венеры, получали разные значения. Как отмечено Б. Уоллесом [91–93], А.К. Шуруповым [240], С.А. Базиловским и В.И. Секериным [149], систематически больше получались расстояния у станций, отдалявшихся от Венеры в ходе суточного вращения и снижавших по баллистической теории скорость радиосигнала, наращивая время запаздывания τ и расчётную дистанцию r' . Напротив, у станций, приближавшихся к Венере, расстояния получались систематически меньше, что по теории Ритца вызвано увеличением скорости c' радиосигнала и снижением времени задержки τ .

Одной из целей радиолокации Венеры было уточнение астрономической единицы (а.е.) – радиуса земной орбиты R_2 (среднего расстояния Земли от Солнца, Рис. 2.24). По измеренной радаром дистанции r Земля-Венера, из углов в треугольнике SVE (Солнце-Венера-Земля) вычисляли расстояние R_2 Земля-Солнце, пропорциональное r . Но расчётная а.е. регулярно менялась [241] с периодами, равными суткам, месяцу и синодическому году Венеры, с которыми менялась относительная скорость радаров, вносящая отклонения в расчётные дистанции Венеры r и а.е. – R_2 [91, 92]. Радарное значение а.е. отличалось также от значения, измеренного методами визуальной астрометрии. Причём разница превысила погрешность этих методов, что не нашло объяснений [237, 241], хотя ожидалось в рамках баллистической теории.

Венера при сближении тоже сообщает свою скорость V_r отражённому сигналу, и он достигает Земли за меньшее время τ , занижая расчётное r . После предельного сближения с Землёй в нижнем соединении, Венера удаляется: скорость сигнала $c' < c$, и он затрачивает большее время τ , завышая r . В итоге, до соединения расчётные значения дистанции Земля-Венера $r' = c\tau/2$ и значения а.е. получались ниже реальных, а после соединения – выше (Рис. 2.25) [241].

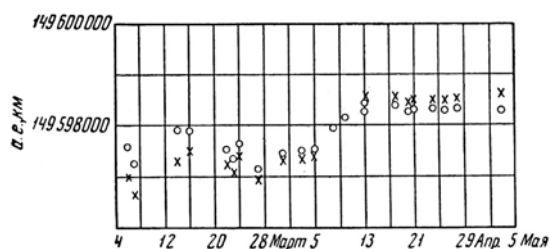


Рис. 2.25. Значения астрономической единицы в зависимости от даты сеанса радиолокации [241, с. 190] (нижнее соединение – 11 апреля 1961 г.).

К Венере сигнал летит со скоростью c относительно Земли, пролетая путь r за время $\tau_1 = r/c$. Отражённый сигнал при лучевой (радиальной) скорости Венеры V_r вернётся со скоростью $c' = c - V_r$ за время $\tau_2 = r/c'$. Тогда общая задержка $\tau = \tau_1 + \tau_2 = r/c + r/c'$. Найденное из стандартной скорости c расстояние $r' = c\tau/2 \approx r + rV_r/2c$ превысит реальное r на $\Delta r = rV_r/2c$. Из треугольника SVE в приближении круговых орбит (Рис. 2.24) лучевая скорость Венеры $V_r = (\omega_1 -$

$\omega_2)R_1R_2\sin(\alpha)/r$, где $\omega_1 = 3,2 \cdot 10^{-7}$ рад/с, $\omega_2 = 2 \cdot 10^{-7}$ рад/с – угловые гелиоцентрические скорости, соответственно, Венеры и Земли, $R_1 = 108 \cdot 10^9$ м, $R_2 = 150 \cdot 10^9$ м – радиусы их орбит, $\alpha = (\omega_1 - \omega_2)t$ – гелиоцентрический угол WSE между ними, а t выражено в сутках, истёкших с момента нижнего соединения. Тогда систематическое отклонение расчётного r' от истинного r составит

$$\Delta r = r' - r = (\omega_1 - \omega_2)R_1R_2\sin[(\omega_1 - \omega_2)t]/2c \approx 3350 \cdot \sin(0,011t) \text{ км.} \quad (2.10)$$

То же отклонение, выраженное в световых секундах (по времени задержки), есть

$$\Delta \tau = \Delta r/c \approx 0,011 \cdot \sin(0,011t) \text{ с.} \quad (2.11)$$

Фактически наблюдаются именно такие вариации систематических ошибок-невязок расстояний Δr (Рис. 2.26.а) или времён $\Delta \tau$ (Рис. 2.26.б), т.е. разностей измеренных τ_o и вычисленных τ_c по таблицам Ньюкома. Внесение этих поправок (2.10) и (2.11), учитывающих баллистический принцип, снижает систематические отклонения: остаются лишь случайные ошибки, которые снизятся, если учесть влияние вращения Земли на скорость сигналов [91, 92] и переизлучение межпланетной средой. По мере роста r и слоя пройденной межпланетной плазмы, переизлучённый плазмой сигнал восстанавливает скорость c , и отклонения перестают расти при удалении от нижнего соединения (Рис. 2.26). Эффективность переизлучения можно оценить, сопоставив r с длиной экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$, из ф-лы (1.2), на основе расчётного для данной длины волны λ показателя преломления n , по концентрации межпланетной плазмы, газа и пыли.

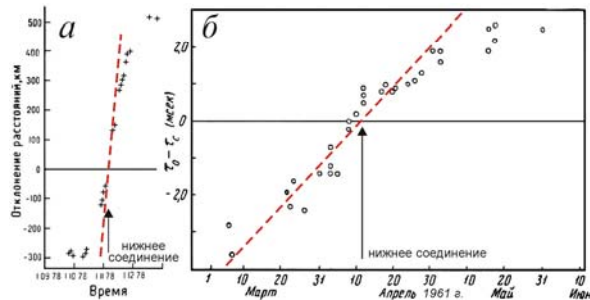


Рис. 2.26. Отклонения радарных расстояний Венеры от эфемеридных (по таблицам Ньюкома), измеренные в километрах (а, кресты) [242] и световых миллисекундах (б, кружки) [241, с. 242], в сравнении с предсказанными зависимостями (2.10) и (2.11) по баллистической теории (пунктир).

При концентрации электронов и ионов в межпланетной плазме $N' \sim 0,1 \text{ см}^{-3} = 10^5 \text{ м}^{-3}$ [119, с. 398] и при рабочей длине волны $\lambda \sim 30$ см (соответствующей частоте радиосигналов $f = c/\lambda \sim 1$ ГГц [243]), расчётный показатель преломления ионосферы [53] составит

$$n = \sqrt{1 - 80,6N'/f^2} \approx 1 - 40,3N'/f^2, \quad (2.12)$$

а длина переизлучения, согласно формуле (1.2), достигнет значений

$$l \sim \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} \sim \frac{1,2 \cdot 10^6 f}{N'} \sim 12 \text{ млн. км.} \quad (2.13)$$

Таким образом, длина переизлучения сопоставима с расстоянием между планетами в нижнем соединении ~42 млн. км. Это объясняет, почему при увеличении в течение двух месяцев ($t = 60$ сут) межпланетной дистанции от значения в 42 млн. км до значения

$$r = \sqrt{R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t} \approx 89 \text{ млн. км}$$

невязки перестают нарастать и экспериментальные точки всё сильнее отдаляются от зависимостей (2.10) и (2.11), построенных с учётом поправок баллистической теории [А3, А46].

Значение длины переизлучения l нельзя рассчитать точно, ввиду сложной зависимости концентрации плазмы от расстояния до Солнца, в том числе за счёт тяготения Солнца, давления солнечного света и переменной интенсивности солнечного ветра [119].

Влиянием переизлучения в межпланетной плазме можно объяснить несовпадение ~1000 км (выходящее за пределы ошибок радарных методов) значений а.е., измеренных разными радарными станциями на разных частотах 408 – 2388 МГц [243]. Действительно, согласно (2.12) и (2.13), от частоты f зависят n и длина l , в пределах которой скорость радиосигнала, отражённого Венерой, отлична от c . Как отмечено [243], эти различия нельзя списать на дисперсию межзвёздной среды: она занижала бы расстояния, измеренные на коротких волнах. А фактически наблюдалось «отсутствие видимой связи между измеренными значениями а.е. и частотой». Согласно теории Ритца, чёткой связи и не будет, раз на измеренную величину а.е. влияет, кроме частоты f зондирующего сигнала (и длины экстинкции l), ещё и знак, величина скорости Венеры V_r , а значит, – и дата сеансов радиолокации, которые различались у разных обсерваторий.

Зависимость ошибок измерения дистанции Венеры от частоты f отмечалась и Б. Уоллесом, который связывал их с влиянием межпланетной плазмы [91]. Уоллес отметил, что амплитуда 30-дневных колебаний (вызванных колебанием скорости Земли при движении в системе Земля-Луна) радарного значения а.е., измеренного на частоте $f \approx 440$ МГц ($\lambda \approx 70$ см), в 5 раз превышала амплитуду колебаний, измеренных на частоте $f \approx 1300$ МГц ($\lambda \approx 23$ см). Это различие Δr , очевидно, связано как с изменением дистанции r и концентрации плазмы N' в зависимости от даты локации (согласно Уоллесу, данные на частоте $f \approx 1300$ МГц получены позднее), так и с разницей длин экстинкции l для разных частот. Согласно (2.13), l должно быть выше для частоты $f \approx 1300$ МГц. Соответственно, и величина ошибок Δr на этой частоте получалась бы выше. Но $f \approx 1300$ МГц соответствует длине волны $\lambda \approx 23$ см близкой к длине волны поглощения нейтрального водорода $\lambda \approx 21$ см, возле которой растёт $|n - 1|$. В итоге, для $f \approx 1300$ МГц выросла бы эффективность переизлучения, и снизилась бы длина переизлучения l , так что амплитуда ошибок стала ниже, чем на $f \approx 440$ МГц, в согласии с [91]. А изменение l в зависимости от концентрации межпланетной плазмы N' , в годы активного Солнца, когда концентрация и скорость солнечной плазмы выше, сокращало бы длину экстинкции l , приводя к уменьшению ошибок. А в годы спокойного Солнца концентрация и скорость плазмы, солнечного ветра па-

дают, отчего растёт длина переизлучения и величина радарных ошибок. Поэтому параллельно с радарными замерами следует вести мониторинг состояния межпланетной плазмы.

Поскольку систематические расхождения радарных данных с эфемеридами не удавалось объяснить, расхождения формально устраняли коррекцией эфемерид, например, внося поправки Данкомба, «сместившего» Венеру вперёд по орбите на 290 км, увеличив гелиоцентрическую долготу Венеры на $0'',55$ [241]. Поскольку и при этом остались расхождения, Венеру сместили ещё на 270 км, увеличив её гелиоцентрическую долготу ещё на $0'',52$ [244] и построив численную теорию движения планеты, соответствующую данным радаров [242]. Тем не менее, систематические расхождения $\sim 10^3$ км (соответствующие ошибке небесных координат Венеры $\sim 1''$) радарных данных с таблицами Ньюкома-Данкомба и с визуальными данными сохранялись на протяжении десятилетий [242–246] и до сих пор не объяснены. Согласие этих двух типов данных, как отмечено, – лишь удовлетворительное [245]. О том же говорят современные данные.

Принято считать, что значительные отклонения ($\sim 10^3$ км) имели место лишь в первых сеансах радиолокации, когда её точность была низкой, а в ходе уточнения методов ошибки снизились на порядки. Но фактически расхождения эфемерид и данных радиолокации сохранялись всё время, и эфемериды постепенно корректировали по данным радаров. Не исключено, что в поправках Данкомба [247], формально сместившего Венеру вперёд по орбите на 300 км в эфемеридах 1960 г., были учтены результаты радиолокации Венеры 1958 г. в США (Лаборатория Линкольна) [249] и 1959 г. в Англии (Джодрел Бенк) [237]. В этих сеансах впервые было открыто, что при удалении Венеры её дистанция превышала дистанцию, рассчитанную по эфемеридам. Тем самым таблицы Данкомба, изданные как раз в 1958–1961 гг. [248, 250], произвели первую итерацию, коррекцию эфемерид, которая искусственно снизила расхождения между эфемеридами и радарными данными 1961 г. В ходе таких последовательных итераций результаты каждых последующих радарных замеров всё меньше расходились с эфемеридами [238, 251], претерпевавшими одну редукцию за другой. Однако систематическая ошибка измеренных положений Венеры, – в виде расхождения радарных измерений с визуальными угломерными измерениями, – сохранялась на протяжении десятков лет на уровне $\Delta \sim 1'' \approx 5 \cdot 10^{-6}$ рад [245, 251], хотя астрономические приборы (в т.ч. основанные на методах интерферометрии), совершенствовались. К настоящему времени их точность существенно выросла, достигнув $0,01''$ – $0,001''$. Тем не менее, систематические расхождения между данными оптических астрометрических измерений положений планет и эфемеридами, построенными по радиолокационным данным, сохраняются до настоящего времени [252, 253]. Таким образом, систематическая ошибка $\Delta \sim 1''$ в длинных рядах наблюдений на порядок превышает точность прежних астрометрических методов (и на порядки превосходит современную точность астроинтерферометров и радиотелескопов), соответствуя на дистанции Венеры систематическому смещению порядка $R_2\Delta \sim 750$ км

вперёд по орбите. Даже спустя десятилетие после первых сеансов радиолокации, 22 июля 1972 г. при входе АМС «Венера-8» в атмосферу Венеры было зафиксировано значительное расхождение (более 500 км) между радарными положениями планеты и эфемеридными, рассчитанными на основе астронаблюдений и законов небесной механики [254, с. 67]. Поэтому в эфемериды стали вносить радарные поправки [242], тем самым внося в них значительные ошибки.

Эти ошибки ярко проявились в 2004, 2012 гг. при наблюдении прохождения Венеры по диску Солнца: моменты контакта планеты с диском Солнца отставали на время t порядка минуты [255–257] от эфемеридных [258, 259], содержащих радарные «поправки» [242], сместившие Венеру вперёд по орбите на сотни километров. Поскольку за это время $t \sim 1$ мин угловое смещение Венеры относительно Земли $\alpha = (\omega_1 - \omega_2)t$, а линейное – $\alpha R_1 = (\omega_1 - \omega_2)t R_1 \approx 500$ км, то задержка могла быть вызвана ошибочным «смещением» планеты вперёд по орбите по данным радаров. Это можно проверить в ходе более точных измерений положений Венеры, с использованием современных телескопов и радиотелескопов со сверхдлинной базой (РСДБ), поскольку радиоизлучение горячей поверхности Венеры отчётливо регистрируется [150]. Измерение положений Венеры при этом можно производить либо по измерению моментов покрытия Венерой точечных радиоизлучающих объектов с известными небесными координатами, либо непосредственно, по регистрации теплового радиоизлучения Венеры, – по данным радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) или триангуляцией на базе порядка диаметра Земли, с разнесённых сетей радиоинтерферометров. Точность измерения углов в РСДБ достигает $\Delta\theta = 0,0001''$, что на дистанции Венеры $r = 42 \cdot 10^9$ м (в нижнем соединении) приводит к прецизионной точности измерения положений Венеры на орбите $\Delta\theta r = 20$ м. Это позволит точно контролировать положение Венеры на орбите и сравнивать его с положениями по данным радаров.

Сравнительные измерения положений и орбитальных элементов по данным дальномерных, доплеровских и угломерных измерений возможны и для других планет, в том числе для Меркурия и Марса. Их положения и элементы орбит, рассчитанные по данным радаров, тоже содержат систематически расхождения (~ 400 км) с аналитической теорией Ньюкома и эфемеридными, рассчитанными по астрометрическим данным [245, 260]. Для Марса невязки радарных и эфемеридных данных, как оказалось [261], носят тот же характер, что и для Венеры. Если в выражении (2.10) и (2.11) в качестве R_1 взять радиус орбиты Марса ($R_1 = 228 \cdot 10^9$ м), а в качестве ω_1 – угловую скорость Марса ($\omega_1 = 1,1 \cdot 10^{-7}$ рад/с), получим следующую зависимость

$$\Delta r \approx 5130 \cdot \sin(0,008t) \text{ км}, \quad \Delta \tau = \Delta r/c \approx 0,017 \cdot \sin(0,008t) \text{ с}.$$

Действительно, снятая в августе 1971 г. зависимость избыточной задержки $\Delta\tau(t)$ носит именно такой характер (Рис. 2.27), линейно нарастая от нуля, начиная с момента противостояния [261].

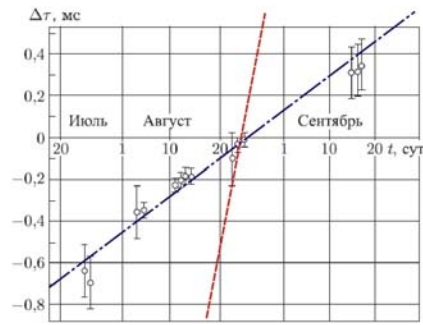


Рис. 2.27. Невязки эфемеридных и измеренных времён задержки при радиолокации Марса (*кружки*) [261, с. 257]. Для сравнения приведены расчётные в рамках баллистической теории Ритца невязки в отсутствие переизлучения (*пунктир*) и при переизлучении на длине $l \sim r/7$ (*штрих-пунктир*).

Запаздывание момента $\Delta\tau = 0$ мс на 13 суток от момента противостояния (*10 августа 1971 г.*) объясняется эллиптичностью орбиты Марса. Из-за этого относительная лучевая скорость Марса обращается в нуль не точно в момент противостояния. Соответственно, $\Delta\tau = 0$ мс позднее. Кроме того, при отдалении от Солнца (за орбитой Земли) концентрация межпланетного водорода может нарастать, поскольку снижается световое давление, выдувающее газ из ближайших окрестностей Солнца. Соответственно выше эффективность переизлучения, из-за чего величина невязок снижена примерно в 7 раз по сравнению с теоретическими. Это означает, что длина переизлучения $l \approx r/7$. В целом сходный характер зависимости величины невязок от времени для Венеры и Марса свидетельствует об их одинаковой и не случайной природе. Как показано, эти ошибки систематические и точно объясняются в рамках баллистической теории.

Аналогично при радиолокации Меркурия, например, при точном измерении времени запаздывания радиосигнала в гравитационном поле Солнца при отражении от Меркурия в верхнем соединении, экспериментальные точки систематически смещались от теоретической кривой. До соединения задержка сигнала была чуть ниже расчётного по ОТО времени запаздывания, а после соединения – чуть выше [90]. В рамках баллистической теории это – следствие наличия у орбитальной скорости Земли до соединения компоненты, направленной к Меркурию, соответственно время запаздывания сигнала снижалось, а после соединения – от Меркурия, вследствие чего время запаздывания увеличивалось (Рис. 2.28).

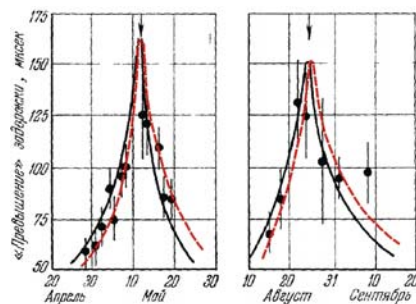


Рис. 2.28. Систематическое снижение задержки отражённого Меркурием радиосигнала до верхнего соединения и увеличение задержки после соединения (*пунктир*) по сравнению с теоретической зависимостью (*сплошная линия*) при радиолокации в 1967 г. [90].

Характерное запаздывание и опережение составило по графикам порядка $\Delta t \approx 25$ мкс, что соответствует разнице расчётной и измеренной дистанции $\Delta r_o = c\Delta t \approx 7,5$ км, или смещению Меркурия по орбите $\Delta L = \Delta r R_M / R_\odot \approx 621$ км, где $R_M \approx 58 \cdot 10^9$ м – среднее расстояние Меркурия до Солнца, $R_\odot \approx 7 \cdot 10^8$ м – средний радиус Солнца. Таким образом, невязки радарного и теоретического положения Меркурия намного превышают возможные радарные ошибки (~10–100 м для 1967 г.) и составляют по порядку ту же величину, что и невязки положения Венеры на орбите. С точки зрения баллистической теории невязка составила бы $\Delta r_c \approx r V_r / c \approx 97$ км, где $V_r = V_E R_\odot / R_E \approx 140$ м/с – составляющая орбитальной скорости Земли $V_E \approx 30$ км/с вдоль отрезка Земля-Меркурий, где $R_E \approx 1,5 \cdot 10^{11}$ м – среднее расстояние Земли до Солнца. Расхождение $\Delta r_o \approx 7,5$ км и $\Delta r_c \approx 97$ км связано с переизлучением радиосигнала в короне Солнца, в результате чего основную часть пути радиосигнал движется со стандартной скоростью c . Таким образом, правильно искать Δr_c как $\Delta r_c \approx l V_r / c$, где длина переизлучения $l = r \Delta r_o / \Delta r_c \approx 16 \cdot 10^9$ м, что совпадает по порядку величины с оценкой l по невязкам радиолокации Венеры, Марса ($l = r/7 \approx 11 \cdot 10^9$ м) и оценкой длины $l \approx 12 \cdot 10^9$ м по концентрации межпланетной плазмы (2.13).

При этом влияние скорости самого Меркурия на скорость радиосигнала нивелировалось эффектом переизлучения, ввиду близости Меркурия к Солнцу и высокой концентрации плазмы в короне Солнца. С другой стороны, для Марса и Меркурия, ввиду их высоких орбитальных эксцентриситетов, можно ожидать ещё больших расхождений и невязок, чем для Венеры. От переменной скорости движения по орбите радарные ошибки нельзя полностью скомпенсировать добавкой постоянного смещения по орбите. Но численная теория движения планет, построенная по данным радаров, лучше согласуется с дальнейшими радарными замерами (содержащими те же систематические ошибки), чем с аналитической теорией Ньюкома [262].

Ошибки радиолокации могут сыграть роковую роль и при расчёте орбит астероидов, пересекающих орбиту Земли и близко подходящих к планете, особенно в свете не спрогнозированного падения Челябинского (Чебаркульского) метеорита. Для своевременного предотвращения астероидной опасности точность радиолокации следует всесторонне повышать, проверять, совершенствовать её методы, повышать дальность и чувствительность космических радаров.

§ 2.5. Радарные ошибки АМС, GPS, ГЛОНАСС и баллистические поправки

Впервые ложный «сдвиг» Венеры по орбите отметил пионер космической навигации В.П. Селезнёв [263], сотрудник С.П. Королёва и автор монографии «Навигационные устройства» (М.: Оборонгиз, 1961), спроектировавший системы навигации первых космических кораблей. Селезнёв показал, что без теории Ритца «на основе научных сведений о свете астронавига-

ция в принципе невозможна» [264, с. 308], в частности навигация космических зондов, ряд аварий которых, в т.ч. у аппаратов «Фобос-I, -II», вызван радарными ошибками [203, 263–265].

Не исключено, что аварии других аппаратов, отправленных в разные годы к Венере и Марсу, вызваны систематическими ошибками измерения положений аппаратов и планет по данным радиолокации. Радарные измерения элементов орбит дают повышенную точность при измерении дистанций, радиусов (больших полуосей) орбит планет. Именно эти характеристики играют основную роль в расчётах траекторий аппаратов, т.к. ошибки значений а.е. и радиусов орбит планет вели бы к уклонению аппаратов от цели на расстояния до нескольких диаметров планеты типа Венеры, Марса [242, 243]. Менее критичный параметр – положение планет на орбите (истинная аномалия). Наиболее точно его измеряют методами астрометрии. В частности, траектория полёта Автоматической Межпланетной Станции (АМС) по переходной орбите Гомана проходит по касательной к орбите Венеры, и неточности в определении положения на орбите скажутся лишь на моменте достижения аппаратом планеты, а дистанция предельного сближения почти не изменится. Из соображений удобства связи и экономии времени применяют более короткие переходные орбиты, пересекающие орбиту Земли и Венеры под углом [254]. Соответственно, ошибки измерения радарными положениями Венеры и АМС на орбите ~1000 км вели бы к промахам: АМС могла бы пройти мимо планеты, не попасть в расчётную точку поверхности, или траектория АМС не попала бы в допустимый диапазон углов входа в атмосферу планеты. Но, если радиолокатор одновременно измеряет дистанции Венеры и АМС, как у аппарата «Венера-8» [254], систематические ошибки расстояний должны компенсировать друг друга при вычитании и вычислении относительного расстояния между Венерой и АМС. А на близких дистанциях радиолокация Венеры производится непосредственно с АМС, что снижает величину ошибки. Но и в этом случае ошибки в измерении положений аппарата и планеты могут приводить к авариям и промахам, как показал В.П. Селезнёв [203, 265] и В.А. Жмудь [206].

Действительно, истинная траектория полёта АМС «Венера» возле планеты отклонялась на сотни км от расчётной [254]. Но коррекция орбиты на конечном участке траектории [254], а также большой диаметр планеты ~12000 км (превышающий ошибки), практически исключали прохождение АМС мимо цели. Сильнее сказываются ошибки для АМС, направленных к Марсу, для которого из-за большего расстояния и высокого эксцентриситета ошибки измерений выше, а диаметр планеты в 2 раза меньше, составляя 6800 км, что сопоставимо с величиной ошибки (~2000 км) и может вести к авариям у марсианских АМС. Ещё выше роль ошибок для АМС, направленных к спутникам планет, имеющим ещё меньшие размеры. Так, размер Фобоса (спутника Марса) – всего 20 км. Соответственно, ошибка в измерении координатах Фобоса и АМС ~1000 км вела бы к пролёту аппарата мимо цели или к столкновению с его поверхностью, вместо мягкой посадки. Как полагают, с этим и связаны аварии АМС «Фобос-I» и «Фобос-II» [265].

Действительно, аварии этих АМС были связаны с помехами радиосвязи и навигационными ошибками [266]. Проверить гипотезу Селезнёва можно, сопоставив данные траекторных измерений АМС «Фобос», полученных методами радиолокации и радиоинтерферометрии [267]. Для уточнения современных траекторных замеров и проверки постоянства скорости света можно сопоставить данные 5-ти методов: радиолокации, измерения координат по счислению пути (по доплер-сдвигу сигнала АМС), лазерной локации, РСДБ-измерений угловых координат, РСДБ-измерений дистанций методом триангуляции [268]. Отметим, что в настоящее время РСДБ (VLBI) измерения в комбинации с GPS-измерениями положений навигационных спутников уже широко применяются, выявляя систематические ошибки GPS-измерений [269].

Далее рассмотрим эффект «Пионеров» [270, А3, А27] – аномалию, выявленную Лабораторией Реактивного Движения (JPL NASA). Скорости АМС «Пионер-10», «Пионер-11», измеренные радаром (по доплер-сдвигу частоты сигнала от АМС), отличались от расчётных [271]. Измеренное ускорение «Пионеров» в поле тяготения Солнца массы M превысило расчётное $a' = GM/r^2$ на $\Delta a_o = (8,74 \pm 1,33) \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ (на расстоянии r Урана [270]). Если «Пионеры», удаляясь от Земли со скоростью $V \approx 10 \text{ км/с}$, излучали сигнал со скоростью $c - V$, наращивая задержку t , тогда, приняв скорость сигнала $= c$, измеряли скорости и ускорения АМС на расстоянии $r' = ct \approx r + rV/c$, а не истинном $r = (c - V)t$, где ускорение $a = GM/r^2$ выше расчётного $a' = GM/r'^2$ на

$$\Delta a_c = a - a' \approx 2aV/c = 2VGM/cr^2. \quad (2.14)$$

На дистанции Урана $r \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ м}$ при $V \approx 10 \text{ км/с}$ это составит расчётную величину ошибки $\Delta a_c \approx 9,9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$, близкую к измеренной ошибке $\Delta a_o \approx 9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ [270]. Сходные аномалии выявлены у АМС «Улисс» [272] и «Кассини», у которого на расстоянии Сатурна ($r \approx 1,5 \cdot 10^{12} \text{ м}$) измеренный избыток ускорения $\Delta a_o \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$ [273] близок к расчётному $\Delta a_c = 2VGM/cr^2 \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$. А измеренное отклонение аппаратов «Пионер» от расчётных положений на расстоянии Плутона ($r = 7,4 \cdot 10^{12} \text{ м}$) составило $\Delta r_o = 3,8 \cdot 10^7 \text{ м}$, что по порядку величины согласуется с расчётным по баллистическому принципу отклонением $\Delta r_c = r' - r = rV/c = 2,5 \cdot 10^7 \text{ м}$.

Считалось, что величина ускорения Δa_o «Пионеров» практически не менялась на протяжении всего полёта АМС, а согласно (2.14) Δa_c должно убывать пропорционально r^2 . Но фактически уточнённый анализ С. Турышева [274] показал, что величина Δa_o убывает с расстоянием r (Рис. 2.29). Более медленное убывание Δa_o , чем Δa_c из формулы (2.14), обусловлено тем, что на расстояниях $r \sim 1 \text{ а.е.}$ в аномальное ускорение вносит вклад давление света и солнечного ветра на АМС, создающее ускорение, направленное от Солнца и исчезающе малое за орбитой Юпитера ($r > 5 \text{ а.е.}$) [271]. Также на расстояниях r меньше дистанции Юпитера ($r < 5 \text{ а.е.}$) сказывается эффект переизлучения межпланетной средой, которая нивелирует отклонения скорости света и снижает аномальное ускорение Δa_o . Поэтому при малых r аномальное ускорение ниже, чем следует из (2.14). Если радиопередача ведётся на меньших частотах, эффект переизлучения мал.

В частности, для «Пионеров» передача велась на длине волны 13 см (S-band), а у «Кассини» – на длине волны 15 см (L-band). Соответственно, для «Кассини» показатель преломления n межзвёздной среды и эффект переизлучения ниже, чем для «Пионеров» на том же r . Поэтому у «Кассини» на дистанции Сатурна наблюдалась почти полная величина аномального ускорения $\Delta a_o \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$, что лишь на 25 % ниже предсказания баллистической теории (2.14).

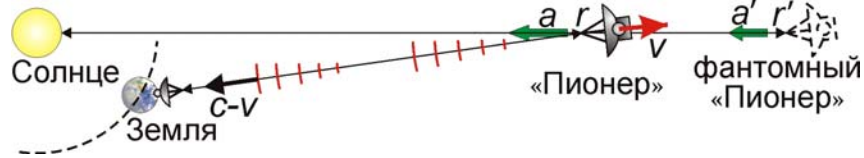


Рис. 2.29. Схема радиолокации АМС «Пионер».

Основная гипотеза, по которой аномальное ускорение «Пионеров» интерпретировали как следствие радиационных сил от неравномерного нагрева корпуса изотопным источником [274], вызывает сомнения, поскольку аномальное ускорение той же величины и направления обнаружено у ряда других АМС, с разными источниками питания, габаритами и строением корпусов. Поэтому маловероятно появление сил одного порядка величины, направленных всегда к Солнцу. Корпус «Пионеров» для термоизоляции покрыт отражающей плёнкой с золотым напылением, плохо излучающим тепло. Поэтому плёнка на стороне аппарата, обращённой от Солнца, может излучать тепло не интенсивней, а слабее, чем антенна (обращённая к Солнцу, Земле), где радиационная сила обратная. Т.е. у радиационных сил и величина ниже расчётной [274], и направление, вероятно, обратное. Согласие величины радиационного ускорения с измеренным обусловлено выбором коэффициентов, связывающих температуры и радиационные силы [274].

Малость радиационных сил следует также из того, что неравномерный нагрев корпуса «Пионеров» (см. Рис. 2.30, где видно смещение области максимального нагрева на $h \sim 1 \text{ м}$ от оси аппарата), создав радиационную силу F и ускорение $\Delta a_o = F/m \sim 10^{-9} \text{ м/с}^2$, создал бы момент силы $M = Fh$, который за двадцатилетний срок t неуправляемого полёта отклонил бы оси «Пионеров» и остронаправленных параболических антенн на угол α , исключив обмен сигналами с Землёй. У «Пионеров» за орбитой Юпитера не действуют реактивные системы стабилизации направления. Направление оси аппарата стабилизирует только вращение с угловой скоростью $\omega = 4,8 \text{ об/мин} \approx 0,5 \text{ рад/с}$ и моментом импульса $I\omega \sim md^2\omega/8 \sim mh^2\omega$ вдоль оси аппарата, у которого момент инерции I можно оценить как момент инерции диска диаметром $d = 2,7 \text{ м}$ и массы m . Поэтому постоянный поперечный к оси момент M (Рис. 2.30) за время t сообщил бы аппарату поперечный момент импульса Mt и развернул бы его на угол $\alpha = \arctg(Mt/I\omega) \sim \arctg(\Delta a_o t/\omega h) \sim 50^\circ$, полностью лишив связи. При рабочей частоте 2292 МГц ($\lambda = 0,13 \text{ м}$) и диаметре антенны $d = 2,7 \text{ м}$ главный лепесток её диаграммы направленности намного более узок: $\varphi_a \approx \lambda/d = 0,048 \text{ рад} \approx 3^\circ$. Исходно антенна была направлена к Земле, а при развороте аппаратов

на угол $\text{arctg}(\Delta a_o t_0 / \omega h) \sim \varphi_a / 2$ связь пропала бы по истечении времени $t_0 \sim \omega h \cdot \text{tg}(\varphi_a / 2) / \Delta a_o \approx 0,4$ года их свободного полёта, – задолго до пересечения орбиты Урана. Сохранение связи десятилетиями, до пересечения орбиты Плутона, свидетельствует о сохранении направления осей «Пионеров» в пространстве и отсутствии заметных радиационных или иных неучтённых сил.

Фактически, возмущающий момент \mathbf{M} вёл бы к ещё более быстрому выводу оси антенны от направления на Землю. Поскольку направление момента \mathbf{M} за счёт вращения постоянно меняется, он не меняет направление момента импульса аппарата в пространстве, а отклоняет ось аппарата от оси вращения. В итоге точка на оси аппарата описывает расширяющуюся спираль, как в эффекте Джанибекова, где возмущающий момент плавно уводит главную ось тела от оси вращения. Учёт эффекта Джанибекова, т.е. появление добавочного момента при отклонении главной оси АМС от оси вращения ведёт к ускоренному отклонению антенны от Земли.

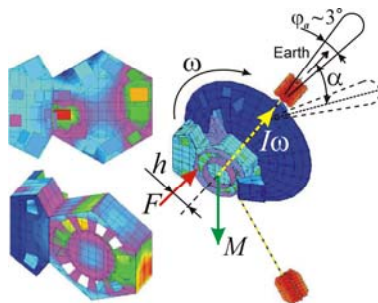


Рис. 2.30. Асимметричное распределение температуры (красным отмечены области с максимальной температурой, синим – с минимальной) по корпусу АМС «Пионер» [274], создавая радиационную силу F и аномальное ускорение Δa_o , привело бы к появлению момента \mathbf{M} , отклоняющего антенну АМС в сторону от Земли.

Также открыта Flyby-аномалия [270, 272], т.е. невязки расчётных и измеренных радаром скоростей у АМС, пролетающих мимо планет по гиперболической траектории. У АМС «Галилео», «NEAR», «Розетта» после пролёта мимо Земли выявлен прирост скорости на величину порядка нескольких мм/с, вопреки закону сохранения энергии. Вероятная причина ошибок – применение для измерений скорости v аппаратов релятивистской формулы доплер-эффекта

$$f' = f \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 \pm v/c}, \quad (2.15)$$

согласно которой при сближении частота f повышена до $f_1 \approx f(1 + v/c + v^2/2c^2)$, а при удалении – снижена до $f_2 \approx f(1 - v/c + v^2/2c^2)$. В классической физике и в баллистической теории света

$$f_1 = f(1 + V/c) \text{ и } f_2 = f(1 - V/c), \quad (2.16)$$

причём у АМС измерены именно такие симметричные смещения частоты: $f_1 - f = f - f_2$. Таким образом, если исходить из классических формул, скорость V аппаратов сохраняется. Но, приравнявая по СТО измеренные частоты (2.16) к релятивистским (2.15), находят при сближении $v \approx V - V^2/2c$, а при отдалении $v \approx V + V^2/2c$, отсюда – ложный вывод о приросте скорости на $\Delta v \approx V^2/c$. При скорости $V \sim 10^3$ м/с это как раз создаст иллюзию прироста V на $\Delta v \sim 1\text{--}10$ мм/с.

Аналогично у спутников Луны, Земли и планет аномалии движения могут быть связаны не только с аномалиями гравитационного поля (*масконами*), но и с систематическими ошибками радиолокации от неучёта вариаций скорости света и применения формул СТО. Это объясняет повышенную точность измерения гравитационных аномалий с применением двух спутников (например, «Эбб» и «Флоу» в миссии «Grail» NASA). Двигаясь по общей орбите один за другим, они, при радиолокации и замере доплеровских сдвигов, выявляют вариации относительной скорости и дистанции между спутниками, при входе в зоны аномалий. Так же японский зонд «Кагуя», летящий по низкой орбите вокруг Луны, выявляет гравитационные аномалии путём радиолокации со спутника-ретранслятора «Окина», летящего по более высокой орбите. С одной стороны, это позволяет поддерживать связь с Землёй и проводить измерения, когда один из спутников входит в область радиотени Луны, а с другой, – проводить относительные измерения с более высокой точностью, чем при измерении абсолютных расстояний спутников до Земли. Это связано с уменьшением ошибок при снижении r , исчезновением переменной задержки радиосигнала в ионосфере Земли, а также с малостью относительной скорости спутников, особенно летящих друг за другом по одной орбите (по сравнению со скоростью относительно Земли). Эта скорость не меняет скорость сигнала, и погрешность измерения расстояний мала.

Ошибки выявляют также сети спутников GPS и ГЛОНАСС [А3, А33], по известным координатам которых и расстояниям $r = ct$ до трёх-четырёх спутников, измеренным по задержке t излучённого ими сигнала, вычисляются координаты приёмника на поверхности Земли.

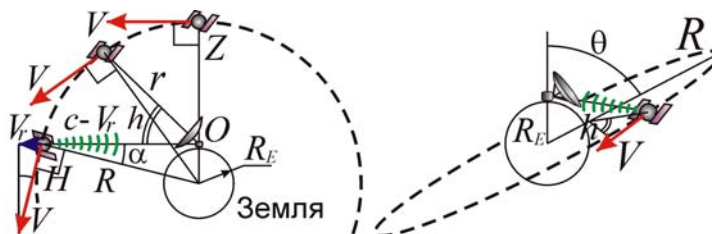


Рис. 2.31. Схема движения и радиолокации навигационных спутников Земли.

Полагают, что GPS и ГЛОНАСС подтверждают формулу $r = ct$ и постоянство скорости c сигналов от спутников [275]. Проверим это. Спутники выводят на орбиты радиуса $R \approx 26000$ км. Скорость спутников $V \approx 4$ км/с снижает скорость их радиосигналов до $c' = c - V_r$, где V_r – лучевая скорость спутника для приёмника O . Ошибка расстояния $\Delta \approx rV_r/c$, где $V_r = 0$ для спутника в зените Z и растёт при снижении высоты h спутника над горизонтом: $V_r = V \cdot \sin \alpha \cdot \cosh$, где $\sin \alpha = R_E/R \approx 0,25$, $R_E \approx 6400$ км – радиус Земли (Рис. 2.31). Тогда максимальная ошибка дистанции $\Delta \approx rV_r/c = 67$ м у спутника возле горизонта H . Поскольку обычно приёмник регистрирует сигналы от спутников с $h > 10^\circ - 15^\circ$, и плоскость орбиты спутника располагается под углом $\theta > 0^\circ$ к горизонту, $V_r = V \cdot \sin \alpha \cdot \cosh \cdot \cos \theta$. С учётом $\cosh \leq 1$, $\cos \theta \leq 1$, это даёт среднюю ошибку

$$\Delta \approx \frac{rV}{c} \sin \alpha \cdot \cos h \cdot \cos \theta \sim 20 \text{ м.} \quad (2.17)$$

Здесь Δ – ошибка измерения расстояния до одного спутника, а расчёт координат ведут по 6–10 спутникам. Каждый даёт ошибки разных знаков и величин, случайно суммируемые в разных направлениях, и их взаимная компенсация при усреднении ещё снижает ошибку. На этом основана техника точного измерения координат неподвижного приёмника при длительном мониторинге и усреднении по большому массиву данных от разных групп спутников из разных точек орбиты и с разными вкладами скорости спутников в величину смещения Δ . В ходе усреднения ошибка измерения координат приёмника снижается до нескольких см. Δ – это общая ошибка замеров по высоте и по горизонтали. А ошибка измерения проекции приёмника на поверхность земного шара в 1,5–2 раза ниже. В итоге, вносимая вариацией скорости света поправка к горизонтальным координатам приёмника – порядка 5 м, что порядка наблюдаемых ошибок.

Согласно ф-ле (2.17), ошибки Δ обращаются в нуль для спутников в зените Z ($h = 90^\circ$) и растут при уменьшении их высот h , достигая максимума, когда спутник виден возле горизонта. Обычно это объясняют увеличением пройденного радиосигналом слоя атмосферы (в первую очередь тропосферы) и ионосферы, меняющей скорость радиоволн и, соответственно, задержку τ [276]. Однако сравнение времён τ , измеренных на двух частотах (для которых скорости от дисперсии в ионосфере отличаются), позволяет исключить погрешности, связанные с рефракцией и дисперсией ионосферы. Поэтому порядок величины ошибок и их зависимость от высоты h спутника свидетельствует в пользу влияния скорости спутника на скорость его радиосигналов. Действительно, сверхточную спутниковую навигацию (с точностью по горизонтали ~1-2 см) обеспечивают именно спутники, расположенные в зените [277]. Роль слоя атмосферы и ионосферы легко учесть, измеряя невязки для спутников, движущихся по орбитам под углом $\theta \neq 0$. Согласно (2.17), ошибка исчезает, когда спутник находится в кульминации ($h = 90^\circ$), а слои ионосферы и атмосферы при этом продолжают вносить существенную ошибку.

Ошибки снижают, применяя корректирующие процедуры, в том числе дифференциальные методы с привязкой к базовым станциям. Систематические ошибки в измерении абсолютных расстояний r_1 от спутника до мобильного приёмника и r_2 – до расположенной рядом базовой станции (с известными координатами), исчезают при измерении относительного расстояния и положения приёмника как разности ($r_1 - r_2$), с учётом высоты спутника над горизонтом. В частности, на территории Японии для сверхточной GPS-навигации планируют разместить 1200 базовых станций [277]. Но в тех точках Земли (в том числе в океане, на территории США – для ГЛОНАСС, и на территории России – для GPS), где станции не могут быть установлены, ошибки спутниковой навигации существенно выше. Если учёт баллистических поправок снижает эти

ошибки, тогда высокая точность навигации будет достигнута без станций дифференциальной коррекции, что исключит экономические затраты на их постройку и обслуживание.

Кроме того, одну ошибку компенсируют другой, корректируя эфемериды спутников, «сдвигая» их расчётные положения вперёд по орбите на сотни метров (как в случае Венеры, § 2.4). Если координаты и эфемериды спутника рассчитаны по задержке τ его сигналов, принимаемых базовыми станциями с известными координатами, то из постоянной скорости сигнала положение спутника определяют как смещённое от реального, чем точно компенсируют ошибку измерения расстояний до мобильных приёмников. Очевидно, при таких условиях нет противоречий GPS с СТО [275]. Поэтому для контроля положений спутников их следует независимо измерять разными методами: визуально (метод астрометрии с телескопов); лазерной локацией (по времени распространения отражённого спутником луча); радиолокацией (по временам движения радиосигнала от наземной станции к спутнику или обратно), или посредством радиоинтерферометров со сверхдлинной базой [278], а также методом триангуляции [268]. В случае влияния скорости источника на скорость света, все эти методы приведут к разным результатам.

При анализе данных GPS и ГЛОНАСС следует учесть переизлучение радиоволн в ионосфере Земли. При типичной концентрации электронов в ионосфере $N_i \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ и околоземном пространстве (на высоте $\sim 100 \text{ км}$), и при рабочей длине волны $\lambda \sim 1 \text{ см}$ (частота радиосигналов $f = c/\lambda \sim 30 \text{ ГГц}$), расчётный показатель преломления ионосферы [53, с. 493] составит

$$n = \sqrt{1 - 80,6N_i / f^2} \approx 1 - 40,3N_i / f^2. \quad (2.18)$$

Соответственно, длина переизлучения в ионосфере составит

$$l_i \sim \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N_i \lambda} \sim 35 \text{ км}, \quad (2.19)$$

т.е. малую величину, по сравнению с пролётной дистанцией $r \sim 20000 \text{ км}$. Но высота ионосферы $\sim 100 \text{ км}$. Таким образом, несмотря на движение на последних участках пути в ионосфере со стандартной скоростью c/n , основную часть пути r радиосигналы проходят в космическом вакууме, и вклад скорости спутника в скорость и время задержки его радиосигналов значителен.

Концентрация ионов в межпланетном пространстве и так называемой плазмосфере Земли (простирающейся до 2-х радиусов Земли) составляет $N_p \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$, откуда

$$l_p \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N_p \lambda} \sim 356000 \text{ км}.$$

Т.е. переизлучение на пути $r \sim 20000 \text{ км} \ll l_p$ практически отсутствует. Отметим, что эта оценка длины переизлучения эквивалентна приведённой в § 2.1 оценке $l_p \approx (\lambda a_0 N_p)^{-1}$, полученной Брэчером [31] на основе связи показателя преломления n плазмы с плазменной частотой ω_e , выраженной через классический радиус электрона $a_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$.

Помимо переизлучения в ионосфере и межпланетном пространстве следует учесть переизлучение в радиационных поясах Земли (*поясах Альфвена*), где концентрация $N_a \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, а размер поясов сопоставим с радиусом Земли (Рис. 2.32). Длина переизлучения в них составит

$$l_a \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N_a \lambda} \sim 4 \text{ км}.$$

Таким образом, при толщине поясов $b \sim 1000 \text{ км}$ переизлучение в них успеет преобразовать скорость радиосигнала, изначально летевшего со скоростью c' к стандартной скорости света c , и радиосигнал заметную часть пути (порядка половины дистанции r между спутником и приёмником) будет двигаться со скоростью c . В итоге ошибки снизятся в разы. Радиационные пояса расположены возле экваториальной плоскости, а полярные области практически свободны от экранирующих частиц. Т.е. приёмников в приполярных областях радиосигнал будет достигать без переизлучения радиационными поясами – со скоростью отличной от c и прогнозов СТО. Соответственно, GPS-приёмники в высоких широтах (в приполярных областях), будут давать более высокую ошибку, чем приёмники в экваториальных и умеренных широтах (Рис. 2.32).

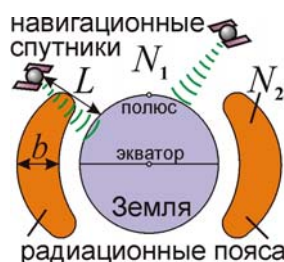


Рис. 2.32. Схема радиационных поясов Земли и GPS-радиолокации.

Действительно, давно отмечено, что ошибки GPS-навигации заметно выше в приполярных широтах. Это служит аргументом в пользу влияния скорости спутника на скорость сигналов и в пользу эффекта переизлучения в радиационных поясах Земли. Влияние радиационных поясов Земли на скорость света и на ошибки космической радиолокации от неучёта баллистического принципа, отмечал также конструктор космических ракет М.И. Дуплищев [227, с. 181].

Для визуального анализа положений на орбите удобны геостационарные спутники (применяемые в качестве вспомогательных в навигационных системах). Их положение на небосводе почти не меняется, что позволяет точно измерять их координаты методом триангуляции. Сравнение этих положений с данными радаров и лазерной локации, и сопоставление измеренной дистанции с теоретической высотой геостационарной орбиты (точно определяемой по орбитальному периоду, равному сидерическим суткам), позволит выявить малейшие следы влияния орбитальной скорости спутника на скорость света. Об ошибках в системе GPS и противоречиях её данных – теории относительности не раз заявлял и Р. Хатч [279] – пионер разработок системы GPS, глава компании NavCom и Института систем космической навигации (ION).

Для оценки степени влияния скорости источника на скорость света можно также применить любые иные спутники и орбитальные станции, с установленными на них радиоретрансляторами и уголковыми отражателями (§ 2.6). Сравнение расстояний и положений аппаратов, одновременно измеренных разными методами, даёт простой и надёжный критерий проверки баллистической теории и постоянства скорости света. Также можно использовать возможности аппаратов типа спутника «Кондор» («Космос-2487»), положение которого на орбите точно контролируется и который с высокой точностью измеряет координаты наземных объектов. Отметим, что и при «стрельбе» со спутников лазерным лучом по наземным контрольным мишеням приходится учитывать баллистический принцип: без этого луч всегда уходит на несколько метров вперёд за счёт эффекта, аналогичного эффекту абберации (§ 1.3).

Таким образом, экспериментальная проверка баллистической теории Ритца в космосе крайне актуальна, поскольку радарные ошибки от неучтённых вариаций скорости света могут снижать точность космических программ и вести к авариям космических аппаратов, а также простых судов и автомашин с GPS и ГЛОНАСС. Однако постоянство скорости света в космосе до сих пор однозначно не проверено с применением спутников, ракет и радаров, хотя вопрос о такой проверке неоднократно поднимался. Так, когда в 1961 г. на конференции NASA в США этот вопрос был поставлен, такую проверку вообще сочли излишней [280], хотя в том же году неточности значения скорости света дали о себе знать при радиолокации Венеры [91, 92, 241].

Американский физик Б. Уоллес связывал замораживание в США официальных исследований и публикаций по радиолокации планет в 1967 г. [245] – с развёртыванием программы «звёздных войн» (одним из пунктов которой была GPS), где влияние скорости источника на скорость света было стратегически важной информацией [93, 149]. Подобное имело место во время «Манхэттенского проекта», когда прекращение публикаций в 1940 г. по реакциям деления в американских журналах стало сигналом о начале секретных работ в этой области, который советские физики верно истолковали для начала своевременных разработок ядерного щита Родины. Таким образом, прецизионные измерения скорости радиосигналов в космосе имеют, помимо теоретического, и важное прикладное, а также военное значение.

§ 2.6. Невязки лазерной локации и «неравномерность» вращения Луны и Земли

Ещё одним тестом баллистической теории служит Лазерная Локация Луны (ЛЛЛ). Значения дистанций, измеренных методом ЛЛЛ, существенно зависят от принятого значения скорости c' . При добавлении скорости лазерного источника к скорости света метод лазерной локации, основанный на условии $c' = c$, выявит ошибки в замерах расстояний, по сравнению с теоретическими эфемеридами. Идею подобных экспериментов выдвигал М.И. Дуплищев [227, с. 180].

Принято считать, что лазерные радары (*лидары*) не выявляют расхождений между эфемеридами и лидарными координатами Луны [281]. Но фактически при лазерной локации Луны и искусственных спутников с уголковыми отражателями выявлен ряд невязок [282]. При скорости лазерного источника $V_r \approx 460$ м/с (околоэкваторная скорость Земли на экваторе) свет пройдёт путь $r \approx 3,84 \cdot 10^8$ м до Луны быстрее на время $\Delta t = r/c - r/(c + V_r) \approx rV_r/c^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с, что соответствует разнице в 600 м, при чувствительности лидаров $\sim 0,01 \div 1$ м [286]. С учётом скорости c отражённого Луной луча, ошибка составит $\Delta r \approx 300$ м. Невязки такого порядка между астрономическими измерениями и данными лидаров, действительно, обнаружены [283]. При синхронном измерении дистанции Земля-Луна станциями из противоположных точек Земли, когда одна движется к Луне, а другая удаляется (Рис. 2.33.а), баллистическая теория подтвердится при выявлении разницы дистанций $\Delta r \sim 300$ м. Для умеренных широт разница меньше: $\Delta r \sim 100$ м.

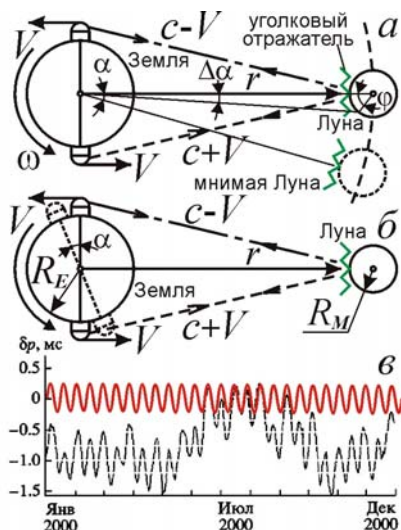


Рис. 2.33. Схема лазерной локации Луны. Неучтённая вариация скорости света создаёт иллюзию сдвига или поворота Луны (а), Земли (б) и вариации суток (в).

Лазерную локацию может также вести одна станция, измеряющая расстояние Земля-Луна в течение ночи. Тогда невязки менялись бы с периодом в сутки со скоростью ~ 100 м/24 ч ≈ 4 м/ч, а предельное отклонение от истинного расстояния составит около ста метров. Действительно, невязки данных ЛЛЛ и визуальных данных (на основе которых рассчитаны эфемериды Луны) достигали сотни метров и менялись со скоростью ~ 4 м в час [283, с. 193]. Как показал анализ данных ЛЛЛ сотрудником NASA Д. Деззари, вариации систематических невязок противоречат постоянству скорости света, а учёт баллистического принципа снижает эти вариации и систематические ошибки [282]. В СТО расхождение данных ЛЛЛ и эфемерид исключают путём коррекции эфемерид Луны на основе данных лазерной локации. По сути, локационные данные, как в случае Венеры, сравнивают друг с другом, а не с данными наблюдательной астрономии.

Полагая скорость света константой c , находят, что Луна на восходе ближе, чем на закате. Это неравенство интерпретируют как поворот Земли в сторону вращения на избыточный угол

$\alpha = \Delta r/R_E = 4,5 \cdot 10^{-5} = 9'',4$ (Рис. 2.33.б) или как смещение уголкового отражателя с Луной на $ra = 17$ км вперёд по орбите (Рис. 2.33.а). От наклона лунной орбиты к плоскости земного экватора расстояние r до Луны в кульминации меняется на $\Delta r \sim R_E(1 - \cos 23,5^\circ) = 530$ км с периодом в полмесяца (13,7 сут), а угол α – на $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r = 0'',013$, что воспримут как покачивание Земли вокруг оси с амплитудой $\Delta\alpha/2 = 0'',0066$ и полумесячным периодом $T \approx 14$ сут по закону

$$\delta\alpha = -0'',0066 \cdot \cos(2\pi t/T), \quad (2.20)$$

где t отмеряют от момента пересечения Луной экваториальной плоскости Земли. Вариация (2.20) создаст иллюзию вариаций угловой скорости Земли ($\omega = 2\pi$ рад/сут) на

$$\delta\omega = d(\delta\alpha)/dt = 1,4 \cdot 10^{-8} \cdot \sin(2\pi/T) \text{ рад/сут}, \quad (2.21)$$

а длительности суток p – на $\delta p = -p\delta\omega/\omega$, словно день меняется на $\pm 0,2$ мс каждые 14 дней и

$$\delta p = -0,2 \cdot \sin(2\pi t/T) \text{ мс}. \quad (2.22)$$

График (2.22) нанесён сплошной линией на (Рис. 2.33.в). Лазерная локация Луны выявила именно такие вариации (Рис. 2.33.в, пунктир): их период – 14 суток, а амплитуда ~ 1 мс [284].

Т.е. вариации p могут быть иллюзорны, что можно проверить, измеряя угол α поворота Земли и период её вращения по измерениям суточного движения точечных космических источников радиоизлучения по данным РСДБ, определяющих вариации угла α с точностью до $0'',0001$. Другой способ проверки – измерение вариаций положений геостационарных спутников методом интерферометрии, или измерение со спутников типа «Кондор» вариаций положений земных реперов и базовых станций. Регулярные покачивания Земли на $\Delta\alpha = 0'',013$ соответствовали бы периодическому смещению реперных точек примерно на $\sim R_E\Delta\alpha = 0,4$ м.

Регулярными колебаниями дистанции r и скорости V_r можно объяснить и другие «вариации» вращения Земли и Луны с характерными периодами колебаний величин r и V_r , выявленные лидарами. От движения по эллиптической орбите расстояние Луны меняется от 350 до 400 тыс. км ($\Delta r \sim 50$ тыс. км). Соответственно меняется угол α (направления на мнимую Луну) на $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r \sim 1''$. Это колебание, синхронное с орбитальным движением, воспримется как «сдвиг» Луны по орбите (аналогичный «сдвигу» Венеры, § 2.4), меняющийся в такт её приближению-отдалению. Эти мнимые смещения нельзя согласовать с законами Кеплера, т.к. форма и наклон лунной орбиты регулярно меняются [283, с. 63], внося дополнительные вариации в дистанцию Земля-Луна $\Delta r \sim 20$ тыс. км и $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r \sim 0'',5$, что интерпретируют как регулярное смещение уголкового отражателя на $r\Delta\alpha \sim 1$ км от покачиваний Луны (радиуса R_M) на угол $\varphi = \Delta\alpha r/R_M \sim 2'$. Действительно, лидарные измерения выявляют у Луны покачивания на $2'$, интерпретированные как реальная, физическая либрация, которая тоже может быть иллюзорной.

«Покачивания» Луны и Земли за счёт приливов открыты и в астрономических наблюдениях [283, 285]. Но выявленные лидарами вариации φ отличны от наблюдаемых. Оценить вклад мнимых колебаний можно путём сравнения амплитуды «покачиваний» Луны и Земли, по дан-

ным лидаров, телескопов и радиоинтерферометров. Если баллистическая теория Ритца справедлива, их данные разойдутся на величину, меняющуюся по закону (2.20). Разойдутся и данные станций разных широт: возле экватора колебания δr – синусоидальные (2.22), а вдали от него – соседние максимумы будут разной высоты, что и наблюдается (Рис. 2.33.в).

Ошибки лидарных координат Луны ведут к ошибкам в координатах аппаратов на её поверхности. Видимо, поэтому лазерный луч, который с развитием техники ЛЛЛ засвечивал на Луне всё меньшую область (её поперечник ныне сократился до ~ 1 км), потерял уголкового отражателя «Лунохода-1», от ложного смещения по данным лидаров на $r\Delta\alpha \sim 1$ км, или на $r\alpha \sim 17$ км от вращения Земли. В итоге, после ряда удачных сеансов лазерной локации «Лунохода-1» в 1970–1971 г., он был потерян, якобы в связи с выходом из строя уголкового отражателя [286]. Но в 2010 г., когда «Луноход-1» был визуально обнаружен на снимках Луны, сделанных лунным орбитальным зондом LRO [287], координаты «Лунохода-1» были уточнены. Использование исправленных координат позволило, спустя 40 лет, вновь точно навести лазерный луч на «Луноход-1» и зарегистрировать «лунный зайчик» – отражённый сигнал. Его интенсивность в разы превышала интенсивность сигнала, отражённого «Луноходом-2» [287], лазерная локация которого поддерживается до настоящего времени, и координаты которого не были потеряны.

Это доказывает, что уголкового отражателя «Лунохода-1» был исправен, а исчезновение отражённого сигнала связано с потерей правильных координат аппарата, из-за ошибки в определении координат «Лунохода-1» по данным лидаров, по сравнению с которыми визуальные данные в ряде случаев оказываются точнее. Возможно, с этим связана постепенная «деградация» (снижение отражательной способности) катафотов других четырёх лунных аппаратов [287], – из-за постепенной потери правильных координат в отражателе попадает только край лазерного пучка, рассеянного атмосферой и дифракцией, отчего падает интенсивность отражённого сигнала. В итоге регулярно «теряются» отражатели и других четырёх лунных аппаратов, включая «Луноход-2». Лишь исходное визуальное измерение положений отражателей (или измерения с орбитальных зондов типа LRO) обеспечивают требуемую точность наводки луча.

Действительно, сравнение координат уголковых отражателей аппаратов («Луноход-1, 2», «Аполлон-11, 14, 15») по снимкам LRO и по данным лазерной локации показывает систематические расхождения по селенографическим широтам и долготам $\sim 0^{\circ},02 \approx 1'$ [288]. Это соотносится с амплитудой физической либрации Луны (по данным лидаров) и соответствует разнице координат ~ 1 км. Эта разница превышает погрешности замеров координат обоих методов и может быть результатом неучтённых вариаций скорости света в расчётах по данным ЛЛЛ.

Таким образом, проверка переменности скорости света в космосе и сопоставление расстояний, измеренных разными методами, позволит не только проверить постоянство скорости света и баллистическую теорию, но и уточнить характеристики осевого и орбитального враще-

ния Луны, Земли и их спутников. Тем самым проверка баллистической теории в области космической лазерной локации, кроме теоретического, имеет и чисто прикладное значение.

§ 2.7. Выводы

Из проведённого анализа данных астрономических и радиоастрономических наблюдений, радио- и лазерной локации следует, что накопленные за век данные не противоречат баллистической теории. А ряд эффектов, включая эффекты в системах пульсаров и других переменных звёзд, невязки космической радио- и лазерной локации подтверждают баллистическую теорию. В связи с этим предложены новые критерии и методы уточнённой проверки баллистической теории, путём сопоставления данных радио- и оптической интерферометрии с данными спектрального анализа двойных звёзд; сопоставления радиолокационных, визуальных и лидарных положений космических аппаратов и небесных тел. Предложенные методы и критерии позволят произвести уточнённую проверку постоянства скорости света и уточнить пространственно-кинематические характеристики и элементы орбит планет и космических аппаратов.

Глава 3. Оптические эксперименты по наблюдению следствий баллистической теории

В данной главе рассмотрены классические и предлагаемые оптические эксперименты по проверке баллистической теории. В начале XX в., после проверки теории в космосе, именно оптические опыты в земных лабораториях (*в макром мире*) стали вторым этапом тестирования. Исследовали изменение скорости света от движущихся источников, зеркал, и скорости света, переизлучённого движущейся средой. Как правило, в литературе результаты этих экспериментов (опыты Саньяка, Бонч-Бруевича и др.) представлены как противоречащие баллистической теории. Но при подробном анализе, как покажем далее, результаты этих опытов согласуются с баллистической теорией, если принять во внимание эффект переизлучения средой (в воздухе с $n = 1,0003$ длина переизлучения $l \sim 1$ мм, а в прозрачных средах типа стекла $l \sim 1$ мкм) и проводить анализ на основе молекулярной оптики, из которой следуют однозначные выводы о величине фазовой скорости света. Более того, ряд опытов свидетельствует в пользу существования зависимости скорости света от скорости источника. В данной главе будут предложены новые схемы оптических экспериментов, в том числе с применением лазерного излучения, особенно фемтосекундных лазеров, для прецизионной проверки баллистической теории.

Основные результаты главы опубликованы в [A2, A13, A15–A17, A28, A48, A53].

§ 3.1. Опыт Саньяка, лазерный гироскоп и роль вращения зеркал

Как отмечено в первой главе, из теоремы Эвальда-Озеена, скорость лучей света (*групповая скорость*) от подвижного источника восстанавливает стандартное значение c после переизлучения неподвижной средой, играющей роль вторичного источника. На фазовую скорость света среда влияет сложнее, ввиду интерференции исходного и вторичного излучения. Согласно Ритцу, при отражении от движущегося зеркала фазовая скорость света сохраняется неизменной по величине относительно источника [16]. Результаты опытов с подвижными зеркалами, например опыты Майораны, согласуются с этим выводом, как показал М.Ф. Мишо [16, 289].

К той же разновидности опытов с подвижными зеркалами относят опыт Саньяка, где интерферируют световые лучи при распространении в противоположные стороны по контуру из зеркал (Рис. 3.1). При вращении контура с угловой скоростью Ω лучи набирают разность хода, пропорциональную Ω и меняют интерференционную картину. Опыт Саньяка сочли противоречащим теории Ритца [6, 290, 291], так как источник A неподвижен относительно контура из зеркал B , C , D и фотопластинки I , установленных на общей платформе. Поэтому полагали, что при движении в вакууме (т.е. в отсутствие переизлучения) скорость лучей в системе отсчёта источника не менялась бы и не создала бы разности хода [6, 290]. Но в теории Ритца свет сохраняет скорость c лишь относительно источника в инерциальной системе отсчёта [15]. А во вращаю-

шейся системе движение ускоренное. Т.е. по баллистической теории, инерциальное движение света позволяет выявить вращение в опыте Саньяка, равно как инерционное движение маятника выявляет вращение Земли в опыте Фуко. Аналогично устроены лазерные гироскопы [292].

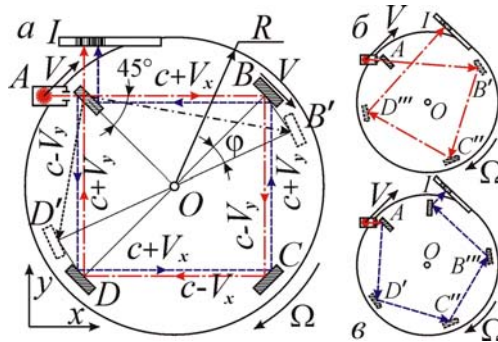


Рис. 3.1. Схема движения света в опыте Саньяка по баллистической теории (а). Справа – удлинение пути для луча света (*штрих-пунктир*), идущего в направлении вращения интерферометра (б), и сокращение пути для луча (*пунктир*), идущего против вращения (в).

Найдём разность хода лучей в лабораторной системе отсчёта (Рис. 3.1.а). Каждый отрезок пути $L = AB = BC = CD = DA$ прямого луча (в направлении вращения) удлинится до

$$L_1 = L(1 + \sin 45^\circ \Omega R/c),$$

где R – расстояние источника и зеркал до оси вращения O . Так, к моменту прихода света к зеркалу B оно сместится в B' , удлинив путь AB до $AB' = L_1$ на $\phi R \sin 45^\circ$, где $\phi = \Omega L/c$ – угол поворота контура за время L/c . По теории Ритца свет источника A пойдёт вдоль AB со скоростью $c + V_x = c + V \sin 45^\circ$. При отражении зеркалом B вдоль BC , фазовая скорость света сохраняется относительно источника и равна $c - V_y = c - V \cos 45^\circ$. Скорость света, отражённого вдоль BC , CD и DA , равна скорости параллельных лучей от A [16, 27]. Время обхода светом контура $AB'C''D'''I$

$$T_1 = L_1/(c + V_x) + L_1/(c - V_y) + L_1/(c - V_x) + L_1/(c + V_y) \approx 4L_1/c,$$

если отбросить слагаемые 2-го и высших порядков малости по V/c . Для луча, идущего против направления вращения, отрезки пути $L = AD = DC = CB = BA$, сократятся до $L_2 = AD' = L(1 - \sin 45^\circ \Omega R/c)$, и аналогичный расчёт времени обхода контура $AD'C''B'''I$ даст $T_2 \approx 4L_2/c$.

Итак, для замкнутого пути влияние скорости источника на скорость света нейтрализуется, и времена T_1, T_2 отличаются от расчётного $T = 4L/c$ лишь за счёт изменения пути L . Тогда разность времён обхода $\Delta T = T_1 - T_2 = 8\Omega R^2/c^2$, а разница оптических путей

$$\Delta Tc = 4\Omega S/c, \quad (3.1)$$

где $S = 2R^2$ – площадь контура, обходимого лучом. Это совпадает с результатом опыта Саньяка и аналогичных опытов, для которых формула (3.1) легко обобщается на случай контура произвольной формы. Таким образом, теория Ритца согласуется с опытом Саньяка.

Поскольку лишь ускоренное, а не инерциальное движение источника создаёт разность хода, то опыт с поступательным движением интерферометра Саньяка, предложенный

Г.Б. Малыкиным [6] и аналогичный опыту Майкельсона, по теории Ритца не выявит движения [16]. Расчётная разность хода в [6] порядка $(V/c)^3$ – видимо, ошибочна, так как эквивалентный расчёт в системе интерферометра даёт нулевой результат, не содержащий V .

В связи с опытами с применением подвижных зеркал высказывалось и такое возражение: если в вакууме групповая скорость света, переизлучённого зеркалом, движущимся к источнику со скоростью V , равна $c + V$, а фазовая равна c , то получается противоречие равенству фазовой и групповой скорости в вакууме, где нет дисперсии. Однако в баллистической теории, в отличие от классической электродинамики, фазовая и групповая скорость могут не совпадать в вакууме [A51]. Яркий пример даёт aberrация звёздного света (§ 1.3): орбитальная скорость Земли меняет групповую скорость (скорость распространения световых лучей) по величине и направлению, а фазовая скорость света, перпендикулярная фронтам световых волн не меняется (Рис. 3.2). Т.е. при aberrации в системе земного наблюдателя фазовая и групповая скорость не совпадают ни по величине ни по направлению, – ситуация аналогичная наблюдаемой для электромагнитных волн в замагниченной плазме или в кристаллооптике. В 2015 г. неравенство фазовой и групповой скорости света в вакууме зафиксировали и в лабораторных экспериментах [5].

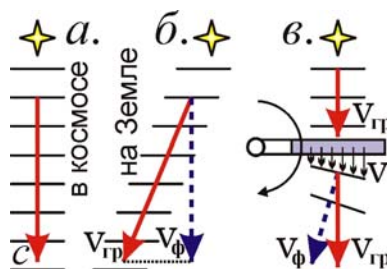


Рис. 3.2. Примеры несовпадения фазовой и групповой скорости света в вакууме, согласно баллистической теории Ритца. Случаи движения света в космосе (а), в системе земного наблюдателя (б) и в опыте Джемса и Стернберга (в).

Кроме того, баллистическая теория допускает существование дисперсии света даже в вакууме, поскольку электроны, излучающие свет с разными частотами, движутся с разной скоростью. При сообщении свету, она порождает зависимость его скорости от частоты [A19]. Величина дисперсии мала, но проявляется на гигантских космических дистанциях. В пользу этого, как показал Г.А. Тихов [164], А.А. Белопольский [65] и С.П. Масликов [166], свидетельствуют наблюдения двойных и переменных звёзд, а по В.А. Бунину – лабораторные опыты [167].

С неверным представлением о соотношении фазовой и групповой скорости света связана также экспериментальная проверка теории Ритца в опыте Джемса и Стернберга [145, 293]. В опыте луч света переизлучался вращающейся пластинкой. От сообщения свету разными участками пластинки разной скорости, фронт световой волны должен повернуться (Рис. 3.2.в). Но при наблюдении через телескоп не было зафиксировано отклонения луча света, что сочли противоречием баллистической теории. Ошибка состояла в том, что отклонение в этом случае ис-

пытывал только вектор фазовой скорости света, а вектор групповой скорости света, заданный суммой скорости исходного луча и пластины, не менял своего направления. Именно вектор групповой скорости света $V_{гр}$ и задаёт направление распространения энергии, лучей света, как подтверждает аберрация звёздного света (Рис. 3.2). Таким образом, опыт Джемса и Стернберга не противоречит баллистической теории, но его можно видоизменить так, чтобы свет падал на вращающуюся пластинку под углом. При сообщении её скорости свету, вектор групповой скорости изменит своё направление на угол, измеренный телескопом. Подобный опыт поставил М.И. Дуплищев при направлении луча света на вращающийся диск из оргстекла. Было зафиксировано смещение луча света, соответствующее предсказанному баллистической теорией [227, 294]. Аналогичный опыт предложил и осуществил В.П. Селезнёв с тем же результатом [203].

Таким образом, в баллистической теории представление о соотношении фазовой и групповой скоростей света в вакууме, при отражении и распространении, в ряде случаев отличается от представлений классической электродинамики. Т.е. при постановке опытов по проверке баллистической теории следует целиком опираться на её математический аппарат и следствия, которые, в свою очередь, можно применить в качестве дополнительных критериев её проверки.

§ 3.2. *Опыты с движущимися средами – опыты Физо, Кантора и Дуплищева*

Эксперименты с подвижными зеркалами аналогичны опытам, в которых свет шёл в подвижной среде. В работе [6] оспаривалось утверждение Ритца о том, что фазовая скорость света, отражённого зеркалом, равна c относительно источника [16], а не зеркала, которое в качестве вторичного источника сообщало бы свою скорость свету. Последнее верно для элементарного вторичного источника, а фазовая скорость света, отражённого зеркалом, задана интерференцией волн, переизлучённых элементарными излучателями-электронами в толще зеркала, и результат её неочевиден. Так, в среде скорость света равна c/n ввиду интерференции падающей и вторичных волн, рассеянных электронами среды [82], хотя эти волны обладают скоростью c .

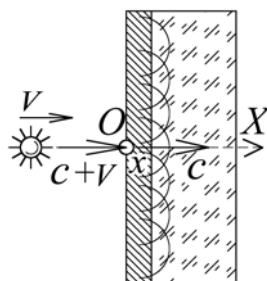


Рис. 3.3. Схема изменения фазовой скорости света от движущегося источника в среде за счёт переизлучения (или в эквивалентной системе, где источник движется относительно неподвижной среды), согласно баллистической теории Ритца.

В баллистической теории этот результат можно обобщить на случай источника, движущегося относительно среды, проверив соответствие теории – опыту Физо [16, 145]. Скорость света c^* в среде от источника, движущегося по нормали к границе среды со скоростью V , найдём по примеру расчёта в молекулярной оптике для неподвижного источника [82, с. 425]. Если в вакууме источник испускает свет со скоростью $c + V$, то поле единичной падающей волны

$$E_0 = \exp[i(\omega t - k'x)],$$

где ω – циклическая частота падающей волны, $k' = \omega/(c + V)$ – её волновое число. Волна возбуждает в среде вторичные волны скорости c , в сумме дающие плоскую волну с величиной поля

$$E_1 = -ikxb \exp[i(\omega t - kx)],$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, x – толщина пройденного слоя среды, b – безразмерный коэффициент, характеризующий её оптическую плотность (Рис. 3.3). Поле результирующей волны

$$E = E_0 + E_1 = (\exp[ix(k - k')] - ikxb) \exp[i(\omega t - kx)],$$

что, с учётом разложения $\exp(x) \approx 1 + x$ при малых x и $(k - k') \approx \omega V/c^2 = kV/c$, даёт

$$E \approx (1 + ikxV/c - ikxb) \exp[i(\omega t - kx)] \approx \exp[i(\omega t - kx(1 + b - V/c))].$$

Здесь $kx(b - V/c)$ – сдвиг фазы, пропорциональный пути x и меняющий фазовую скорость c^* . По сути, в среде волновое число $k = \omega/c$ заменяется новым

$$k^* = \omega/c^* = k(1 + b - V/c).$$

Отсюда

$$c^* = ck/k^* = c/(1 + b - V/c).$$

При $V = 0$ получим стандартную скорость света в среде $c^* = c/(1 + b)$, где $(1 + b)$ – коэффициент преломления n . Для $0 < V \ll c$ получим

$$c^* = \frac{c}{1 + b - V/c} = \frac{c}{n - V/c} \approx \frac{c}{n} + \frac{V}{n^2}, \quad (3.2)$$

а для околосветовых скоростей $V \sim c$ точный расчёт по выше приведённому методу даёт

$$c^* = \frac{c}{n - V/(c + V)}. \quad (3.3)$$

В системе отсчёта источника, где со скоростью V движется среда, найдём из (3.2), с учётом принципа относительности, справедливого в теории Ритца, что скорость света в среде

$$c' = c^* - V = c/n - V(1 - 1/n^2).$$

Опыт Физо выявил именно такую зависимость, где множитель $(1 - 1/n^2)$ – коэффициент увлечения Френеля [38, 145]. Тем самым теория Ритца объясняет опыт Физо и другие опыты с движением источников и сред, где анализ следует вести на основе молекулярной оптики [A2, A25]. Это устранит неоднозначности в трактовке опытов У. Кантора, М.И. Дуплищева, Т. Бергмана [38, 145, 295] и др. Переизлучение элементами оптических систем ставит под сомнение результаты лабораторных опытов по проверке теории Ритца, как и в космосе (§ 1.1).

Например, в опыте Кантора наблюдалось смещение интерференционных полос, соответствующее изменению скорости света, переизлучённого движущимися стеклянными пластинками, примерно на $k = 2/3$ величины скорости пластин [145, 296]. Поскольку в данном опыте измерялась фазовая скорость света, то, ввиду движения света по замкнутому пути, его средние скорости в прямом и обратном направлении не могли различаться, как в опыте Саньяка (§ 3.1). Т.е. если бы опыт Кантора провели в вакууме, его результат был бы нулевым. Действительно, опыт Кантора, повторенный Бергманном в вакууме, дал нулевой результат, не выявив влияния скорости пластин на скорость света [297]. Этот результат трактовали как подтверждение постоянства скорости света и противоречие баллистической теории [145]. Но, как показано выше, эта теория тоже предсказывает нулевой результат. Что же касается положительного результата эксперимента Кантора, то, видимо, он связан с тем, что на пути распространения света располагался воздух, который, за счёт переизлучения, снижал скорость света до значения c . Поэтому скорость света после отражения зеркалом уже не менялась, и в дополнительную разность хода вносил вклад только начальный участок пути, составлявший как раз около половины пути света.

С наличием воздуха в установке, видимо, связан и положительный результат опыта М.И. Дуплищева [227, 294]. В его установке свет проходил через движущийся брусок из оргстекла, и на экране наблюдалось смещение интерференционных полос. Опыт выявил влияние скорости источника на скорость света, так как переизлучение воздухом ставило лучи света в неравные условия, что и позволило обнаружить изменение скорости света на замкнутом пути. Если аналогичный опыт провести в вакууме, то его результат, согласно баллистической теории, будет отрицательным. Таким образом, при экспериментальном измерении фазовой и групповой скорости среда, согласно баллистической теории, существенно влияет на исход эксперимента.

§ 3.3. Проверка постоянства скорости света фемтосекундными лазерами

Для однозначной проверки влияния скорости источника на скорость света предлагалось также применять фемтосекундные лазеры (В. Подгорный [298], В. Соколов [299]), длительность импульсов которых ($\Delta t_f \sim 10^{-14}$ с) позволяет измерять соответствующие разности времён хода лучей, у одного из которых скорость c , а у другого ($c + V$), при движении второго источника относительно первого со скоростью V . На пути $L \sim 10$ м эта разность времён хода составит

$$\Delta t = L/c - L/(c + V) \approx LV/c^2 \quad (3.4)$$

и обнаружится ($\Delta t \sim \Delta t_f$) при скорости $V \sim 100$ м/с, достижимой в лаборатории. Та же разница времён пролёта света (3.4) от подвижного источника получается для прогнозов БТР и СТО.

Возможна также схема эксперимента с применением одного детектора и двух подвижных лазерных источников, синхронно генерирующих импульсы (Рис. 3.4.а) или двух световодов на вращающемся диске, связанных с неподвижным лазером через перископическую систему зер-

кал на оси вращения (Рис. 3.4.б). Выходы световодов можно разместить в диаметрально противоположных точках 1 и 2 обода крутящегося с частотой ω диска, так что один источник движется к детектору со скоростью $V = \omega R$, а другой – удаляется со скоростью V . Тогда фотодетектор и автокоррелятор на расстоянии L непосредственно зарегистрируют задержку

$$\Delta t = L/(c - V) - L/(c + V) \approx 2LV/c^2,$$

между импульсами. Чтобы расстояния L от источников до фотодетектора совпали, следует направить лазерные лучи так, чтобы свет регистрировался лишь из точек 1 и 2 равноудалённых от детектора, при генерации импульсов синхронной с прохождением этих положений. Автокоррелятор измеряет задержку между импульсами Δt от 1-го и 2-го световода, позволяя сделать выбор между СТО и БТР при $V = \omega R \sim 100$ м/с. Варьируя путь L и скорость вращения ω , т.е. относительную скорость V источника, можно проверить пропорциональность задержки Δt (измеренной автокоррелятором) – величинам V и ω , сделав вывод о наличии или отсутствии баллистической зависимости $\Delta t = 2LV/c^2$.

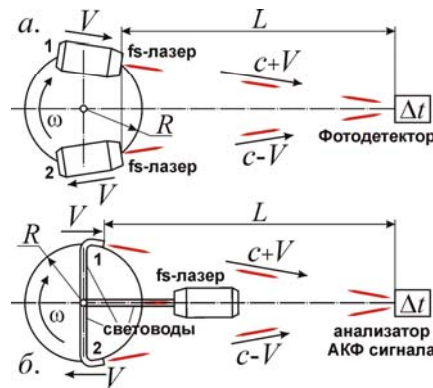


Рис. 3.4. Схемы установок по сравнению скоростей света от движущихся источников.

Можно применить генераторы непрерывного лазерного излучения, установленные на вращающемся диске. При расходимости лазерных пучков $\varphi = 0,001^\circ$ длительность импульса задана интервалом τ попадания лазерного пучка в детектор, так что $\tau = \varphi T/360^\circ$, где T – период вращения диска. При частоте вращения 1000 об/с, $T = 0,006$ с, откуда $\tau = 17 \cdot 10^{-9}$ с. Поскольку генераторы непрерывного излучения (в т.ч. лазерные диоды) проще и компактней *fs*-лазеров, их проще разместить на ободах центрифуг и сообщить им высокую скорость вращения.

Время задержки $\Delta t = 2LV/c^2$ должно быть не меньше длительности импульса $\tau = 17 \cdot 10^{-9}$ с. Т.е. при $V \sim 100$ м/с дистанция $L \geq \tau c^2/2V \approx 8800$ км. Подобный эксперимент может быть поставлен только в космосе, где велики пролётные дистанции L , а переизлучение в космическом вакууме практически отсутствует. При размещении подвижных лазерных источников на спутнике или МКС, а детектора – на другом спутнике или на Земле, можно измерить время задержки между импульсами $\Delta t = 2LV/c^2$ и его зависимость от скорости V и от дистанции L .

Космические скорости можно реализовать и в земных лабораториях. Так, при выстреле металлического кольца магнитокумулятивным генератором из взрывомагнитной установки достигнуты скорости кольца $V \sim 100$ км/с [221]. Эта скорость составляет 0,03 % от скорости света c . Тогда, укрепив на кольце лёгкого генератора лазерных импульсов (например, полупроводникового лазера) или применив зеркальное кольцо (отражающее фемтосекундные лазерные импульсы), на дистанции $L \sim 10$ м получим $\Delta t = LV/c^2 \sim 10^{-12}$ с = 10 пс. Т.е. зависимость скорости света от скорости лазерного источника (или зеркала) легко проверить, непосредственно измеряя скорость света по сигналам двух разнесённых на расстояние L фотодетекторов с быстродействием ~ 1 пс (как у МПМ-фотодетекторов с быстродействием ~ 500 ГГц [300]), либо сравнив моменты регистрации импульсов, излучённых двумя источниками, один из которых неподвижен, а второй укреплен на подвижном кольце и излучает импульс в момент пролёта мимо неподвижного источника. Чтобы достичь требуемой точности и синхронности моментов излучения импульсов, достаточно, чтобы в момент излучения продольное смещение подвижного источника относительно неподвижного составляло не более $\Delta tc \sim 3$ мм.

Помимо изучения зависимости скорости света от скорости источника, эти методы позволят уточнить значение c , т.к. измерение моментов регистрации с точностью $\sim 10^{-14}$ с на пути в 1000 м, который свет проходит за $3 \cdot 10^{-6}$ с, позволит измерять c с точностью $\sim 10^{-14}/10^{-6} \sim 10^{-8}$ её величины, т.е. ~ 1 м/с. Так можно проверить постоянство скорости света c и зависимость от длины волны λ гравитационного потенциала, направления распространения света и т.д.

§ 3.4. Экспериментальная проверка ритц-эффекта методами лазерной физики

Современные лазерные источники можно также применить для проверки эффекта Ритца (§ 1.2). Для трансформации частоты света на проценты или в разы, в формуле (1.15) на длине $r = L$ для преобразования длины волны λ , частоты f и длительности Δt лазерного импульса

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad f' = f \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad (3.5)$$

и соответственно для преобразования пиковой мощности P и амплитуды оптического поля E

$$P' = P \frac{\Delta t}{\Delta t'} = P \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad E' = E \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (3.6)$$

следует обеспечить $La_r/c^2 \sim \pm 1$. Поэтому для лабораторных дистанций $L \sim 1$ м требуется

$$a_r \sim \pm c^2/L \sim \pm 10^{17} \text{ м/с}^2.$$

Это ускорение недостижимо для светоизлучающих приборов, но его легко сообщить электронам или ионам, излучающим свет самостоятельно (если источниками света служат возбуждённые ионы), либо опосредованно (если ионы служат переизлучающими центрами).

Такое ускорение типично для элементарных частиц, летящих с околосветовыми скоростями $V \sim c$ в магнитном поле циклических ускорителей с радиусом орбит $R \sim 1$ м (Рис. 3.5). При этом центростремительное ускорение $a = V^2/R \sim 10^{17}$ м/с². Так, в синхротроне эффект Ритца позволит трансформировать лазерное излучение при рассеянии на движущихся электронах. Как правило, лазерные импульсы, рассеянные электронами, преобразуют по эффекту Доплера при лоренц-факторе $\gamma \gg 1$ [104, с. 171], что требует мощных ускорителей с большим расходом энергии. Напротив, эффект Ритца позволит трансформировать излучение даже при $\gamma \sim 1$ в компактных циклотронах, синхротронах и накопителях малой мощности с низкими синхротронными потерями, т.к. уже при $V \sim c$ ускорение частиц $a \sim a_0 \sim 10^{17}$ м/с² (при $L \sim R \sim 1$ м). При $\gamma \sim 1$ рассеянное излучение заряда не обладает острой направленностью синхротронного излучения, и максимальная эффективность трансформации частоты ритц-эффектом достигается для излучения вдоль вектора ускорения a электрона, т.е. поперёк его скорости и вдоль радиуса орбиты.

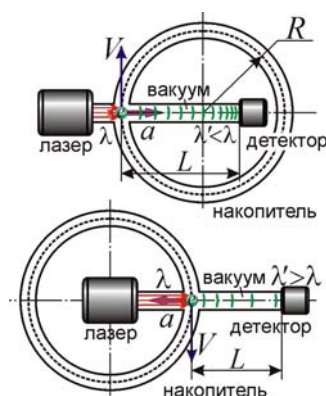


Рис. 3.5. Схемы трансформаторов частоты лазерного излучения при рассеянии на банчах электронов, циркулирующих в накопителе: для сокращения длины волны λ (вверху) или для растяжения λ (внизу).

Поскольку при $V \sim c$ время $\tau \sim R/V$ пролёта банча электронов через область лазерного облучения – порядка наносекунды, то длительность первичных лазерных импульсов должна быть того же порядка: $\Delta t \leq \tau$. Удобно применить генераторы наносекундных или пикосекундных импульсов, частота повторения которых равна частоте обращения электронных сгустков (частоте ускоряющего поля в синхротроне или накопителе). Габариты установки по трансформации света можно сократить в разы, пропорционально сократив L и R до нескольких см. А снизив радиус орбиты электрона R до 0,1 мм, без изменения $L \sim 1$ м, скорость электронов можно снизить до $V \sim c(R/L)^{1/2} \sim 0,01c$ (достижимой уже в электронной пушке), намного сократив затраты энергии на разгон электронов, генерацию магнитного поля и уменьшив габариты установки.

Отметим, что при трансформации частоты света в синхротронах за счёт центростремительного ускорения a сдвиг частоты не пропорционален La/c^2 . Частота и длина волны света преобразуется по формуле (3.5), однако $a_r \neq a = V^2/R$, и зависимость $\lambda' = \lambda(1 + La/c^2)$ запишется сложнее [A4, A53], т.к. угол между \mathbf{r} и \mathbf{V} меняется от изменения направления на источник А.

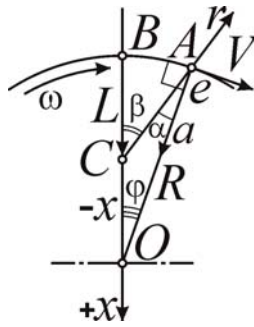


Рис. 3.6. Схема движения электронов по орбите синхротрона и изменения их лучевой скорости относительно приёмника С.

Из Рис. 3.6, где изображена орбита электрона e , видно, что лучевая скорость (проекция скорости \mathbf{V} на \mathbf{r} – луч зрения CA из приёмника C) равна $V_r = V \sin \alpha$, где $\alpha = \beta - \varphi$. При малости углов β и φ , опирающихся на дугу AB , найдём $\beta \approx \varphi OB/CB = \varphi R/L$. Отсюда $V_r = V \sin[\varphi(R - L)/L] \approx -V\varphi x/L$, где $x = (L - R)$ – смещение приёмника C от центра орбиты O электрона. Лучевое ускорение $a_r = dV_r/dt \approx -V\omega x/L$, где $\omega = d\varphi/dt$ – угловая скорость электрона, откуда

$$f' = f/(1 + La_r/c^2) = f/(1 - xV^2/Rc^2). \quad (3.7)$$

В предельном случае ($x = 0$), если приёмник C расположен в центре орбиты O , $f' = f$.

В другом предельном случае, если приёмник расположен возле траектории электрона ($L = 0$, $x = -R$), и в малой окрестности точки B это движение можно считать прямолинейным, $f' = f/(1 + V^2/c^2)$. По сути, эффект Ритца переходит в выражение поперечного эффекта Доплера, но удвоенной величины (§ 3.6). При этом частота меняется не от вариаций \mathbf{V} , а от изменения направления CA на источник. Аналогичный результат следует из эффекта Доплера в системе отсчёта приёмника [A22], см. § 3.6. Это показывает частичную эквивалентность эффектов Доплера и Ритца (1.16), переходящих один в другой, в зависимости от системы отсчёта [A51, с. 75].

В третьем предельном случае, когда $L \gg R$ ($x \approx L$), работает ф-ла (3.5), где $a_r \approx a = V^2/R$, т.к. при $L \gg R$ направление на источник не меняется. Этот случай реализуется для звёзд и галактик, где радиусы орбит R малы по сравнению с расстоянием L до них (Глава 1). Наиболее общий случай преобразования частоты света рассмотрен в работе В.П. Золотухина [301].

Для придания электронам ускорения $a_r \sim \pm 10^{17}$ м/с² можно также применить электрическое поле E , в котором $a = Ee/m$ (где $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг – удельный заряд электрона) достигает 10^{17} м/с² при сравнительно малой напряжённости $E \sim 10^6$ В/м. Для ускорения ионов требуется $E \sim 10^9$ В/м. А в фокусе лазерного пучка достигнуты значения $E \sim 10^{12}$ В/м [104].

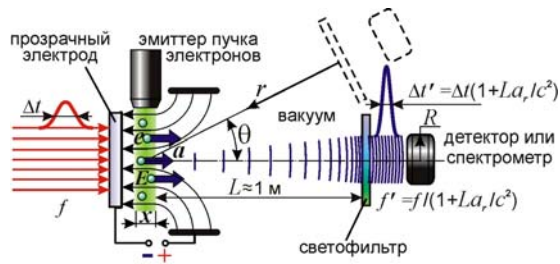


Рис. 3.7. Схема установки по проверке эффекта Ритца, преобразующего частоту света f и длительность Δt лазерных импульсов, рассеянных ускоренно движущимися электронами.

В работах [A2, A5, A16, A35, A36, A48] автор предложил схему установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3.7) в виде вакуумной камеры (Рис. 3.8), где пучок электронов или ионов в поле E получает ускорение $\sim 10^{17}$ м/с². Лазерное излучение с несущей частотой f и длительностью импульса $\Delta t \sim 1$ пс фокусируется на пучке, претерпевая рассеяние на электронах (или ионах) – вторичных источниках. Их излучение проходит в вакууме путь $L \sim 1$ м до светофильтра (отсекающего свет частоты f) и поступает в детектор и спектрометр. При справедливости эффекта Ритца они зафиксируют сигнал изменённой длительности $\Delta t'$ и частоты f' (3.5).

В случае подтверждения данный метод позволит трансформировать несущую частоту и компрессировать импульсы без разгона частиц до околосветовых скоростей, т.е. применяя простое оборудование при малом расходе энергии и производя компрессию с высоким КПД. Действительно, поскольку в данном методе существенно ускорение излучающих частиц, а не их скорость (как в эффекте Доплера), то при ускорении $a \sim 10^{17}$ м/с² скорость, которую успеют набрать частицы в поле E за время воздействия лазерного импульса $t = 10^{-14}$ с, составит $V = at = 10^3$ м/с, т.е. умеренную величину, сравнимую с тепловыми скоростями атомов.

Компрессор импульсов можно выполнить в виде вакуумного баллона, в который исходное излучение заводится через окно-линзу (Рис. 3.8) и прозрачный электрод (такие электроды могут быть выполнены из материалов, устойчивых к лазерному излучению, в т.ч. из графена). Свет фокусируется на пучке электронов (ионов), эмитируемых боковым электродом и попадающих в поле основных электродов, к которым приложено постоянное напряжение или переменное с частотой f_p следования лазерных импульсов. После рассеяния на ускоренных электрическим полем электронах (ионах), излучение выходит через отверстие или сетку второго электрода. Затем на пути свободного пролёта L импульс преобразуется по эффекту (3.5), (3.6), меняя длительность $\Delta t'$ и частоту несущей f' . Преобразованный импульс выходит через второе окно компрессора. Коэффициент компрессии g импульса регулируется путём изменения величины и направления поля \mathbf{E} (т.е. изменением ускорения a) или пролётной дистанции L – отдалением или приближением переизлучающей пластины, гасящей избыток скорости у лучей света.

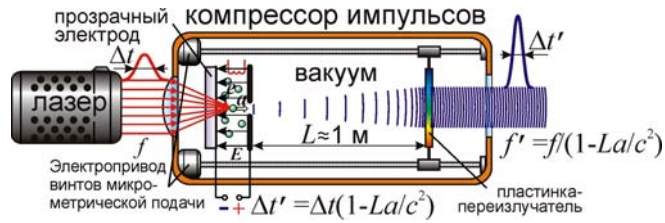


Рис. 3.8. Схема трансформатора частоты света и компрессора лазерных импульсов.

Если электроды плоские, то поле E практически однородное и обеспечивает равенство ускорений у всех электронов для одинакового коэффициента компрессии g . Отметим, что для эксперимента можно применить существующие фотоэлектронные катоды (ФЭК), в виде катода и сетки, помещённых в вакуумную колбу. При освещении катода лазерным излучением из него вылетают электроны, попадающие в электрическое поле между катодом и сеткой. При напряжении $U = 1000$ В и межэлектродном расстоянии $d = 1$ мм, это поле достигает критической величины $E = U/d \sim 10^6$ В/м достаточной для надёжной регистрации эффекта.

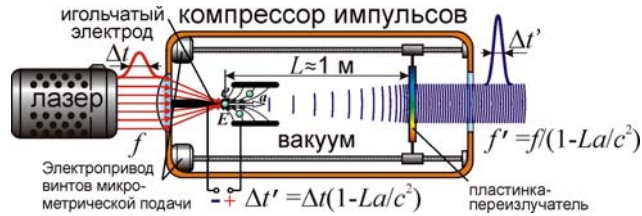


Рис. 3.9. Схема компрессора импульсов с ускоряющим электродом-микроостриём.

Высоких значений E можно достичь путём микроминиатюризации электродов (Рис. 3.9). Так, возле острия с радиусом закругления r порядка микрона (10^{-6} м) напряжённость поля $E \sim U/r$ достигает значений $E \sim 10^6$ В/м уже при $U = 1$ В. Таким образом, трансформатор частоты сможет работать от батарейки, если фокусировать свет лазера перед остриём, с которого идёт эмиссия электронов. Остриё может служить эффективным источником электронов или ионов за счёт автоэлектронной, автоионной и холодной эмиссии, или от освещения лазерным излучением. Электрод в виде острия позволит выполнить второй электрод в виде цилиндра, вместо электрода с отверстием (сеткой), края которого могут переизлучать свет, нейтрализуя преобразование частоты. Эффект Ритца может быть проверен рассмотренным способом и для непрерывного излучения возбуждённых ионов, помещённых в электрическое поле $E \sim 10^9$ В/м.

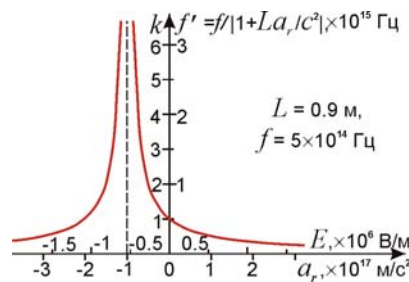


Рис. 3.10. График изменения частоты f' , преобразованной по

эффекту Ритца, в зависимости от поля E и ускорения a_r электронов.

В рассмотренной выше схеме установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3.7, Рис. 3.8) изменённая частота f' , как видно из (3.5), зависит от лучевого ускорения электронов a_r , т.е. от ускоряющего поля E . При $a_r = -c^2/L$ частота f' стремится к бесконечности (Рис. 3.10), и малая вариация a_r , при изменении E или L , вызывает гигантское изменение f' . Это открывает простой способ перестройки частоты света из оптического в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазон. При обратном знаке E_r и a_r частота снижается, что позволит переводить оптическое излучение в инфракрасное и терагерцовое. В рамках общей теории относительности (ОТО) ускорение тоже ведёт к вариации частоты. Но для рассмотренной схемы ОТО не предсказывает сдвига частоты (3.5), т.к. для их создания приёмник излучения должен ускоряться вместе с источником.

Эффект Ритца отличен и от эффекта Доплера, не меняющего частоту света, переизлучённого в прямом направлении. А скорости, приобретаемые частицами за время лазерного импульса $\Delta t \sim 10^{-12}$ с, составят $V = a_r \Delta t \sim 10^5$ м/с, т.е. недостаточны для доплер-трансформации частоты света в разы или генерации УФ- и рентгеновских квантов тормозного излучения. Генерация пучка электронов и поля E короткими импульсами синхронными с лазерными (с длительностью $\sim 10^{-12} - 10^{-9}$ с), сократит затраты энергии на эмиссию, разгон частиц и упростит схему генератора высокого напряжения. Им может стать искровой разрядник, трансформатор Тесла и т.п.

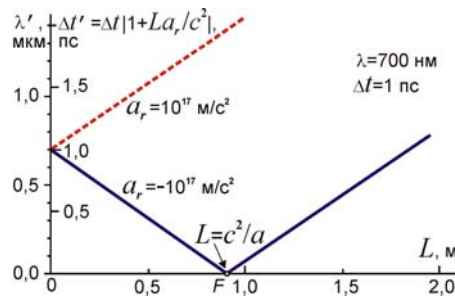


Рис. 3.11. График изменения длины волны λ' и длительности импульса $\Delta t'$ по эффекту Ритца, в зависимости от расстояния до приёмника L .

Главная особенность эффекта Ритца – это зависимость (3.5) частоты, длины волны и длительности импульса света – от дистанции L , пройденной светом в вакууме (Рис. 3.11). Анализ этой зависимости при вариациях L – это основной критерий проверки эффекта Ритца.

Ещё одним критерием служит анализ зависимости f' от угла θ (Рис. 3.7), под которым регистрируют излучение. Поскольку эффект Ритца (3.5) зависит не от модуля ускорения a , но от его проекции $a_r = -a \cos \theta$ на луч зрения r , то для него должна выполняться зависимость

$$f' = \frac{f}{\left| 1 - \frac{La}{c^2} \cos \theta \right|}. \quad (3.8)$$

В полярных координатах зависимость (3.8) соответствует коническим сечениям (Рис. 3.12), а параметр $\varepsilon = La/c^2$ – их эксцентриситету. При $\varepsilon < 1$ это эллипс (а в объёме – эллипсоид) с фокусом в полюсе (источнике). При критическом $\varepsilon = 1$ эллипс вырождается в параболу (параболоид), а максимальная частота f' стремится к бесконечности. При $\varepsilon > 1$ зависимость (3.8) соответствует ветви гиперболы (гиперболоиду), и частота обращается в бесконечность в направлении $\theta_0 = \arccos(c^2/La)$ асимптот гиперболы с эксцентриситетом ε . В пределах $|\theta| < \theta_0$, где знаменатель отрицателен (т.к. задние фронты обгоняют передние), берётся модуль частоты: зависимость изобразится второй, но зеркально обращённой (относительно полюса) ветвью гиперболы. Поскольку томсоновское рассеянное излучение линейно поляризовано, то полученное при трансформации излучение тоже будет линейно поляризованным, особенно при больших углах θ . Это открывает путь генерации поляризованных рентгеновских и гамма-пучков.

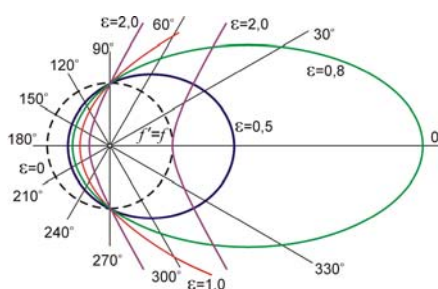


Рис. 3.12. Угловая зависимость частоты $f'(\theta)$, преобразованной эффектом Ритца, при разных значениях параметра $\varepsilon = La/c^2$.

Главное достоинство эффекта Ритца состоит в возможности неограниченного сжатия длительности импульсов $\Delta t'$ (3.5) и повышения их пиковой мощности P' (3.6). Это следует из одновременного сокращения длительности импульса и длины волны, периода световых колебаний (Рис. 3.11), с пропорциональным уширением спектра. Т.е. длительность импульса $\Delta t'$, ограниченная снизу периодом световых колебаний T' и обратной шириной спектра $1/\Delta f'$ [104], может стать сколь угодно малой, а интенсивность – сколь угодно высокой. В точке F , где $L = c^2/a$ (т.е. $\varepsilon = 1$), реализуется абсолютная фазовая фокусировка, т.е. волновые фронты, испущенные в разные моменты, приходят к приёмнику одновременно. При этом лазерное излучение остаётся монохроматическим в силу постоянства отношения $f'/\Delta f' = f/\Delta f$. При неограниченном сокращении длины волны λ' , при постоянном диаметре апертуры D , бесконечно уменьшается и дифракционная расходимость пучка $\theta \sim \lambda'/D$, т.е. возможна реализация абсолютно не расходящихся пучков, применимых, например, для дальней космической связи. Неограниченное сжатие импульсов и бесконечный рост их пиковой мощности P' возможны также за счёт преобразования импульсов в вакууме, а не в среде, где предельная мощность импульса ограничена нелинейными эффектами, поглощением и пробоем среды под действием мощного лазерного излучения.

Если для упрощения считать импульс напряжения и импульс лазерного источника прямоугольным, то временную структуру исходного и преобразованного импульса и чирп частоты можно представить следующим образом (Рис. 3.13). Видно, что в рамках СТО импульс длительности $\Delta t = t_2 - t_1$ должен иметь совсем иную форму, чем следует из баллистической теории. В СТО изменение частоты чисто доплеровское (от нарастания скорости возникает чирп частоты), и при указанных выше параметрах достигает значения $\Delta f_d = fV/c = fa\Delta t/c = fEe\Delta t/mc \approx 0,003f$. А в БТР при тех же параметрах сдвиг частоты может быть намного значительней $\Delta f_r \approx -fLa_r/c^2 = fEe/mc^2 \approx f$. А при критическом $a_r = -c^2/L$ возможен рост частоты на порядки $\Delta f_r \approx f(1 + La_r/c^2)^{-1} - f \gg f$. При этом по эффекту Ритца интенсивность I' преобразуется в той же пропорции, что и частота f' , т.е. с коэффициентом компрессии $q = (1 + La_r/c^2)^{-1}$. В силу закона сохранения энергии в импульсе площадь под кривой $I'(t)$ и $f'(t)$ при любом преобразовании частоты должна оставаться неизменной и равной начальной площади $I(t)$ и $f(t)$. После окончания импульса интенсивность излучения восстанавливается на уровне I . При этом предполагается, что за время действия импульса напряжения и импульса света электроны не успевают покинуть область облучения лазерным источником. При длительности импульса $\Delta t \sim 10^{-12}$ с электроны даже при околосветовой скорости $V \sim 10^8$ м/с проходят лишь малый путь $\Delta L = \Delta tV \sim 10^{-4}$ м, не успевая выйти из области облучения. Однако постепенно ранее ускоренные электроны всё же выходят из области облучения, соответственно свет переизлучается более медленными электронами, свет от которых приходит с большей задержкой, соответственно на хвосте импульса наблюдается кратковременное снижение интенсивности (компенсирующее избыток интенсивности после прекращения импульса), пока в области облучения не останутся только электроны, не испытавшие действия поля, интенсивность света от которых далее постоянна и равна I . При этом тоже выполняется закон сохранения энергии, дабы площадь под кривой $I'(t)$ была равна площади под кривой исходного импульса $I(t)$.

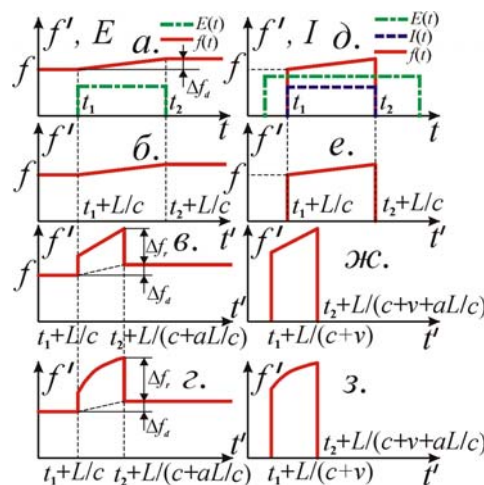


Рис. 3.13. Преобразование частоты излучения в трансформаторе Ритца. Слева – для непрерывного излучения + импульсы напряжения $E(t)$. а) начальный сигнал сразу после переизлучения, б) на расстоянии r по СТО, в) на расстоянии r по БТР, з) то же при $v \sim c$ и $f\Delta t \sim c$. Справа – то

же, но для импульсного излучения. *д)* начальный сигнал, *е)* на расстоянии r по СТО, *ж)* на расстоянии r по БТР, *з)* то же в релятивистском случае, при $v \sim c$ и $f\Delta t \sim c$.

В случае набора электронами релятивистских скоростей картина преобразования импульса усложнится, в том числе в силу усложнения формулы (1.16), поскольку в формуле (1.12) следует уже учесть изменение скорости $c' = c - V_r$. Откуда более точная формула преобразования временных интервалов в случае излучения света в прямом направлении

$$dt' = dt \left(1 + \frac{V}{c} \right) \left(1 - \frac{V}{c+V} - \frac{La}{(c+V)^2} \right)$$

даёт следующую картину трансформации импульса (Рис. 3.13). Т.е. хвост импульса сжат в меньшей степени, чем головная часть импульса. В СТО преобразование длительности импульса в прямом направлении происходит исключительно за счёт квадратичного эффекта Доплера

$$dt' = dt \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Оценим мощность преобразованных импульсов. Если исходное излучение обладает мощностью P_0 , то мощность рассеянного электронами излучения составит $P = P_0(1 - e^{-\tau}) \approx P_0\tau = P_0N\sigma_{ТХ}$, где $\tau = N\sigma_{ТХ} \ll 1$ – оптическая толщина слоя электронного пучка, N – концентрация в нём электронов, $x \approx 0,001$ м – толщина пучка, $\sigma_{Т} = (8\pi/3)r_0^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-29}$ м² – эффективное сечение томсоновского рассеяния, r_0 – классический радиус электрона. При концентрации электронов $N = 10^{26}$ м⁻³ [302] (достижимой при фотоэлектронной эмиссии лазерным импульсом из фольги или в пучках взрывной электронной эмиссии, с импульсами ~ 100 пс [303]), получим $P \sim P_0 \cdot 10^{-5}$. При сжатии импульсов в 10^5 раз и выше, из (3.6) вытекает возможность генерации импульсов гамма-излучения с пиковой мощностью равной, или выше исходной: $P' \sim P \cdot 10^5 \sim P_0$.

Таким образом, удастся генерировать монохроматическое рентгеновское и гамма-излучение перестраиваемой частоты с пиковой мощностью до 10^{15} Вт (пиковая мощность петаваттного лазера), но малой длительности $\Delta t' \sim 10^{-17}$ с. Также возможно создание пучков когерентного рентгеновского и гамма-излучения со свойствами лазерного излучения. В случае высокой однородности электронного пучка и поля E , параллельный лазерный пучок, пройдя сквозь электронный пучок, когерентно рассеется электронами в прямом направлении в такой же параллельный световой пучок, преобразуемый по эффекту Ритца. Для этого следует исключить малейшие неровности волновых фронтов, например, с помощью методов коррекции волнового фронта [292]. Иначе при сближении фронтов до расстояния $\lambda' \ll \lambda$, малые неровности фронтов проявятся в виде вариаций длины волны вдоль фронта.

Отметим, что идеально однородное поле создать сложно, поскольку в одном из электродов сделано отверстие (сетка) для излучения, а электронный пучок создаёт собственное неоднородное поле, наложенное на внешнее и создающее неоднородности концентрации электро-

нов. Чтобы все электроны пребывали в одинаковом поле E и обрели одинаковые ускорения, электронный пучок следует фокусировать, в ту же точку фокусируя лазерный пучок. Это обеспечит одинаковое преобразование частоты излучения всеми электронами, но рассеяние будет уже некогерентным и ненаправленным. В этом случае мощность рассеянного сигнала, поступающая в телесный угол $\Omega = \pi R^2/L^2$ (в апертуру детектора радиуса R), составит

$$P_{\Omega} = P_0 N x \Omega d\sigma/d\Omega, \quad (3.9)$$

где $d\sigma/d\Omega = \sigma_T(3/16\pi)(1 + \cos^2\theta)$ – дифференциальное сечение томсоновского рассеяния. При $\theta = 0^\circ$, $R/L \sim 0,05$ и тех же параметрах получим $P_{\Omega} \sim P_0 \cdot 10^{-8}$. А мощность сигнала, регистрируемая детектором, после преобразования эффектом Ритца, согласно формуле (3.6), составит

$$P_{\Omega}' = \frac{P_{\Omega}}{1 + La_r/c^2} = P_0 \frac{3N\sigma_T x \Omega}{16\pi} \cdot \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \varepsilon \cos\theta}. \quad (3.10)$$

На Рис. 3.14 представлены диаграммы направленности излучения по энергии импульса (пропорциональной P_{Ω}), и по его пиковой мощности P_{Ω}' (3.10). При $\varepsilon < 1$ максимум пиковой мощности достигается в прямом направлении ($\theta = 0^\circ$), где максимальна частота (Рис. 3.12).

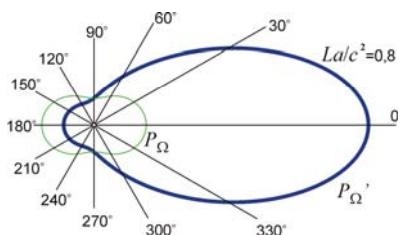


Рис. 3.14. Диаграмма направленности рассеянного излучения по энергии импульсов (или пиковой мощности P_{Ω} в момент рассеяния) и по пиковой мощности P_{Ω}' , изменённой ритц-эффектом.

Эксперимент, отчасти напоминающий рассмотренный, ещё в 1950 г. планировал академик С.И. Вавилов, имея в виду как раз проверку баллистической теории. Будучи пионером нелинейной оптики, в 1942 г. он заинтересовался трансформацией оптического спектра в вакууме [101], аналогичной красному смещению в спектрах галактик (§ 1.2). Вавилов отметил, что «Экспериментальные попытки (без каких-либо серьёзных опытных или теоретических оснований) влиять силовыми полями на частоту светового потока, начинающиеся с Фарадея и продолжающиеся до последнего времени [304], никакого положительного результата не дали» [101, с. 133]. В баллистической теории эти основания появились. Вавилов предложил модулировать скорость пучка ионов, меняя величину ускоряющего поля, и проверить предсказанное теорией Ритца изменение фазы и, следовательно, частоты модулированного светового сигнала [8]. Однако смерть Вавилова в 1951 г. помешала ему построить установку и осуществить эксперимент. Его ученик А.М. Бонч-Бруевич так видоизменил схему опыта, применив в качестве источника движущиеся края Солнца, что не только не могли наблюдаться предсказанные Вавиловым эффекты, но и баллистическая теория не могла быть проверена однозначно [27].

§ 3.5. Эффект генерации гармоник при модуляции скорости света

Электроны, атомы и наночастицы можно также ускорить давлением света $p = 2I/c$ (Рис. 3.15). Оно сообщает частице радиуса $r \sim 10^{-9}$ м, плотности $\rho \sim 10^3$ кг/м³ и массы $M = 4\pi r^3 \rho/3$, ускорение $a = p\pi r^2/M \sim I/\rho cr \sim 10^{17}$ м/с² уже при интенсивности света $I \sim I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см², достижимой в фемтосекундных импульсах [104, с. 12]. Фемтосекундные импульсы способны ускорять также электроны посредством пондеромоторной силы (действующей при релятивистских скоростях), полем «кильватерной» волны в плазме и т.п. [104, с. 165]. В таком случае лазерное излучение, ускоряя частицы, переизлучается ими и далее преобразуется по эффекту Ритца.

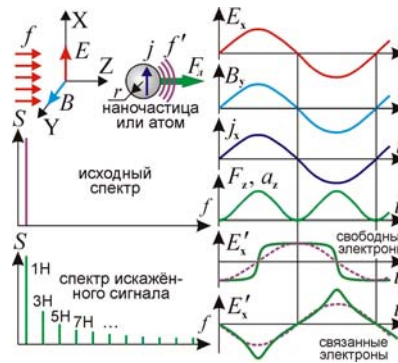


Рис. 3.15. Схема формирования спектра гармоник за счёт искажения профиля волны, переизлучённой ускоренно движущимися частицами.

Действительно, в опытах наблюдается преобразование фемтосекундных лазерных импульсов оптического диапазона в аттосекундные импульсы рентгеновского диапазона, после рассеяния фемтосекундных импульсов на электронах, ускоренных лазерным импульсом [305]. Эффект интерпретируют как доплеровский рост частоты при отражении импульсов «электронным зеркалом». Однако это преобразование может быть также результатом изменений частоты эффектом Ритца, что легко установить, проверив выполнение в эксперименте зависимостей (3.5–3.10), которые не проявляются при доплеровском преобразовании частоты.

Поскольку в импульсе от изменения интенсивности I по времени меняется и ускорение $a \sim I/\rho cr$, то разные части импульса сжимаются в разной степени: пьедестал импульса, где интенсивность излучения мала, практически не сжимается. Поэтому, строго говоря, импульс сохраняет прежнюю длительность, и лишь заостряется – сжимается его вершина (то же самое происходит при чирп-компрессии), вплоть до аттосекундной длительности.

На вершине импульса, где интенсивность постоянна ($dI/dt = 0$), давление света тоже меняется, осциллирует. Обычно давление света на частицу при $I = \text{const}$ считают постоянным, ввиду усреднения по времени и поверхности макрообъектов. Но для частиц размером менее λ сила давления света осциллирует на удвоенной частоте f колебаний светового поля. Переменное

давление, модулируя ускорение a частиц и величину эффекта Ритца (3.5), исказит профиль рассеянной волны, формируя нечётные гармоники несущей частоты f [A13]. При $I \sim I_0$ мощности, заключённые в гармониках Hf и исходном излучении частоты f – сопоставимы. Действительно, гармоники регистрируют в генераторах аттосекундных импульсов, где в фокусе фемтосекундного лазера атомы и наночастицы под действием светового давления получают ускорения до 10^{23} м/с² [104]. Т.е. импульсы рентгеновского излучения аттосекундной длительности могут быть преобразованными по эффекту Ритца (3.5) фемтосекундными оптическими импульсами.

Рассмотрим генерацию гармоник, соответственно, в электрическом и магнитном полях

$$E_x(t) = E_0 \sin(\omega t) \text{ и } B_y(t) = B_0 \sin(\omega t)$$

линейно поляризованной волны с циклической частотой ω . Временная зависимость силы Лоренца $F_{л,-}$ – давления света на частицу радиуса r и проводимости σ задана выражением

$$F_{л}(t) \sim r^3 j(t) B(t) = r^3 \sigma E_0 B_0 [1 - \cos(2\omega t)]/2. \quad (3.11)$$

Как видно из (3.11), $F_{л}$ быстро меняется от осцилляций поля $B_y(t)$ и плотности тока $j_x(t) = \sigma E_x(t)$ в частице, модулируя с частотой 2ω её ускорение $a_z = F_{л}(t)/M$. Тогда профиль волны, переизлучённой электронами проводимости (у которых в фазе с полем $|E_x|$ меняется плотность тока $|j_x|$ и, соответственно, скорость V_z), исказится, приобретя форму близкую к импульсам типа «меандр»:

$$E_x'(t) = E_0 [\cos(\omega t) - \cos(3\omega t)/3 + \cos(5\omega t)/5 - \dots]; \quad (3.12)$$

а у волны, переизлучённой связанными электронами (у которых в фазе с E_x меняется смещение x и в противофазе – ускорение a_x), – форму близкую к треугольным импульсам (Рис. 3.15):

$$E_x'(t) = E_0 [\cos(\omega t) + \cos(3\omega t)/9 + \cos(5\omega t)/25 + \dots]. \quad (3.13)$$

Т.е. спектр образуют нечётные гармоники частоты f , вплоть до гармоник частоты f_{\max} , синтезирующих самый острый или крутой участок профиля. Мощность более высоких гармоник мала.

В опытах спектр аттосекундных импульсов, генерируемых фемтосекундными импульсами в струе газа или при абляции поверхности, образован именно нечётными гармониками [104]. За резким спадом мощности первых гармоник идёт медленное убывание – «плато», подобное асимптотическому убыванию $1/N$ гармоник «меандра» с обрывом на частоте f_{\max} . Реализацию данного механизма можно проверить, изучив зависимость спектра импульсов от дистанции L , наращивающей отклонения $E_x'(t)$ от гармонического закона. Действительно, зависимости (3.12) и (3.13) приближённо отражают форму графика $E_x'(t)$, когда амплитуда ускорения рассеивающих частиц близка к критической $a = c^2/L$. При меньших интенсивностях искажения меньше и мощности гармоник ниже. При росте L отклонения графика $E_x'(t)$ от гармонического растут, и мощности высших гармоник нарастают. Этот эффект аналогичен клистронному (преобразование исходной частоты, с которой модулируется скорость потока электронов, в спектр гармоник [67]) и потому может быть рассмотрен математически с помощью аналогичного аппарата.

Эффект изменения спектра аттосекундных импульсов в зависимости от пройденного светом пути L , обнаружен на опыте [306, 307]. Однако этот эффект интерпретируют как результат пространственной селекции гармоник [308]. Согласно модели П. Коркума, разные гармоники, отвечающие разным траекториям электронов, излучаются в разных направлениях. Поэтому при отдалении от источника в спектрометр преимущественно поступают (пространственно селективируются) гармоники, излучённые в прямом направлении, тогда как гармоники, излучённые под большими углами или с большей угловой расходимостью, частично отсеиваются, что подтверждается изменением спектра при изменении диаметра диафрагмы пучка [306, 307]. Проверить, какой из механизмов трансформации спектра эффективней, можно, изучив характер роста интенсивности высших гармоник при отдалении спектрометра от источника, предсказанный баллистической теорией. Другим критерием проверки послужит исследование вариаций спектра в ходе пропорционального увеличения апертуры спектрометра (ирисовой диафрагмой) и расстояния до источника, что исключает пространственную селекцию траекторий. Тогда зависимость спектра от расстояния будет свидетельствовать в пользу теории Ритца.

При действии фемтосекундных импульсов на плазму, образованную при абляции твёрдой поверхности, формирование гармоник интерпретируют по сходному механизму, рассматривая отражение (переизлучение) волны колеблющимся под давлением света плазменным «зеркалом», что искажает профиль электромагнитной волны $E'(t)$ [309]. Но в этом случае искажения обусловлены исключительно эффектом Доплера, и спектр не зависел бы от пути L света в вакууме. При этом мощности некоторых гармоник избирательно усилены. Так, у плазмы из ионов индия в разы усилена 13-я гармоника [310, 311]. Видимо, это связано с тем, что от нелинейных эффектов колебания ионов в лазерном поле высокой интенсивности происходят, кроме основной частоты лазерного излучения, также на кратных частотах. Поэтому, если одна из гармоник входит в резонанс с собственными колебаниями электронов в ионах, то колебания на этих частотах избирательно усилятся, повысив интенсивность данной гармоники. С нелинейными эффектами связано и появление в спектре аттосекундных импульсов чётных гармоник [311].

При компрессировании фемтосекундного импульса накачки его длительность сокращается, а интенсивность I – растёт. При этом возможен рост частоты выше значений кратных частот Hf за счёт постоянной составляющей ускорения a и силы давления (3.11), усреднённой по времени: $F_{\text{л}} \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / 2$ [A2, A13]. Такой эффект при сжатии импульсов наблюдался [310]: частоты пиков на спектре превышали расчётные значения Hf , причём тем заметней, чем короче импульс.

При наклонном падении лазерного луча на поверхность, отражённый свет рассеивается на испарённых с поверхности ионах, которые также колеблются и под действием электрического поля $E(t)$ световой волны в плоскости падения. Поскольку кулоновская сила eE намного превосходит силу светового давления $F_{\text{л}}$, то даже при $I \ll I_0$ эффективность генерации гармоник

должна быть велика и зависеть от угла падения и поляризации падающего света. Проверка этой зависимости может служить дополнительным критерием проверки эффекта Ритца.

Расчёт выполнен для линейно поляризованного света. У циркулярно поляризованного света давление не осциллирует (поскольку абсолютные значения полей E и B не зависят от времени: их вектора меняют только направления), создавая постоянное ускорение частиц. Т.е. циркулярно поляризованный свет не генерирует гармоник частоты f , а способен лишь наращивать её по эффекту Ритца (3.5). Действительно, как показали опыты [310], гармоники генерирует линейно, а не циркулярно поляризованный свет [312]. Но циркулярно поляризованное излучение позволит наблюдать преобразование частоты по эффекту Ритца в чистом виде при $I \sim I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см². При очень высоких интенсивностях для циркулярно поляризованного излучения, действительно, удаётся наблюдать преобразование частоты света, носящее иной характер, чем при генерации аттосекундных импульсов линейно поляризованным светом [313, 314]. При этом порог генерации, в согласии с эффектом Ритца, для циркулярно поляризованных импульсов существенно выше, но выше и эффективность преобразования частоты. Тем не менее, существуют объяснения генерации в таком режиме и в рамках ионизационной теории [315].

Эффект преобразования фемтосекундных импульсов в аттосекундные наблюдался также в эксперименте [316] при пропускании фемтосекундного импульса через пустотелый конический серебряный волновод с диаметром выходного отверстия ~ 100 нм, заполненный ксеноном. При этом лазерное излучение формировало на выходе волновода диаметром 100 нм плазмонные поляритоны с гигантской интенсивностью поля, выше пороговой. Это приводило к формированию аттосекундных импульсов, за счёт преобразования по эффекту Ритца при рассеянии фемтосекундных импульсов на ускоренных лазерным полем атомах ксенона.

Для частиц размером менее микрона оценку I_0 следует скорректировать, поскольку металл такой толщины прозрачен для света, передающего частице лишь малую часть своего импульса, пропорциональную числу электронов в частице. Т.е. сила давления света $F_{\text{л}}$ меняется как r^3 , и ускорение a не зависит от r : $a = F_{\text{л}}/M \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / \rho r^3 \sim 2\sigma \mu_0 I / \rho$, откуда $I_0 \sim 10^{14}$ Вт/см² (для $a \sim a_0$). При увеличении r ускорение частиц может расти, ввиду изменения свойств вещества при переходе от микро- к макромасштабам. Это объясняет более эффективную генерацию гармоник при облучении наночастиц, а не атомов, например, серебра [310]. Для частиц размером $r \sim 10$ нм эта оценка I_0 является неточной: при поперечнике порядка десяти атомов уже сказывается дискретная структура вещества, велики краевые эффекты и ЭДС зарядов, наведённых полем $E(t)$, а давление Лапласа, сжимая частицу, заметно меняет её проводимость σ и другие свойства.

Установить механизм генерации аттосекундных импульсов и проверить эффект Ритца можно также по анализу зависимости спектра от a_r (заданного величиной I) [A2, A13]. Подтверждение зависимостей (3.5–3.10) позволит повысить эффективность трансформации света.

§ 3.6. Поперечный эффект Доплера в баллистической теории

Ещё одним критерием проверки теории Ритца и СТО служит анализ поперечного эффекта Доплера. Считалось, что классическая теория, в частности теория Ритца, не может объяснить этот эффект, и он чисто релятивистский [6, 145]. Сам Ритц в письме Пашену от 1909 г. предлагал поставить опыт по проверке поперечного эффекта Доплера: «По теории относительности Лоренца-Эйнштейна длина волны, излучаемая движущимся атомом, должна меняться по принципу Доплера не только в направлении движения; и при наблюдении перпендикулярно направлению скорости V должно существовать смещение к красному в отношении $\lambda V^2/2c^2$... Нельзя бы сделать так, чтобы дать точный ответ на вопрос о существовании эффекта?» [145, 295].

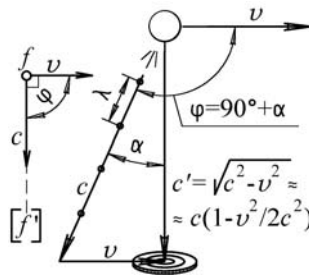


Рис. 3.16. К расчёту поперечного эффекта Доплера. Чтобы луч света от движущегося источника попал в приёмник, луч должен выходить с угловым упреждением $\alpha = V/c$.

Подобный опыт был выполнен лишь 30 лет спустя Айвсом и показал наличие эффекта [145]. Если в продольном эффекте Доплера изменение частоты $f' = f(1 + V_r/c) = f(1 + V\cos(\varphi)/c)$ обусловлено продольной (в направлении r на приёмник) составляющей скорости $V_r = V\cos(\varphi)$ и объясняется классически, то в поперечном эффекте Доплера (Рис. 3.16), где $\varphi = 90^\circ$ и $V_r = 0$, изменение частоты говорит, в рамках СТО, о релятивистском изменении хода времени.

В рамках баллистической теории частоту меняет только продольный классический эффект Доплера. Но следует учесть, что в системе отсчёта источника угол φ , под которым свет испускается к наблюдателю, отличен от $\pi/2$ (Рис. 3.16). Согласно баллистической теории, скорость света складывается со скоростью источника, и свет, достигающий приёмника, должен вылетать из источника под углом α к лучу зрения (этот абберационный угол аналогичен наблюдаемому при звёздной абберации, § 1.3). Таким образом, $\varphi = \pi/2 + \alpha$. Хотя угол $\alpha \ll 1$, однако $\cos(\varphi) \neq 0$:

$$\cos(\varphi) = \cos(\pi/2 + \alpha) = -\sin(\alpha) = -V/c,$$

откуда

$$f' = f(1 + V\cos(\varphi)/c) = f(1 - V^2/c^2). \quad (3.14)$$

Длина волны, напротив, растёт:

$$\lambda' = c'/f' = c(1 - V^2/2c^2)/f(1 - V^2/c^2) \approx \lambda(1 + V^2/2c^2).$$

Именно такие изменения длины волны излучения наблюдались в опытах [207]. Таким образом, поперечный доплер-эффект согласуется с теорией Ритца, как отмечено рядом авторов, показавших роль угла аберрации [166, 317]. Результат получен для длины волны λ' , а для частоты f' процентное изменение в два раза больше, ввиду изменения ещё и скорости света c' . Как отмечал В. Паули, в рамках баллистической теории не вполне понятно, какая величина – λ или f – измеряется на опыте [16]. Судя по всему, в опыте Айвса измерялась длина волны λ , поскольку дифракционная решётка спектроскопа отклоняет лучи света в зависимости от длины волны λ .

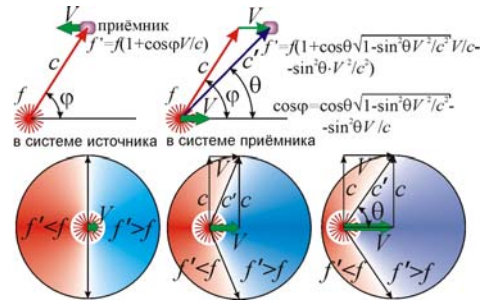


Рис. 3.17. Луч света, испущённый под углом φ , получив скорость источника V , приходит под углом θ , отчего меняется угол в формуле Доплера, словно свет получил лишнее «красное смещение», растущее при увеличении скорости.

Результат можно обобщить на случай излучения света под произвольным углом, для расчёта квадратичной поправки к эффекту Доплера (квадратичного доплер-эффекта). Применяя классическую формулу доплер-эффекта, следует учесть, что угол φ – это не угол θ , под которым регистрируют излучение, а угол φ , под которым источник испускает излучение (Рис. 3.17). По баллистическому принципу источник сообщает свою скорость свету, и эти углы отличаются на величину угла аберрации. Излучение регистрируемое под углом θ , испускается под углом

$$\varphi = \arccos \left(\cos \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta \frac{V^2}{c^2}} - \sin^2 \theta \frac{V}{c} \right).$$

Соответственно, преобразованная частота, в отличие от формулы Доплера $f'(\varphi)$, составит

$$f' = f \left(1 + \frac{V}{c} \left(\cos \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta \frac{V^2}{c^2}} - \sin^2 \theta \frac{V}{c} \right) \right). \quad (3.15)$$

Таким образом, избыточное красное смещение света у быстро летящих частиц вызвано не замедлением процессов, а восприятием излучения, испущенного частицей немного назад по отношению к линии регистрации излучения. Поэтому у лучей света, вылетающих вперёд по движению частицы под углом $\theta < 90^\circ$ можно обнаружить красное смещение, вместо синего. В рамках теории Ритца причина – в добавлении скорости источника к скорости света, и свет, излученный назад, может лететь вперёд. Угол θ , под которым регистрируют излучение источника на исходной частоте ($f' = f$, на границе красного и синего смещений), найдётся из условия регист-

рации под таким углом луча, испущенного источником в направлении $\varphi = 90^\circ$, при $f' = f(1 + \cos(\varphi)V/c) = f$. Этот луч регистрируют под углом $\theta = \arctg(c/V)$. Тем самым рост скорости V снижает угол θ от 90° до 0° , в согласии с результатами опытов. Свет, испытавший синее смещение, сосредоточен в конусе с углом раствора 2θ . И конус сужается при росте скорости V (Рис. 3.17).

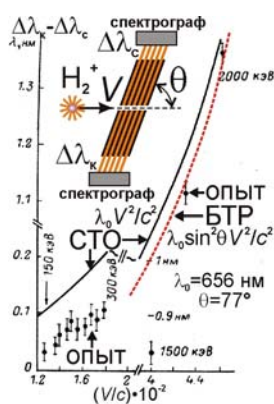


Рис. 3.18. Схема опыта Победоносцева по сравнению красного и синего смещений спектральных линий, а также его результат – зависимость $\Delta\lambda(V)$.

Уточнённый опыт по проверке квадратичного эффекта Доплера для света, излучённого под углом θ к скорости V ионов водорода H_2^+ (Рис. 3.18), поставленный группой Л.А. Победоносцева в 1989 г., показал, что измеренные сдвиги спектра отличаются от прогнозов СТО ($\lambda_0 V^2/c^2$) в два и более раз [318, 319]. Но сдвиг близок к прогнозу баллистической теории ($\lambda_0 \sin^2 \theta \cdot V^2/c^2$, см. Рис. 3.18) [А37]. Предлагалось интерпретировать результаты опыта [318, 319] как результат неучёта изменения направления лучей за счёт эффекта абберации [320]. Однако скорости ионов в опыте малы по сравнению со скоростью света, поэтому учёт абберационного угла не устраняет наблюдаемых расхождений. Кроме того, релятивистская формула показывает значение скорости в лабораторной системе отсчёта, где уже учтён угол абберации. Именно поэтому при анализе опыта Айвса не учтены поправки на угол абберации [188, с. 464].

Таким образом, нужны новые эксперименты по уточнённому измерению величины эффекта Доплера от частиц, движущихся с релятивистскими скоростями. Интересен был бы опыт, выполненный по схеме В.М. Петрова [121] по измерению сдвига частоты света, испущенного вперёд и назад по направлению движения. Подобный эксперимент был поставлен с ионами лития ${}^7Li^+$, ускоренными до скоростей $V = 0,064c$ и $V = 0,338c$ [321, 322]. Свет излучался по и против движения ионов, однако источником служили не ионы, а неподвижные лазеры, частота которых перестраивалась до тех пор, пока не происходило резонансного поглощения света ионами. Необходимая для резонанса перестройка частоты с большой точностью ($\sim 10^{-7}$) соответствовала прогнозу СТО. Однако в этом случае, поскольку источник не движется, тот же результат получается и в рамках классической физики, предсказывающей квадратичную поправку $(V/c)^2$ за счёт множителя $(1 + V_r/c)$ в знаменателе. Действительно,

$$f_1 = f/(1 + V/c) \approx f(1 - V/c + V^2/c^2) \text{ и } f_2 = f/(1 - V/c) \approx f(1 + V/c + V^2/c^2).$$

Поперечный эффект Доплера можно рассматривать также в качестве проявления эффекта Ритца – от изменения проекции скорости источника на луч зрения, при изменении угла между скоростью и направлением на источник, без изменения модуля скорости V [A4]. Этот эффект рассмотрен, например, в § 3.4, а также в электронной работе В.П. Золотухина [301].

В пользу классической формулы эффекта Доплера свидетельствуют результаты космической радиолокации спутников, пролетающих по гиперболической орбите возле Земли (Flyby-аномалия). При справедливости релятивистской формулы эффекта Доплера, при сближении и удалении АМС регистрировалась бы разная величина красного и синего смещения частоты. В действительности регистрируемые значения красных и синих смещений практически совпадают, в согласии с классической формулой доплер-эффекта (§ 2.5).

Изменение частоты электромагнитных сигналов в поперечном направлении регистрировалось также по частоте сигналов от эталона частоты на борту ракеты, поднявшейся на высоту $h \sim 10000$ км над Землёй [42, 323]. Регистрировалось изменение частоты сигналов, соответствующее предсказаниям общей теории относительности. В баллистической теории Ритца такое изменение частоты можно объяснить поперечным эффектом Доплера и эффектом Ритца за счёт ускоренного движения ракеты [A46]. В целом эксперименты по измерению эффекта Доплера подтверждают классическую кинематику и баллистическую теорию света.

§ 3.7. Характеристики элементарных излучателей волн в теории Ритца

В баллистической теории [15, с. 248] Ритц представил свет в виде потока элементарных частиц (*реонов*), испускаемых элементарными зарядами (см. ВВЕДЕНИЕ). Неподвижный заряд Q генерирует стационарный поток прямолинейно разлетающихся реонов, оказывающий постоянное электрическое воздействие силы $F = kn c'^2$ (k – коэффициент, зависящий от пробного заряда q , n – концентрация реонов возле него, зависящая от Q , c' – их скорость относительно q [15, A14, A20]). При колебании заряда Q с частотой f он модулирует скорость потока реонов с пространственным периодом $\lambda = c/f$. В итоге поток оказывает переменное электрическое воздействие частоты f . Это расходящееся со скоростью c осциллирующее электромагнитное воздействие по сути и есть электромагнитные волны, свет. Так Ритц в рамках корпускулярной теории света объяснил волновые свойства света, включая интерференцию и дифракцию [15, 295].

Электромагнитные волны в теории Ритца подходят под более общее определение волны в виде периодически модулированного в пространстве и времени распределения частиц. К тому же типу относятся кинематические волны электронов в клистроне [67]. Такая волна, в отличие от волн в среде, заимствует скорость источника, и для неё выполняется баллистический принцип.

Именно баллистический принцип, как показал Ритц [15], объясняет спад полей E и H колеблющегося заряда с расстоянием не как $1/r^2$, а как $1/r$ [A28]. Проведём анализ простейшего излучателя – пульсирующего диполя и исследуем его излучение в дальней зоне, на расстоянии $r \gg \lambda$. Именно в дальней зоне поля E и H спадают как $1/r$, а интенсивность света EH – как $1/r^2$.

Согласно баллистической теории, причина – в эффекте Ритца (1.15), справедливом для света. Заряд Q , двигаясь с ускорением $a(t)$, придаёт реонам разную скорость, ведя к эффекту группирования частиц в потоке, аналогично клистронному эффекту [178, Ч.II]. В итоге, по эффекту Ритца возникают колебания концентрации n' потока реонов, растущие с увеличением r и амплитуды ускорения a , аналогично вариациям яркости света I' двойных звёзд (1.35). Значение концентрации n' реонов зависит от ускорения a_r заряда Q в момент излучения этих реонов:

$$n' = n/(1 + ra_r/c^2) \approx n(1 - ra_r/c^2), \quad (3.16)$$

где n – плотность потока реонов, которую на том же удалении r создал бы неподвижный заряд. Поле $E = F/q$ меняется пропорционально n' . По мере движения реонов пропорционально ra_r/c^2 нарастает амплитуда колебаний электрического поля E (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**), что иллюстрируют аналогией источника света и воды [324, сс. 302, 308]. Постоянная составляющая поля E компенсируется противоположным зарядом пульсирующего диполя и быстро убывает с расстоянием r .

Поле неподвижного заряда Q находится как $E = Q/4\pi\epsilon_0 r^2$. Поскольку E' пропорционально n' , то из (3.16) при колебаниях заряда амплитуда поля $E_m = Era/c^2 = Qa/4\pi\epsilon_0 rc^2$ (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**), где $a = \omega^2 l$ – амплитуда ускорения гармонически колеблющегося заряда, ω – циклическая частота колебаний, l – максимальная длина диполя. Т.е. амплитуда колебаний поля E в волновой зоне $E_m = Q\omega^2 l/4\pi\epsilon_0 rc^2$ убывает как $1/r$, в согласии с опытом. Пульсирующий диполь можно сопоставить элементарному диполю с амплитудой тока $I = Q\omega$. Поскольку $c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$, то для него $E_m = Q\omega^2\mu_0 l/4\pi r$, что совпадает с выражением для поля E элементарного излучателя в волновой зоне [53]. Таким образом, поле убывает как $1/r$. Аналогичный расчёт легко провести для магнитного поля H : подобно электрическому, оно пропорционально n' . А плотность мощности излучения $S = EH$ (интенсивность света) падает пропорционально r^2 и растёт пропорционально ω^2 .

Также баллистическая теория предсказывает верную диаграмму направленности антенн [15], уже в рамках простейших аналогий и моделей [324, с. 308]. Вывод значений E и H элементарного излучателя впервые был предложен Дж. Томсоном на основе баллистической аналогии силовых линий из подвижного источника поля. Этот вывод, основанный на баллистической теории, до сих пор включают в учебники физики как пример изящного доказательства [19].

Колебания электронов в антеннах могут также приводить к искажению синусоидальной формы излучаемой ими электромагнитной волны. Движущиеся электроны сообщают свою ско-

рость свету и половину периода реоны излучаются со скоростью выше c , а половину – со скоростью ниже c . При этом возможно искажение синусоидального профиля волны, как в случае двойных звёзд (см. § 1.1). Но для радиоволн такие искажения не наблюдались, как показал Ритц [15]. Впрочем их и нельзя заметить, поскольку скорости электронов в антеннах много меньше скорости света, и неоднородность электронов по скоростям ведёт лишь к малым волновым возмущениям однородного потока реонов, что и ведёт к появлению электромагнитных волн.

Если скорость электронов приближается к скорости света, эти искажения, растущие пропорционально пути света r , могут стать заметны уже на земных дистанциях. Так, в синхротронах, где электроны крутятся с околосветовыми скоростями, они излучают негармонические волны. Как заметил автору профессор ННГУ Н.С. Степанов, это проявится в усложнении спектра излучения, поскольку негармонический периодичный сигнал при разложении в спектр даёт, кроме основной частоты, множество кратных. Если обычно электроны излучают волны лишь с частотой своего вращения, то в синхротроне их синхротронное излучение, согласно баллистической теории, характеризуется сложным частотным спектром. Излучение генерируется не только на циклотронной, но и на удвоенной, утроенной и других кратных частотах.

Действительно, у синхротронного излучения, по мере роста скорости электронов, обнаружено усложнение спектра, содержащего, кроме основной частоты $f = 2\pi/\omega$, её гармоники. Эффект заметен даже у нерелятивистских электронов в гиротронах, где, кроме излучения на циклотронной частоте регистрируют излучение на второй гармонике. С приближением скорости электронов к скорости света, интенсивность гармоник растёт и задана через Фурье-преобразование цилиндрических (*бесселевых*) функций, как для волн в клистронах, где искажения волн вызваны сходным механизмом и применяются для умножения частоты [178, 326]. Подробнее свойства синхротронного излучения рассмотрим в § 4.4. Усложнение спектра и генерация гармоник отчасти обусловлены тем, что синхротронное излучение поступает в детектор импульсами за счёт острой диаграммы направленности излучения электронов. Например, в гиротронах излучение электронов ещё не приобретает острой диаграммы направленности, но генерируется уже не только на циклотронной, но и на удвоенной и других кратных частотах. Проверить связь усложнения спектра с эффектом модуляции скорости излучения от обращения электронов можно путём анализа зависимости спектра от пройденного светом пути. В рамках СТО спектр не зависит от расстояния. Напротив, в баллистической теории, интенсивность гармоник должна расти при увеличении пути света и по мере роста искажений сигнала.

Ещё один момент отличает баллистическую теорию от электродинамики СТО: длина волны света в вакууме не является однозначно заданной функцией регистрируемой частоты f . Действительно, в вакууме длину волны λ принято выражать в форме

$$\lambda = c/f, \lambda' = c/f',$$

то в баллистической теории длина волны от источника с лучевой скоростью V_r составляет

$$\lambda' = (c - V_r)/f'.$$

Итак, длина волны зависит не только от регистрируемой частоты f' , но и от скорости источника V_r . Отметим, что длина волны, выраженная через частоту источника $f = f'c/(c - V_r)$, напротив, совпадает с длиной волны от неподвижного источника $\lambda' = c/f = \lambda$ и не зависит от скорости V_r .

Проверить справедливость баллистической теории можно путём прямых замеров скорости импульсов от источника (§ 3.3), либо, при генерации источником монохроматичной электромагнитной волны, – путём измерения длины волны света λ' в вакууме. Длину радиоволн сантиметрового диапазона можно измерить, установив вдоль пути луча две антенны, и измеряя зависимость фазового сдвига ϕ сигнала на них от скорости V_r источника. В СТО при фиксации регистрируемой частоты f' фазовый сдвиг на антеннах не зависит от скорости источника, а в баллистической теории такая зависимость обнаружится. При расстоянии между антеннами L , согласно баллистической теории фазовый сдвиг составит

$$\phi = 2\pi L/\lambda' = 2\pi Lf'/(c - V_r),$$

что отличается от прогноза СТО ($2\pi L/\lambda$) на

$$\Delta\phi = 2\pi L/\lambda' - 2\pi L/\lambda \approx 2\pi Lf'V_r/c^2.$$

При частоте $f' = 30$ ГГц ($\lambda = 1$ см) на длине $L = 10$ м и скорости $V_r \sim 500$ м/с этот фазовый сдвиг составит величину $\Delta\phi = 0,01$, которая вполне регистрируема. При этом источник СВЧ-излучения перестраиваемой частоты f (для постоянства f') должен излучать вдоль оси вакуумированного канала длины L , дабы СВЧ-волны проходили возможно дальше от стенок канала, не переизлучаясь ими, т.е. не меняя фазовую скорость $(c - V_r)$ и измеренный сдвиг фаз $\Delta\phi$. Сравнить сдвиг фаз на антеннах для подвижного и неподвижного источника можно, пропустив излучение через неподвижную диэлектрическую пластинку (при этом скорость $c - V_r$ меняется, а частота f сохраняется). Также это позволит исследовать зависимость $\Delta\phi$ от толщины пластинки b по сравнению с длиной экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$. Так, $\Delta\phi = 0$ при $b \ll l$, и $\Delta\phi \approx 2\pi Lf'V_r/c^2$ при $b \gg l$. При сопоставимости $b \sim l$ удастся наблюдать более сложное распределение $\Delta\phi(b)$. В качестве источника СВЧ-излучения может выступать пучок моноэнергичных электронов, влетающих под углом α в магнитное поле B и излучающих на циклотронной частоте $f = eB/2\pi m$ на скорости V_r , равной проекции на луч зрения \mathbf{r} скорости ведущего центра $V\cos\alpha \sim 10^4$ км/с.

Против баллистической теории выдвигался и такой аргумент. Излучатель в виде заряда, крутящегося на орбите диаметра d в плоскости чертежа с частотой f , то при нарастании диаметра орбиты d угол θ , под которым приёмник O регистрирует источник на расстоянии L , есть

$$\theta \sim d/L. \quad (3.17)$$

А согласно электродинамике, угловая расходимость излучения источника размера d составит

$$\theta \sim \lambda/d, \quad (3.18)$$

т.е. снижается при нарастании размера излучающей области – орбиты диаметра d .

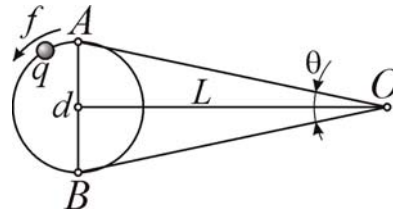


Рис. 3.19. Излучение заряда, движущегося по круговой орбите, наблюдатель O видит под углом θ .

В действительности, для угла θ в классической электродинамике результат получится тождественный с баллистической теорией (3.17). Если рассмотреть движение заряда по круговой орбите, при ускоренном движении он тоже будет излучать со всех участков своей траектории, включая крайние положения A и B . Причём волны от этих участков не могут интерферировать, поскольку излучаются в разные моменты времени и движутся, согласно классической электродинамике, с одинаковой скоростью c . В этом случае угол $\theta \sim \lambda/d$ в формуле (3.18) задаёт минимальный угловой размер источника в зависимости не от размера источника, а от размера апертуры d телескопа или радиотелескопа. Что касается габаритов источника d , то, поскольку в плоскости орбиты заряда излучение распространяется изотропно, габариты источника не должны влиять на величину угловой расходимости (3.18), задающей лишь минимально возможную величину угла θ , не всегда реализуемую. Впрочем, при релятивистских скоростях заряда, когда он начинает генерировать синхротронное излучение, имеющее острую угловую направленность, приёмник, действительно, по мере роста диаметра орбиты и скорости заряда начинает регистрировать источник со всё более узкого участка орбиты, под всё более острым углом θ .

Таким образом, в рассмотренных случаях характеристики поля от источников излучения, предсказанные теорией Ритца и классической электродинамикой, совпадают.

§ 3.8. Эксперименты с использованием эффекта Мёссбауэра

Для лабораторных источников света дистанции r и ускорения a слишком малы ($ra_r/c^2 \ll 1$) для обнаружения эффекта Ритца оптическими методами. А для преобразования частоты света в разы, согласно (3.5), на лабораторных дистанциях $r \sim 1$ м требуется обеспечить

$$a_r \sim c^2/r \sim 10^{17} \text{ м/с}^2,$$

которое практически невозможно придать источнику света. А при максимальных ускорениях $a_r \sim 10^7 \text{ м/с}^2$ (достигнутых в ультрацентрифугах), сдвиги частоты света будут столь малы

$$\Delta f/f = ra_r/c^2 \sim 10^{-10},$$

что их не удастся зарегистрировать спектральными методами. Но такие сдвиги частоты удаётся регистрировать по эффекту Мёссбауэра. Так, в опыте Бёммеля [145], с источником γ -лучей, установленным на пьезовибраторе, на приёмнике был обнаружен сдвиг частоты

$$\Delta f/f \approx ra_r/c^2.$$

А в опыте с диском, крутящимся с частотой ω [145], центростремительное ускорение $a_r(R) = \omega^2 R$ источника и атомов диска, переизлучающих на пути от R_1 до R_2 , при интегрировании в этих пределах, даёт по ритц-эффекту величину сдвига частоты, соответствующую опыту:

$$\frac{\Delta f}{f} = \int_{R_1}^{R_2} \frac{a_r dR}{c^2} = \frac{\omega^2 (R_2^2 - R_1^2)}{2c^2}. \quad (3.19)$$

Этот результат соответствует эксперименту [145] и обычно интерпретируется в рамках ОТО.

Не исключено, что в эффекте Мёссбауэра в действительности идёт резонансное поглощение, соответствующее не частоте f , а длине волны $\lambda = c/f$. В баллистической теории скорость света c' не фиксирована, и эти характеристики не всегда эквивалентны $\lambda = c'/f \neq c/f$ (в отличие от СТО, где $\lambda = c/f$, см. § 3.6). В зависимости от метода измерений частоты или длины волны света, не всегда ясно, о какой характеристике идёт речь [16]. Если резонансное поглощение соответствует данной λ , то наблюдаемое преобразование длины волны можно объяснить и в отсутствие переизлучения промежуточной средой. Так, при размещении источника на ободу ротора, а поглотителя – в центре O , частота f на излучателе и f' – на поглотителе совпадут: $f' = f$, согласно (3.7) при $x = 0$. Т.е. при этом может меняться лишь длина волны. Действительно, длина волны γ -излучения на поглотителе $\lambda' = c'/f'$ преобразуется по сравнению с исходной $\lambda = c/f$, т.к. скорость света на поглотителе $c' \neq c$. При скорости поглотителя $V = \omega R$ получим

$$c' = \sqrt{c^2 - V^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R^2}, \quad (3.20)$$

откуда $\lambda' = c'/f \approx \lambda(1 + \omega^2 R^2/2c^2) \approx \lambda(1 + V^2/2c^2)$, что совпадает с результатом опытов и формул ОТО, а также с выводом СТО о величине поперечного эффекта Доплера (§ 3.6) [145, А51].

В общем случае, если источник 1 находится на расстоянии R_1 от центра ротора O , а приёмник 2 – на расстоянии R_2 (Рис. 3.20), регистрируемая частота не меняется ($f' = f$, т.к. расстояние 1-2 неизменно), скорость источника $V_1 = \omega R_1$, а приёмника $V_2 = \omega R_2$. Из (3.20) в лабораторной системе отсчёта скорость света c' , идущего в направлении поглотителя, составит

$$c' = \sqrt{c^2 - V_1^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R_1^2}.$$

Скорость света c'' в системе отсчёта поглотителя из треугольника скоростей (Рис. 3.20) есть

$$c'' = \sqrt{c'^2 + V_2^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R_1^2 + \omega^2 R_2^2} \approx c(1 + \omega^2 (R_2^2 - R_1^2)/2c^2)$$

В таком случае $\Delta\lambda = \lambda'' - \lambda = c''/f - c/f = \lambda\omega^2 (R_2^2 - R_1^2)/2c^2$ и $\Delta\lambda/\lambda = \omega^2 (R_2^2 - R_1^2)/2c^2$, что совпадает с результатами опытов, в которых применялся эффект Мёссбауэра [145, А51].



Рис. 3.20. Схема изменения скорости света на роторе и длины волны при измерении по эффекту Мёссбауэра.

В поле тяготения тоже наблюдался сдвиг частоты излучения (длины волны) от гамма-излучателя, обнаруженный по эффекту Мёссбауэра, например, в опыте Паунда и Ребке у приёмника на высоте $h = 20$ м над источником [327]. Величина сдвига тоже следует из эффекта Ритца. Гамма-лучи переизлучаются молекулами воздуха, движущимися в поле тяготения с ускорением $a_r = g$, и приёмник на высоте h регистрирует излучение новой длины волны и частоты

$$\lambda' = \lambda(1 + gh/c^2) \text{ и } f' \approx f(1 - gh/c^2).$$

В опытах обнаружен именно такой сдвиг частоты на поглотителе гамма-лучей [42, 327]. Переизлучение существенно при длине экстинкции $l < h$. Как показано в § 4.1 для гамма-лучей в пластике $l \sim 0,1$ мм. Согласно [31], длина переизлучения $l \approx (\lambda a_0 N)^{-1}$ обратно пропорциональна концентрации атомов N , и в воздухе, где концентрация атомов N в тысячу раз меньше, чем в пластике, $l \sim 0,1$ м $< h = 20$ м. Таким образом, излучение источника преобразуется по эффекту Ритца уже на расстоянии 10 см от источника. Чтобы проверить, связан ли сдвиг частоты на поглотителе с эффектом Ритца или с изменением хода времени в поле тяготения по ОТО, следует повторить опыт в вакууме или на высоте $h \ll l$. Если сдвиг частоты сохранится, его не объяснить по эффекту Ритца, и причину изменения частоты следует искать в изменении хода времени или в изменении резонансных частот атомных ядер в зависимости от гравитационного потенциала. Ещё один критерий выбора даёт опыт Паунда и Ребке, уже с плотной средой между источником и поглотителем: переизлучение неподвижных атомов в среде уже не меняло бы частоту по эффекту Ритца. Напротив, в рамках ОТО сдвиг частоты должен сохраняться.

В рамках баллистической теории ход времени не зависит от гравитационного потенциала и от ускорения, в отличие от ОТО. Поэтому в классической физике несовпадение частот на источнике и поглотителе, имеющих разные ускорения или помещённых в разные гравитационные потенциалы, может быть связано либо с эффектом Ритца, либо с действительным сдвигом резонансной частоты. Теоретически не исключено изменение скорости хода часов (как для маятниковых часов, поднятых на значительную высоту), без изменения хода времени. В связи с этим заслуживают внимания опыты Хафеле и Киттинга с атомными часами, одни из которых помещали на реактивный самолёт, летящий со скоростью $V \sim 300$ м/с, а другие – неподвижно уста-

навливали на земле. После приземления самолёта обнаружился заметный уход часов вперёд по отношению к часам, оставшимся на земле. Однако, атомные часы – не самые точные: на частоту атомных переходов влияет электрическое и магнитное поле. Влияет на частоту и гравитационное поле, и ускорение [328]. Это влияние легко оценить по методу возмущений.

В будущем будут построены более точные типы часов, которые позволят точно проверить постоянство хода времени, независимо от условий. Например, часы в виде быстро вращающегося маховика (*супермаховика*) на магнитном подвесе в вакууме могут длительное время вращаться без потери скорости и без влияния на частоту вращения со стороны гравитационного поля и ускорения [329]. Частота вращения, используемая для отсчёта времени, измеряется по частоте импульсов с фотодетектора, регистрирующего свет через отверстие в маховике при каждом обороте. Гравитация отчасти влияет и на этот тип часов, но это влияние легко учесть и исключить, меняя материал маховика, вводя теоретические поправки, тогда как атом – это чёрный ящик, и все влияния на него трудно учесть и рассчитать. Также гравитация и ускорение не влияют на частоту распадов радиоактивных ядер. Поэтому создание ядерных часов (предложенных ещё век назад [330, с. 392]), отмеряющих время по частоте распадов, измеренной детектором, позволит отмерять время с огромной точностью, поскольку при большом числе распадов N , вклад случайных флуктуаций их числа порядка $N^{1/2}$, стремится к нулю. Точность измерения времени порядка $N^{1/2}/N = N^{-1/2}$, равная точности атомных часов 10^{-10} , будет достигнута при числе распадов $N = 10^{20}$. При измерении времени в течение часа число атомов, распавшихся в секунду, должно составлять $\sim 10^{15}$ – это типичная скорость распада, например, образца радия весом в несколько грамм. Особенность ядерных часов состоит в увеличении относительной точности измерения времени при увеличении измеряемого интервала времени и N . В литературе упоминаются также эксперименты, в которых даже при использовании на навигационных спутниках прецизионных кварцевых часов (обладавших рекордной для этого типа часов точностью хода) обнаруживалось отсутствие гравитационного сдвига скорости хода и частоты [331].

Таким образом, вопрос о том, обусловлен ли сдвиг частоты гамма-излучения эффектом Ритца или эффектами ОТО остаётся открытым и требует дополнительной экспериментальной прецизионной проверки, методы которой были предложены в параграфе.

§ 3.9. Выводы

Анализ результатов оптических экспериментов и опытов с применением эффекта Мёссбауэра показывает отсутствие противоречий с баллистической теорией. Устранена неоднозначность в трактовке ряда оптических экспериментов и показано, что их результаты косвенно свидетельствуют в пользу влияния скорости источника на скорость света и противоречат её постоянству. Предложены новые методы и критерии проверки баллистической теории путём ана-

лиза предсказанных в рамках теории эффектов. Предложенные схемы установок, которые, в случае подтверждения эффекта Ритца, можно положить в основу трансформаторов длительности лазерных импульсов и частоты света во всём диапазоне электромагнитных волн.

Глава 4. Баллистические эффекты у релятивистских частиц

В данной главе произведён анализ экспериментов в области физики высоких энергий, ядерной физики (*микромир*). Для ионов, ядер и элементарных частиц с релятивистскими скоростями добавление скорости к скорости излучённого ими света легко измеримо. Принято считать, что все эксперименты этого типа противоречат баллистической теории, однако их тщательный анализ и учёт эффекта переизлучения средой приводит к выводу, что они не противоречат теории Ритца. А ряд опытов, в частности, опыты с синхротронным излучением, лучше согласуются с баллистической теорией, чем с постулатом о постоянстве скорости света. Для однозначного решения вопроса о влиянии скорости источника на скорость света предложены новые методы проверки теории Ритца и усовершенствованные схемы прежних экспериментов.

Основные результаты главы изложены в работах [A2, A10, A37, A38, A45, A52–A54].

§ 4.1. Опыты с движущимися мезонами и ядрами

В лабораторных опытах эффект переизлучения неподвижными земными средами нивелирует отличия скорости света от стандартного значения. Поэтому предложено измерять скорость гамма-лучей от движущихся с околосветовыми скоростями ядер и элементарных частиц. Предполагалось, что гамма-лучи практически не переизлучаются средой, т.к. электроны среды тем слабее откликаются на излучение, чем выше его частота (§ 1.1). Соответственно, менее интенсивно рассеянное электронами излучение, меняющее скорость света. Даже у плотных сред показатель преломления для рентгеновских и гамма-лучей почти не отличается от единицы.

Дж. Фокс считал именно такой тест однозначным критерием проверки баллистической теории. В работе [25] он привёл опыт Альвагера [332] с гамма-излучением протонов, летящих со скоростью близкой к c , как наиболее убедительное свидетельство в пользу независимости скорости света от скорости источника. В опыте на базе в 31 м измерялась скорость гамма-лучей от распадающихся на лету π^0 -мезонов от мишени, бомбардируемой протонами. Измеренная скорость гамма-лучей совпадала с табличным значением c в пределах точности порядка 0,01 %.

Ставился также опыт с гамма-излучением от движущихся с релятивистскими скоростями ядер, который не выявил отличий скорости излучения от скорости света [145, 82]. Фокс и Филиппас ставили опыт по измерению скорости излучения от движущихся с релятивистскими скоростями π^0 -мезонов [333], тоже показавший совпадение скорости излучения от релятивистских π^0 -мезонов в направлении вдоль и против движения [145]. Дж. Фокс рассматривал этот эксперимент в качестве решающего, опровергающего баллистическую теорию [25].

Однако, как отметил сам Дж. Фокс [25, 333, 334], этот вывод недостаточно обоснован, поскольку точно не известны механизмы распада и излучения, о которых судят на основе косвен-

ных данных, так же как о скорости излучающих частиц, которая не измерена напрямую, а рассчитана в рамках некоторых дополнительных гипотез и релятивистской кинематики [30].

Авторы эксперимента отмечали, что излучение до поступления в детекторы проходит через неподвижные среды, т.е. может переизлучаться ими и двигаться далее со скоростью c , утратив избыток скорости. В работе [332] оценена длина переизлучения в атмосфере (5 км, что много больше пролётной дистанции в 60 м, отчего переизлучением пренебрегали). Однако нет оценок длины переизлучения в оптически более плотной бериллиевой мишени и миларовом окне, в которых длина экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ в тысячи раз короче. Т.е. переизлучение в опыте возможно, и с его учётом опыт не может свидетельствовать против баллистической теории [333].

Действительно, во всех перечисленных опытах вызывает сомнение гипотеза, по которой среда мишени и детекторов не меняет скорость рентгеновских и гамма-лучей из-за их слабого рассеяния электронами среды [25], ввиду малой эффективности рассеяния гамма-лучей (пропорциональной λ) и отличия частоты рентгеновских и гамма-лучей от резонансных частот рассеивающих свет внешних электронов в атомах. Поэтому показатель преломления n для таких излучений считают близким к единице, а длину экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ – столь большой, что переизлучением пренебрегают. Но, как отметил У. Кантор [30], нет прямых оценок n и l . Кроме того, излучение рассеивают не только свободные и внешние электроны атомов, но также – электроны внутренних оболочек, и ядра, у которых резонансные частоты лежат в рентгеновском и гамма-диапазонах и которые эффективно взаимодействуют с излучением, обеспечивая $n \neq 1$ и малые l , за счёт малой длины волны λ рентгеновских и гамма-лучей. Тогда переизлучение возможно и на длинах l менее миллиметра – для гамма-лучей в земных средах, и менее астрономической единицы – для рентгеновских и гамма-лучей в межзвёздной среде. Т.е. опыты, где лучи шли сквозь мишени [25, 145, 333] или межзвёздную среду (см. § 2.1 [31]), не противоречат теории Ритца. Согласно последним измерениям, для рентгеновских и гамма-лучей коэффициент преломления $n \neq 1$. Если обозначить $n = 1 + \delta$, то для рентгеновских лучей $\delta = 10^{-6} - 10^{-5}$. Так, для рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ ($\lambda = 4 \cdot 10^{-11}$ м) в воде $\delta = -2,6 \cdot 10^{-7}$ [209], а для гамма-лучей с энергией 1,2 ГэВ ($\lambda = 10^{-12}$ м) в силиконе $\delta = 1,5 \cdot 10^{-9}$ [335]. Отсюда длина

$$l = \frac{\lambda}{2\pi|n - 1|} = \frac{\lambda}{2\pi|\delta|}$$

для рентгеновских лучей составит $l = 0,05$ мм, а для гамма-лучей $l = 0,1$ мм, что сопоставимо с длиной переизлучения оптических лучей $l \sim 0,001$ мм. То же верно в отношении межзвёздного газа – длины l в нём сопоставимы в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах. Поэтому, проходя сквозь детекторы и пластинки, толщиной в несколько миллиметров, рентгеновские и гамма-лучи переизлучаются, теряя избыток скорости. Таким образом, в подобных опытах нельзя говорить о прямой проверке баллистической теории. Так и для межзвёздного газа длины l

для рентгеновских и гамма-лучей сравнимы с длиной экстинкции l для оптического излучения. Т.е. аргументы Брэчера [31, 32] против баллистической теории, основанные на анализе двойных рентгеновских пульсаров и источников гамма-вспышек (§ 2.1), не имеют силы.

Наконец, как отметил Фокс [25], предложенная им оценка длины l экстинкции (погашения первичной волны) справедлива лишь для скоростей источника $V \ll c$ и неприменима к излучению релятивистских частиц. Оценить l можно эмпирически, варьируя толщину мишени (например, если та составлена из двух сдвигаемых клиньев) и оценивая вариации скорости света.

В качестве проверки баллистической теории и СТО можно также рассмотреть опыты по измерению времени жизни пионов. По СТО время жизни подвижных частиц растягивается пропорционально γ -фактору (см. § 3.6), а в баллистической теории время жизни частиц не зависит от их скорости. Из опытов следует, что время $t = L/V$ полёта частицы, даже при скорости $V = c$ (предельной по СТО), заметно превышает её табличное время жизни τ , и тем заметней, чем выше энергия частицы. Полагали, что это подтверждает вывод СТО об изменении масштаба времени при движении, будто для подвижной частицы время течёт медленней, и она успевает пройти до момента распада больший путь L . Но, как показал в 1959 г. П. Рапье [336] и в 1983 г. А.А. Денисов [337], это верно лишь при $V \leq c$. Т.к. в классической механике такого ограничения нет, то $t = L/V$ не изменится, если пропорционально пути L вырастет скорость V частицы. Очевидно, более быстрые частицы проходят за время распада пропорционально больший путь.

В частности, «продление жизни» наблюдали у мю-мезонов (*мюонов*) [338]. В СТО время их жизни $t' = L/v$ рассчитывают по импульсу $p = eBR$ (измеренному по радиусу R кривизны траектории в магнитном поле B), связанному со скоростью v релятивистской формулой

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

где m – масса мюона. В баллистической теории его скорость найдётся классически $V = p/m$, или

$$V = \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (4.1)$$

Если в формуле $t = L/V$ скорость V заменить на её выражение через v , тогда получим

$$\frac{L}{v} = t' = \frac{t}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

т.е. формулу СТО для преобразования времени:

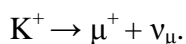
$$t' = \frac{t}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = t\gamma.$$

Таким образом, согласно баллистической теории, пробег частиц $L = t'V = t\gamma c$ растёт не за счёт роста времени их жизни $t' = t\gamma$ при ограниченной скорости $V \approx c$, а за счёт роста скорости $V = \gamma c$

при фиксированном времени жизни $t' = t$. Итак, выбор между баллистической теорией и теорией относительности можно сделать лишь путём прямых замеров скорости V мезонов.

Справедливость релятивистской кинематики обосновывают экспериментами на коллайдерах по столкновению заряженных частиц. В частности после рассеяния электрона на электроне, или протона на протоне, частицы разлетаются под углом меньшим 90° [339], вопреки классической кинематике, но в согласии с кинематикой СТО. Но тот же результат получается и в рамках классической кинематики, при учёте потери импульса и энергии частиц на излучение в ходе их столкновений, когда те движутся с гигантскими ускорениями, которым сопутствует интенсивное излучение [А38]. При обчёте экспериментальных данных в рамках СТО указанные поправки не обнаружены, что свидетельствует о неточности релятивистских формул. Лишь в отдельных работах [339] радиационные поправки учтены. Т.е. исследовать процессы столкновений в чистом виде, в отсутствие радиационных эффектов, можно лишь у нейтральных частиц, например, при исследовании столкновений нейтронов, излучаемых блоками ядерного реактора.

Как правило, скорость релятивистских частиц не измеряют напрямую по разнице моментов регистрации излучения двумя разнесёнными детекторами, но сравнивают скорости по разнице моментов регистрации разных типов частиц и их излучения детекторами. При этом ничтожную разницу скоростей частиц и их излучения интерпретируют как равенство их скоростей – скорости света c . Однако, как покажем далее (§ 4.3), если скорость света от движущихся частиц увеличена, согласно теории Ритца, то те же данные означают сверхсветовые скорости. Аналогично, при сравнении скорости разных типов частиц незначительное их различие ещё не свидетельствует о $V \approx c$. Более того, в экспериментах такого типа неоднократно регистрировали сверхсветовые частицы, называемые *тахиаонами* (хотя с точки зрения классической физики они принципиально не отличаются от досветовых частиц). В частности опыт на ускорителе в лаборатории Fermilab [340] показал, что скорость нейтрино от распада К-мезонов с энергией 75 ГэВ примерно на 0,1% (10^{-3}) превосходит скорость мюонов, образующихся в том же распаде



При этом надёжно (с достоверностью 99%) регистрировалось опережение регистрации нейтрино по сравнению с регистрацией мюонов на $\Delta t = 0,37 \pm 0,24$ нс, что на пролётной базе $L \approx 720$ м соответствовало относительной разнице скоростей $\sim 10^{-3}$. Поскольку в рамках релятивистских оценок скорость мюонов отличалась от c лишь на $\sim 10^{-5}$ [316], очевидно уже в 1976 г. были зарегистрированы нейтрино со скоростью выше c на $\sim (10^{-3} - 10^{-5})c \sim 300$ км/с – результат неоднократно подтверждённый и в XXI веке в той же лаборатории [341]. Также он согласуется с результатом эксперимента коллаборации «OPERA» [341] (впрочем, интерпретируемого теперь как ошибочный). Если же исходить из классических оценок скоростей частиц по величине их импульса, превышение будет ещё заметней, что легко проверить прямыми измерениями.

Прямые замеры скорости релятивистских и ультрарелятивистских частиц (по разнице моментов регистрации детекторами, установленными в начале и в конце пролётной базы) практически никогда не проводились. Несмотря на широкое распространение прямых измерений скорости ионов времяпролётным методом (Time-of-Flight – TOF-детекторами, например в установке ALICE на ускорителе LHC [342]), их проводят вдали от светового барьера – для ионов с энергией < 1 ГэВ на нуклон. Для них, даже в рамках классической физики скорость $V < c$. А для классических скоростей $V > c$ релятивистских и ультрарелятивистских частиц прямых замеров TOF-камерами обычно не производят. В тех редких случаях, когда прямые замеры скоростей осуществляют для ультрарелятивистских частиц, например из космических лучей, всегда обнаруживаются сверхсветовые скорости, т.к. время пролёта Δt у многих частиц оказывается меньше чем L/c [343, 344]. Этот дефицит времени Δt нельзя списать на ошибки измерений, поскольку распределение частиц по параметру $(\Delta t - L/c)$ сильно отличается от закона Гаусса.

В качестве примера приведём две работы [193, 345] с прямым измерением скорости частиц в ускорителях. В первой [193] представлены результаты опыта Бертоцци по прямому измерению скорости электронов, фактически подтвердившие, вопреки выводам самого Бертоцци, сверхсветовую скорость электронов. При измерении скорости электронов на пролётной длине 8,4 м внутри линейного ускорителя, измерялась средняя скорость электронов (приобретавших на выходе из ускорителя энергию 15 МэВ), которая составила по измерениям $V = c$. Но, если учесть, что на входе скорость электронов при этом составила $V_1 \ll c$, поскольку не включался ускоритель прямого действия (*генератор Ван-де-Граафа*), то скорость электронов на выходе $V_2 > c$, т.к. $V_2 > V > V_1$. Причём превышение V_2 над $V = c$ могло быть значительным, поскольку внутри линейного ускорителя из-за малой начальной скорости для электронов на начальном участке пути не выполнялось условие синхронизма: не попадая в ускоряющую фазу поля, электроны могли эффективно ускоряться только на конечных участках пути, после приобретения скорости $V \sim c$. Если на основной части пути $V < c$, тогда для обеспечения средней скорости $V \approx c$, на коротком конечном отрезке пути скорость должна была составить $V_2 \gg c$.

В другом эксперименте [345] по прямому измерению скорости релятивистских частиц по сигналам детекторов, установленных в начале и в конце дистанции, тоже получалось $V \sim c$, причём подтвердилась релятивистская зависимость от гамма-фактора. Недочёт такого измерения состоял в том, что время пролёта дистанции светом (90 нс) был близок к периоду, с которым сгустки частиц бомбардировали мишень. То есть, возникала неоднозначность: в зависимости от того, какие импульсы в последовательности, регистрируемой детекторами, сопоставлялись друг другу, получались разные значения скорости, различающиеся в разы. Избежать неоднозначности можно, сопоставив импульсы с нескольких последовательных детекторов, или перемещая детекторы и исследуя изменения запаздывания импульсов.

Для точного измерения скорости частиц быстродействие и разрешение по времени у детекторов частиц должно составить $\sim 10^{-9}$ с, поскольку характерное время пролёта лабораторных дистанций $L \sim 1$ м на скорости света c составит порядка $L/c \sim 3 \cdot 10^{-9}$ с. Такой разрешающей способностью обладают сцинтиляционные и полупроводниковые детекторы частиц [347, с. 189]. Обычно у этих типов детекторов характерные времена на порядок больше. Поэтому удобней детекторы не самих частиц, а создаваемого ими поля (как в опыте Бертоцци [193]), – например, в индукционных датчиках или в черенковских детекторах. Поскольку быстродействие МПМ-фотодетекторов достигает $\tau \sim 10^{-12}$ с (см. § 3.3), то при времени пролёта $\Delta t \sim 10^{-9}$ с скорость частиц измеряется с точностью $\tau/\Delta t \sim 10^{-3}$. При этом время пролёта должно измеряться при подаче сигналов с детекторов либо на вход осциллографа, либо на схему запаздывающих совпадений.

Отметим, что сверхсветовая скорость электронов с энергией 500 МэВ ($\gamma \approx 1000$) и их электромагнитного поля зарегистрирована также в сравнительно свежих (2012 и 2014 гг.) экспериментах Де Сангро, сотрудниками римского института ядерной физики [22]. То есть, сверхсветовые скорости частиц в ускорителях неоднократно регистрировались, и для однозначной проверки баллистической теории имеет смысл повторить прямые измерения скорости релятивистских частиц, особенно в экспериментах, где измеряется скорость испущенного ими излучения.

Таким образом, опыты по измерению скорости частиц и их излучения можно применить для прямой проверки баллистической теории, но лишь при условии прямого измерения величины и направления скорости излучающих частиц, а также при условии постановки опытов в вакууме или при прямой оценке показателя преломления и длины переизлучения.

§ 4.2. Замеры скорости аннигиляционного излучения

В качестве источников излучения, движущихся с околосветовыми скоростями, в экспериментах также применяли аннигилирующие пары частица-античастица. Замеры скорости аннигиляционного излучения, согласно баллистической теории, должны были выявить заметные вариации скорости излучения, в зависимости от направления к скорости V пар частиц.

В опыте, поставленном Саде (Рис. 4.1), произвели сравнение скоростей гамма-квантов, возникших в акте аннигиляции электрона и позитрона [33]. Предполагали, что аннигилирующая пара частиц должна сохранять заметную часть энергии и скорости позитрона ($V_0 \approx 0,89c$), вылетая в том же направлении со скоростью $V \approx 0,6c$. Пары с такой скоростью выделялись детекторами гамма-квантов, расположенными под заданными углами к линии полёта позитрона и равноудалёнными от мишени. Они выявили синхронный приход гамма-квантов. Согласно баллистической теории, гамма-кванты, вылетавшие под разными углами, получив разные скорости, не могли регистрироваться синхронно. В направлении скорости позитронов V_0 скорость гамма-лучей возросла бы до $c_1 = c + V \cos \alpha$, а в обратном – снизилась бы до $c_2 = c - V \cos \beta$.

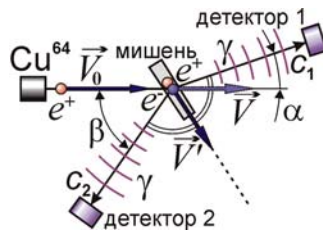


Рис. 4.1. Схема эксперимента Саде.

Однако, как отметил Ло Савио [28], сомнительно, что скорость V аннигилирующих пар достигала $0,6c$, т.к. позитрон в ходе столкновений с электронами мишени меняет направление движения и теряет начальную скорость (*термализуется*) задолго до аннигиляции [28, 346]. На гипотезе о малой скорости $V \ll c$ аннигилирующих пар основана техника позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), где регистрируют гамма-кванты, разлетающиеся от аннигилирующих частиц под углом 180° , хотя позитроны вылетают из ядер с релятивистскими скоростями. Т.е. в опыте Саде неизвестны ни модули скорости аннигилирующих пар, ни их направления, даже при известных углах разлёта гамма-квантов. Как показал Ло Савио, при измеренной энергии гамма-квантов, скорость V' аннигилирующих пар направлена почти строго вдоль биссектрисы угла между детекторами (155°). В таком случае и баллистическая теория предсказывала синхронную регистрацию гамма-лучей, одинаково увеличивших скорость [28]. Измерить её можно, разместив детекторы на разном удалении. А при сохранении исходного направления скорости V_0 гамма-кванты не могли бы возникать в одном акте аннигиляции, судя по их энергии, как показал А.Г. Баранов [29, с. 284]. При рождении в разное время, гамма-кванты могут регистрироваться синхронно и при неравных скоростях под произвольными углами [29].

В опытах также не учли переизлучение средой, которое, как показано (§ 4.1), может быть столь же значимо, как в оптике. Из оценки $l = \lambda/2\pi|\delta|$, для гамма-лучей длина переизлучения $l = 0,1$ мм, т.е. меньше толщины мишени. Таким образом, в мишени происходит переизлучение гамма-лучей, а далее лучи движутся во всех направлениях со стандартной скоростью c , достигая детекторов синхронно. Т.е. опыты по проверке баллистической теории с использованием аннигиляционного излучения следует проводить в вакууме, применяя тонкие мишени $l \sim 0,01-0,001$ мм. Это позволит исключить переизлучение и термализацию позитронов. А детекторы следует разместить на разных дистанциях от мишени или настроить на регистрацию гамма-квантов соответствующих энергий [29]. Такая постановка эксперимента даст однозначные выводы.

Отметим, что в классической физике и баллистической теории энергия аннигиляционного излучения $eU = 2mc^2 \approx 1$ МэВ представляет собой не энергию уничтожения (*аннигиляции*) электрона и позитрона, а электростатическую энергию $eU = e^2/4\pi\epsilon_0 r$, выделяемую при сближении частиц до расстояния r порядка классического радиуса электрона $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$, как показал В.В. Мантуров [348, А25, А51]. Тогда выделяется энергия $eU = e^2/4\pi\epsilon_0 r_0 = mc^2$ порядка измерен-

ной в опытах. Напротив, в СТО нельзя объяснить отсутствие избытка энергии eU при аннигиляции. В баллистической теории следует пересмотреть и механизмы генерации излучения (см. § 4.4, § 4.5 и § 4.6). Лишь при таких условиях явление целиком исследуется в рамках классической физики и служит критерием проверки баллистической теории, как отметил Дж. Фокс [25].

§ 4.3. *Опыты с синхротронным излучением (Мазманишвили, Александров)*

В свете сделанных замечаний выгодно отличается опыт группы Филиппова и Мазманишвили [11] и опыт группы Александрова [9, 10] по измерению скорости синхротронного излучения от электронов, летящих с околосветовыми скоростями $V \sim c$ в вакуумной камере накопителя, где скорость света по баллистической теории на всём пути сохраняла значение $c + V$.

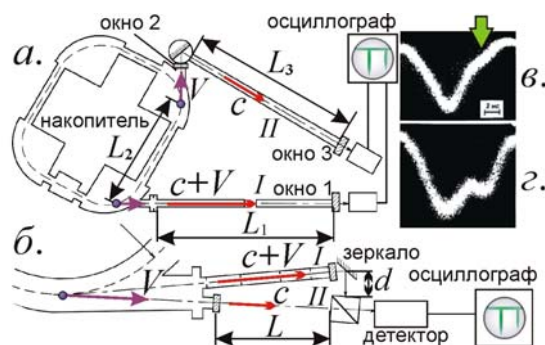


Рис. 4.2. Схема опыта Мазманишвили в двух вариантах (а) и (б). Для опыта а представлены осциллограммы импульсов синхротронного излучения на фотоумножителе канала II (б) и суммарный сигнал с обоих фотоумножителей (в).

Рассмотрим опыт Филиппова-Мазманишвили [11]. В опыте сравнили скорости излучения от движущихся с околосветовой скоростью электронов и скорость их света, прошедшего сквозь окно вывода излучения и атмосферу. По сдвигу импульсов рассчитали разницу скоростей, которая по результатам двух типов опытов (Рис. 4.2) не обнаружилась. При независимости скорости света от скорости источника разница моментов регистрации импульсов в каналах I и II составила бы 5,5 нс (фотоны канала I приходят позже). А в рамках баллистической теории рассчитанная в [11] разница моментов регистрации импульсов в каналах I и II составила бы -4,2 нс (фотоны канала I приходят раньше). По измерениям фотоны канала I запаздывали на 5,5 нс (Рис. 4.2.в), что признали подтверждением СТО и противоречием баллистической теории.

Во втором варианте опыта сравнивали моменты регистрации импульсов синхротронного излучения по двум каналам, причём по каналу I свет шёл без переизлучения, а по каналу II – с переизлучением в выходном окне и атмосфере (Рис. 4.2.б). По СТО разница моментов регистрации импульсов в каналах I и II составила бы 0,5 нс (фотоны канала I приходят позже). А в баллистической теории рассчитанная в [11] разница составила бы -1,16 нс (фотоны канала I приходят раньше). В опыте фотоны канала I регистрировали на 0,5 нс позже, в согласии с СТО.

Недочёт опыта состоял в том, что не измерялась напрямую величина скорости V электронов, которая в классической физике рассчитывается по импульсу частиц иначе, чем в СТО (§ 4.1). Соответственно, предсказания баллистической теории для величины смещений импульсов каналов I и II будут иными, чем рассчитанные в работе [11]. Кроме того, не измерена напрямую эффективность переизлучения. Таким образом, результат опыта неоднозначен.

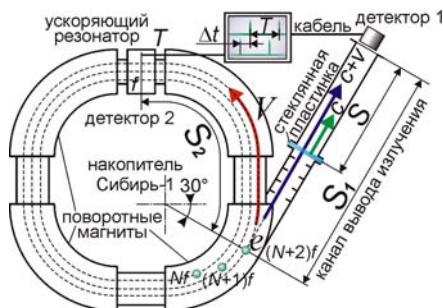


Рис. 4.3. Схема опыта Александра.

В эксперименте Александра [9, 10] тоже сравнивали скорость испущенного электронами синхротронного излучения, свободно пролетающего заданную дистанцию, и излучения, рассеянного средой (Рис. 4.3). В первом варианте опыта Александра измерялось время пролёта синхротронного излучения – по моменту его регистрации фотодетектором относительно момента прибытия электронов к резонатору. Во втором варианте сравнивалось время регистрации излучения фотодетектором в случаях, когда канал вывода свободен, и когда перекрыт стеклянной пластинкой, которая по теории Ритца, переизлучив свет, снижает его скорость от $c + V$ до стандартного значения c , сдвигая момент регистрации импульсов излучения.

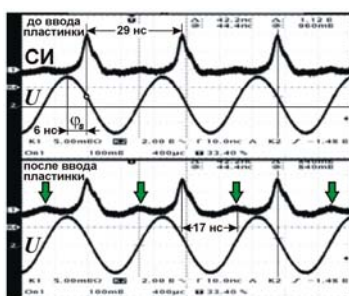


Рис. 4.4. Экспериментальные осциллограммы синхротронного излучения [10] – до внесения стеклянной пластинки (вверху) и после внесения (внизу). Стрелками отмечены импульсы вторичного излучения.

В первом варианте скорость излучения составила c , а во втором – не появилось дополнительной задержки Δt импульсов на 9 нс относительно опорного сигнала. Но в данной постановке опыт нельзя считать прямым, а вывод – однозначным. Во-первых, напрямую не измерена скорость электронов V . Она рассчитана косвенно по формулам СТО, из которых $V \approx c$ [9]. Но в классической физике, как отмечал Ритц [15, с. 266], скорость электрона может превышать c , если оценивать V классически через импульс $p = mV$. Тогда измеренный по кривизне траектории

электрона в магнитном поле импульс $p = \gamma mc = 450 \text{ МэВ}/c$ [9] соответствует скорости $V = \gamma c = 880c$. Поэтому задержка Δt , следующая из теории Ритца, отлична от ожидаемой в [9], и требуются прямые замеры скорости электронов пролётно-импульсным методом – по времени пролёта базы, измеренному установленными вдоль неё детекторами частиц. В ускорителе скорость электронов нельзя определить однозначно, как отношение длины их орбиты L к периоду T ускоряющего поля или импульсов излучения, т.к. эти периоды отличны от периода обращения электронов, если в ускорителе циркулирует несколько сгустков. Их число тоже не измерено напрямую. Гипотезу о единственном сгустке экспериментаторы обосновали тем, что в накопитель из линейного ускорителя заводился один сгусток. Но, в зависимости от длины сгустка и фазы ускоряющего поля, он мог делиться на ряд сгустков, возле равновесных фаз на орбите.

Во-вторых, поскольку импульсы излучения образуют периодическую последовательность, нельзя однозначно определить, произошёл их сдвиг или нет, раз по теории Ритца $\Delta t \neq 9 \text{ нс}$. В частности, $\Delta t < 0,5 \text{ нс}$ нельзя обнаружить [9], а задержка Δt кратная периоду $T = 29 \text{ нс}$ повторения импульсов, не проявится, ввиду наложения импульсов (строб-эффект). Эффект можно исключить, варьируя задержку Δt при отдалении фотодетектора. В опыте Александрова на длине $S = 5,4 \text{ м}$ набирается $\Delta t_c = S/c - S/(c + V) = S/c(1 + c/V) = 18 \text{ нс}$, что меньше периода повторения импульсов $T = 29 \text{ нс}$. Т.е. в данном опыте строб-эффект не проявится. Но в других опытах такого типа, в т.ч. в опыте Мазманишвили, где $T = 19 \text{ нс}$ [7], строб-эффект должен быть учтён.

В-третьих, нет оценок эффективности переизлучения стеклянной пластинкой. Среда переизлучает лишь часть энергии света. Чем толще и оптически плотнее слой среды, тем выше доля вторичного излучения от среды со скоростью c и ниже доля первичного, посланного источником со скоростью $c + V$. Как показал Фокс [25], оценка длины переизлучения l применима лишь для скоростей $V \ll c$. А для $V \sim c$ длина l может быть много меньше или больше. В первом случае остаточный газ в вакуумной камере сразу переизлучает свет со скоростью c , лишив опыт смысла. А в случае ослабленного переизлучения стеклянная пластинка замедлит лишь малую долю света, и основная его часть сохранит скорость $c + V$, не изменив осциллограмму.

Действительно, согласно формуле (3.3),

$$c^* = c/n^* = c/[n - V/(c + V)],$$

тогда для излучения электронов с $V \approx c$ показатель преломления стекла $n = 1,5$ станет равен

$$n^* = n - V/(c + V) \approx 1.$$

Это на порядки увеличит $l = \lambda/2\pi(n^* - 1)$, и на толщине пластинки свет почти не переизлучится, проходя сквозь пластинку со скоростью $c + V$. Но малая доля энергии переизлучится со скоростью c . На осциллограмме [10] видно, что при вводе пластинки высота импульсов снизилась: первичное излучение со скоростью $c + V$ ослабло, и возникли малые импульсы, запаздывающие на $\Delta t_o = 17 \text{ нс}$ (Рис. 4.4). Они не могут быть результатом переотражений, т.к. задержка от двух

переотражений на длине $S = 5,4$ м от переизлучающей пластинки до фотодетектора, составит $\Delta t = 2S/c = 36$ нс. Но $\Delta t_o = 17$ нс в пределах погрешности (~ 1 нс) соответствует расчётной задержке $\Delta t_c = 18$ нс импульсов вторичного излучения от пластинки со скоростью c .

Если придерживаться полностью классической теории, считая скорость электронов сверхсветовой $V \gg c$, следует соответственно видоизменить формулу для длины экстинкции, полученной Фоксом для нерелятивистского случая. Вообще говоря, при $V \gg c$ переизлучение вообще невозможно, т.к. по гипотезе Фокса переизлучение – это результат погашения в результате интерференции первичного излучения со скоростью $c + V$ – вторичным, рассеянным атомами среды со скоростью c . Однако $V \gg c$ разница скоростей этих излучений слишком велика, т.е. нарушается условие синхронизма и интерференция невозможна – рассеянное излучение не может догнать первичное излучение. Тем не менее, в рамках некоторых предположений, высказанных В.В. Кочаровским, допускают, что зависимость приобретёт вид

$$l = \lambda\gamma/2\pi(n^* - 1).$$

Такая зависимость получается в предположении, что в веществе, в частности на внутренних оболочках атомов, присутствуют электроны с релятивистскими скоростями, концентрация которых N убывает пропорционально $1/\gamma$ по сравнению с общей концентрацией электронов N_0 . А для интерференции первичного излучения со вторичным должно выполняться условие синхронизма, чтобы первичное и вторичное излучение двигались с близкими скоростями, отличающимися не более чем на ΔV . Т.е. переизлучение света от электронов с лоренц-фактором γ происходит на электронах с близкими скоростями и с концентрацией $N \approx N_0/\gamma$. В итоге, для длины переизлучения $l = (N\lambda r_0)^{-1} \approx l_0\gamma$, где $l_0 = (N_0\lambda r_0)^{-1}$ – длина переизлучения света с длиной волны λ от неподвижного источника.

Если же концентрация N в веществе (плазме) задана максвелловским распределением

$$N \approx aV^2 \exp(-mV^2/2kT)$$

(a – нормировочный множитель, включающий также интервал скоростей ΔV , для которых выполняется условие синхронизма), длина переизлучения найдётся при $V \approx \gamma c \gg c$ как

$$l = (N\lambda r_0)^{-1} \approx \exp(mV^2/2kT)/aV^2\lambda r_0 \approx \exp(\gamma^2 b)/\gamma^2 \lambda u,$$

где $b = mc^2/2kT$, $u = ac^2 r_0$. Скорость света снижается до стандартного значения c не скачком, а плавно, по мере каскадного переизлучения всё новыми электронами со всё меньшими скоростями, для которых выполняется условие синхронизма с основным (по энергии) потоком излучения. Так же плавно падает интенсивность первичного излучения и растёт интенсивность вторичного. Поскольку при нормальных условиях величина $b \sim 10^7$, длина экстинкции l становится огромной, т.е. переизлучение практически отсутствует, и первичное излучение может проходить сквозь толстые преграды практически не преобразуясь, хотя рассеянные импульсы при этом и возникают, но никак не влияют на первичное излучение, которое они не могут догнать и

погасить. Переизлучение может происходить также на электронах внутренних оболочек атомов, которые могут обладать высокими энергиями, т.е. двигаться со скоростями порядка скорости света, в том числе за счёт возбуждения атомов среды рентгеновскими и гамма-лучами синхротронного излучения. При их учёте длина переизлучения l может достигать обычных значений $l \sim 10$ м. При этом так же постепенно снижается интенсивность первичного излучения и растёт интенсивность вторичного излучения.

Соответственно, в эксперименте Александрова вторичные импульсы оказываются малы, ввиду слабого переизлучения, а также, видимо, от LC -фильтра (в т.ч. в эквивалентной схеме фотодетектора), сгладившего сигнал фотодетектора и «звон», заметный на других осциллограммах [9]. Авторы эксперимента интерпретировали вторичный импульс как наводку, ввиду его неустойчивой амплитуды и сохранения при экранировании окна вывода чёрной бумагой. Однако синхротронное излучение обладает широким спектром от ИК- до рентгеновского диапазона [9] и содержит, кроме оптической компоненты, и проникающую сквозь бумагу компоненту в виде дальнего ИК- ($\lambda = 50\text{--}2000$ мкм) и рентгеновского излучения (с максимумом на $\lambda = 61,3 \text{ \AA}$ [9]), эффективно переизлучаемую стеклом (см. § 4.1) и потому запаздывающую относительно оптической компоненты на 18 нс. Действительно, фотодиоды обладают некоторой, пусть и малой, чувствительностью к ИК- и рентгеновскому излучению, меняющейся в зависимости от режима работы PIN-диода. Т.е. отсутствие импульсов вторичного излучения в других сериях измерений – это, вероятно, результат изменения типа фотодиода или схемы его установки [9].

Во втором варианте опыта скорость c' импульса синхротронного излучения искали как $V = S_1/\tau$, где $S_1 = 7,2$ м – длина канала вывода излучения, $\tau = 24$ нс – измеренное время пролёта импульса, откуда $V = 3 \cdot 10^8$ м/с. Время τ измеряли по моменту регистрации импульса относительно момента его излучения, с учётом времени пролёта сгустков до ускоряющего резонатора (Рис. 4.3) и фазового сдвига $\varphi_s = 75,6^\circ$ (6 нс) моментов прихода сгустков к резонатору (Рис. 4.4) относительно максимума ускоряющего напряжения на осциллограмме [9, 10]. Замеры c' при этом содержат ряд неоднозначностей: во-первых, не измерена напрямую скорость V электронов (а значит, время пролёта ими дистанции $S_2 = 2,8$ м до ускоряющего резонатора); во-вторых, задержку τ можно измерять относительно разных импульсов в серии; в-третьих, неоднозначность вызвана неопределённостью знака напряжения U на осциллограмме (Рис. 4.4). Результат опыта можно трактовать и как подтверждение баллистической теории, т.к. при классической оценке скорости электрона $V = \gamma c = 880c$, он достигнет резонатора, пройдя путь $S_2 = 2,8$ м, практически одновременно с приходом к детектору синхротронного излучения, прошедшего путь $S_1 = 7,2$ м. Задержка составит $\Delta t = S_1/(V + c) - S_2/V = 0,017$ нс. Если верно отмерять фазу $\varphi_s = 75,6^\circ$ (6 нс) сгустка от максимума ускоряющего напряжения U [9], он прибудет к ускоряющему резонатору

практически синхронно с регистрацией импульса синхротронного излучения детектором, в согласии с осциллограммой (Рис. 4.4).

Итак, для исключения неоднозначности, в опыте следует, во-первых, напрямую измерить скорость электронов; во-вторых, исключить строб-эффект, меняя пролётные длины; в-третьих, оценить вклад переизлучения, меняя пластинки и исследуя сопутствующие изменения осциллограмм. В таком виде опыт может стать решающим и войти в учебники. В нынешнем виде он неоднозначен и не нов [10], повторяя схему опыта А.С. Мазманишвили [11] и её недочёты.

Эффект переотражений, видимо, имел место в опыте Мазманишвили. В первом варианте опыта (Рис. 4.2, а) время прямого и обратного хода излучения, отражённого окном в канале вывода (длиной $L_3 = 2,1$ м) и окном в накопителе, составит $2L_3/c = 14$ нс. При частоте повторения импульсов $f = 52$ МГц [11] и периоде $T = 1/f = 19$ нс это породило бы дополнительный смещённый на $19 - 14$ нс = 5 нс импульс синхротронного излучения. Именно такое смещение импульса наблюдается в эксперименте (Рис. 4.2, в). Таким образом, два наблюдаемых импульса соответствуют не разным каналам, а первичному и отражённому импульсам с канала I , а импульс с канала II не умещался на осциллограмме из-за большой величины смещения. Поэтому после перекрытия канала II вторичный импульс остался (на Рис. 4.2, в отмечен стрелкой), но в ослабленном виде, – вероятно, от перестановок фотодетекторов [11]. Для выяснения природы импульсов следует по очереди перекрывать каналы. Перекрытие канала I удаляло бы оба импульса.

Во втором варианте опыта Филиппова-Мазманишвили (Рис. 4.2, б) излучение тоже, видимо, поступало в детектор с одного канала II , ввиду сложности установки зеркала и детектора, для регистрации импульсов с обоих каналов [11]. В итоге, зеркало отражало к детектору сигнал с канала II , а не с канала I . Как отметили экспериментаторы [349], в исходных опытах импульсы канала I запаздывали на $\Delta t_o = 16$ нс относительно импульсов канала II . Т.к. $\Delta t = L/c' - L/c$, то при $L = 1$ м получалась аномально низкая скорость $c' \approx 0,2c$. Но этот результат легко интерпретировать в баллистической теории, где $V = \gamma c = 137c$, при импульсе электронов $p = 70$ МэВ/с [11]. Действительно, по каналу I свет проходит за время $t_1 = L/(V + c)$, по каналу II – за время $t_2 = L/V$, что при $V \gg c$ даёт $\tau = t_1 - t_2 \approx -3$ нс. Или при сопоставлении импульсов, смещённых на один период $T = 19$ нс, задержка $\Delta t_c = T + \tau = 16$ нс. Т.е. начальный результат эксперимента, противоречащий СТО, соответствовал баллистической теории: $\Delta t_o = \Delta t_c$. Однако, после случайного смещения зеркала сотрудником УФТИ Д.И. Адейшвили [11, 349] задержка исчезла ($\Delta t_o = 0,5$ нс), видимо, ввиду отражения зеркалом в детектор света из канала II .

Ставился также опыт по сравнению скорости электронов из ускорителя SLAC с энергией 11 ГэВ ($\gamma = 22000$) и их синхротронного излучения на базе $S = 1$ км [350]. Детектор регистрировал частицы и их излучение с задержкой $\Delta t < 5 \cdot 10^{-12}$ с (Рис. 4.5). Результат трактовали как совпадение скоростей с точностью 10^{-6} и их равенство c . А фактически ни скорость частиц, ни ско-

рость излучения не измерялись, поэтому опыт не противоречит теории Ритца. Согласно баллистической теории, при $\gamma = 22000$ скорость электронов $V \approx 22000c \gg c$ и лишь на 0,005% ниже скорости $c + V \approx 22001c$ их излучения, отчего дистанцию $S = 1$ км они проходят с разрывом $\Delta t_c = S/V - S/(c + V) \sim 7 \cdot 10^{-15}$ с, что укладывается в измеренный интервал $\Delta t_o < 5 \cdot 10^{-12}$ с.

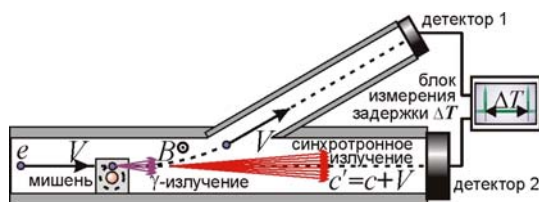


Рис. 4.5. Схема опыта Брауна.

Аналогичный опыт, повторенный при энергиях электронов 15–20 ГэВ [351], так же показал отсутствие разницы скоростей света с точностью 10^{-7} , что тоже согласуется с теоретически предсказанной в рамках баллистической теории разницей моментов регистрации $\Delta t_c \sim 3 \cdot 10^{-15}$ с.

Для исключения неоднозначности подобных опытов, следует измерить скорость частиц и излучения непосредственно, либо применить для сравнения излучение неподвижного источника. В частности, удобно применить для сравнения пикосекундные или наносекундные импульсы, отражённые зеркальным фотокатодом, генерирующим сгустки электронов для ускорителя прямого действия на 1 МэВ. Если ускорение до скорости $V = 0,94c$ производится на короткой дистанции $h \sim 1$ м, расхождение между электронами и импульсами лазерного излучения составит $\tau \approx 2h/c < 7$ нс. А расхождение между импульсами электронов и лазерного света на пролётной базе $S = 1$ км составит по СТО $\Delta t_R = S/V - S/c = 0,2$ мкс. Согласно баллистической теории $\Delta t_B = S/v - S/c = -1,67$ мкс, где классическая оценка $v \approx 2c$. Таким образом, разница $\Delta t_R - \Delta t_B = 1,87$ мкс намного превосходит начальное расхождение между импульсами электронов и излучения $\tau < 7$ нс, даже если сократить дистанцию S до 4 м. А если регистрировать импульсы синхротронного и лазерного излучения (для которых в СТО скорости равны), разница составит по СТО $\Delta t_R = 0$ мкс, а по БТР $\Delta t_B = S/(c + v) - S/c = -2,22$ мкс, что легко зарегистрировать. Отметим, что в опыте [350], действительно, сравнивали скорость электронов и со скоростью тормозного гамма-излучения от неподвижной мишени и зарегистрировали совпадение скоростей. Но и в этом случае источник (электроны в мишени) в действительности двигались с релятивистской скоростью. Также можно сравнивать скорости частиц и их излучения при $\gamma \approx 1$, т.е. при скорости частиц $V \sim c$. При этом в теории Ритца скорости V частиц и их излучения $V + c$, во-первых, будут сильно отличаться в процентном отношении, во-вторых, эта разница может быть точно измерена, поскольку разность времён пролёта составит порядка наносекунд.

Таким образом, эксперименты рассмотренного типа содержат ряд неоднозначностей, ставящих под сомнение их результаты, но неоднозначность легко исключить посредством дополнительных измерений и модификаций эксперимента. В случае подтверждения сверхсветовой

скорости $c' = c + V = c(1 + \gamma)$ синхротронного излучения, опыт будет иметь и важное прикладное значение, поскольку такое излучение с малой угловой расходимостью $\theta \sim 1/\gamma$ позволит реализовать сверхсветовую космическую связь. Сигналы от синхротронов ($\gamma \sim 10000$) на космических станциях и кораблях преодолеют межпланетные дистанции в тысячи раз быстрее, чем радиоволны со скоростью c , то есть не за минуты, а за доли секунды, что сделает космическую связь более удобной, а управление АМС, луноходами и марсоходами – быстрым и надёжным.

§ 4.4. Механизм генерации синхротронного излучения в баллистической теории

Отметим, что все экспериментально установленные свойства синхротронного излучения согласуются с баллистической теорией [A2, A37, 352], основанной на классической механике, исключая релятивистский рост массы m и предел скорости $V = c$. Поэтому в синхротронах импульс электронов $mV = eBR \approx m\gamma c$, измеренный по радиусу R их орбит в магнитном поле B , соответствует скорости $V = eBR/m = \gamma c$ [A37]. За счёт добавления скорости V электрона к скорости c его излучения (Рис. 4.6), излучение испускается вдоль вектора \mathbf{V} и собрано в конусе с углом образующей $\theta = \arcsin(c/V) \approx 1/\gamma$ [A37, 352]. Отсюда следует диаграмма направленности синхротронного излучения, интенсивность которого спадает к краям конуса излучения.

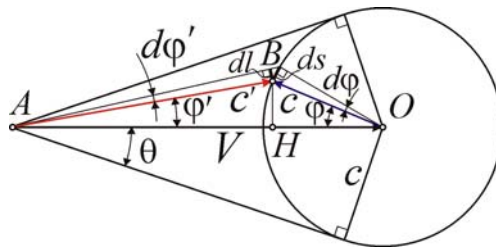


Рис. 4.6. Преобразование интенсивности синхротронного излучения.

Действительно, синхротронное излучение сосредоточено в конусе с углом образующей $\theta \approx 1/\gamma$ к оси конуса (вектора \mathbf{V}) и при росте угла излучения φ' от нуля до θ интенсивность падает. Рассмотрим излучение, равномерно расходящееся от заряда в плоскости чертежа (перпендикулярной ускорению заряда) в пределах малого угла $d\alpha$ к ней. Излучение, испущенное в системе заряда O в телесный угол $d\varphi d\alpha$ (где угол φ опирается на дугу ds), воспримется в пределах угла $d\varphi' d\alpha$, где $d\varphi'$ опирается на отрезок $dl = ds \cos(\varphi' + \varphi)$. Если заряд в связанной с ним системе отсчёта излучает в единичный телесный угол мощность P_0 , то в лабораторной системе, из закона сохранения энергии, регистрируемая в единичном телесном угле средняя мощность

$$P(\varphi') = P_0 \frac{d\varphi d\alpha}{d\varphi' d\alpha} = P_0 \frac{(ds/c)}{(dl/c')} = P_0 \frac{\sqrt{V^2 + c^2 - 2Vc \cos \varphi}}{c \cos(\varphi + \varphi')} = P_0 \frac{\sqrt{V^2 + c^2 - 2Vc \cos \varphi}}{c \cos(\varphi + \varphi')}.$$

В классической физике при $V \gg c$ ($\gamma \gg 1$), с учётом поступления в телесный угол $d\varphi' d\alpha$ излучения, испущенного зарядом как назад ($\varphi < \pi/2$), так и вперёд ($\varphi > \pi/2$), и с учётом эффекта Доплера $P'(\varphi) = P_0 |1 - V \cos \varphi / c|$, получим приближённое выражение для мгновенной мощности

$$P'(\varphi') \approx \frac{2P_0V^2|\cos\varphi|}{c^2 \cos(\varphi + \varphi')} . \quad (4.2)$$

Угол φ' выражается через угол φ из треугольника OAB следующим образом

$$\varphi' = \operatorname{arctg}\left(\frac{BH}{AH}\right) = \operatorname{arctg}\left(\frac{c \sin \varphi}{V - c \cos \varphi}\right) \approx \frac{c \sin \varphi}{V} . \quad (4.3)$$

Из формул (4.2) и (4.3) следует параметрически заданная диаграмма направленности (по мощности) синхротронного излучения $P'(\varphi')$. Несмотря на рост плотности излучения к краям, как в конусе распада частиц [353], интенсивность излучения убывает к краям за счёт эффекта Доплера. Отметим, что функция $P'(\varphi')$ отображает зависимость от угла φ' интегральной мощности излучения по всему спектру. А поскольку для разных φ' эффект Доплера преобразует частоту излучения в разной степени, то для разных диапазонов диаграмма направленности получается разной. В частности, для оптического излучения наивысшая мощность излучения будет наблюдаться в направлении вперёд, причём мощность плавно спадает до нуля на краях конуса при $\varphi' = \pm\theta$. Предсказанное различие диаграмм направленности для излучений разных диапазонов можно применить для проверки баллистической теории. Так, диаграмма направленности синхротронного радиоизлучения, для частот близких к циклотронной, характеризуется на краях (при $\varphi' = \pm\theta$) не минимумами, а максимумами, вопреки прогнозам СТО [354, 355, 356, с. 206].

Таким образом, согласно баллистической теории, только у высокочастотного синхротронного излучения мощность спадает к краям конуса с углом раскрытия $2\theta \approx 2/\gamma$, в согласии с наблюдаемой в опытах диаграммой направленности. Острая направленность синхротронного излучения рассматривалась как противоречие влиянию скорости электронов на скорость их излучения [34]. Такой вывод связан с отсутствием прямых измерений скорости излучающих частиц, принятой равной $V \approx c$, а в баллистической теории, как показано выше, $V \approx \gamma c$, откуда следует острая направленность излучения. Строго говоря, анализ свойств синхротронного излучения в рамках баллистической теории следует проводить целиком в рамках этой теории и классической кинематики, на основе запаздывающих потенциалов Ритца [15], как отмечено в работе [357]. При таком анализе расхождения с баллистической теорией отсутствуют.

Итак, критерием выбора между двумя теориями станет прямое измерение скорости излучающих частиц времяпролётным методом. Предполагали, что скорость частиц можно определить как отношение длины орбиты L к периоду T ускоряющего поля или импульсов синхротронного излучения от сгустков. Но при таком подходе для крупных ускорителей, диаметром в сотни метров, для ВЧ-частоты ускоряющего поля получается значение скорости выше скорости света [A27]. Поэтому в СТО данная оценка неоднозначна, т.к. требует учесть количество сгустков. Для малых ускорителей считают, что сгусток один и находят его скорость как отношение длины кольца ускорителя к периоду ускоряющего поля, не измеряя число сгустков. Для круп-

ных ускорителей, диаметром в сотни метров число сгустков определяют как кратностью ускорения $q = L/cT$ – отношение времени $t = L/c$ обхода кольца ускорителя частицами (на скорости c) к периоду T ускоряющего поля или следования импульсов. Т.е. имеет место циклическое обоснование условия $V = L/qT = c$. Другим косвенным методом измерения числа сгустков, например в большом адронном коллайдере, служит измерение по непосредственно регистрируемому в единицу времени числу столкновений частиц – светимости пучка

$$L = (l/l_b)(N_1N_2/S)f,$$

где l – толщина мишени, l_b – протяжённость участка пересечения пучков, N_1 и N_2 – число частиц во встречных пучках, S – площадь поперечного сечения большего сгустка, f – частота обращения частиц в ускорителе. Поскольку число частиц в сгустках примерно одинаково, то L пропорционально квадрату числа сгустков q . По этим данным оценивают число сгустков q .

В рамках классической физики и баллистической теории, в крупных ускорителях при той же частоте следования импульсов сгусток может быть один, и его скорость $V = L/c$, как отмечено, например, А.В. Мамаевым [358]. Поскольку в теории Ритца $V = \gamma c$, т.е. в γ раз выше скорости света, получим, что та же частота импульсов получится при одном сгустке, откуда $q = \gamma$. Действительно, для крупнейших ускорителей обычно работает соотношение $q \approx \gamma$, не нашедшее объяснений. Так, в протонном синхротроне (PS) в ЦЕРНе [332], при импульсе протонов $p = 19,2$ ГэВ/ c ($\gamma \approx 20$) расчётное число сгустков $q \approx 19 \approx \gamma$. В ускорителе АРУС при энергии электронов $W = 50$ МэВ ($\gamma \approx 98$) расчётное число сгустков $q = 96 \approx \gamma$ [359]. В Большом Адронном Коллайдере (БАК) при энергии протонов $W = 3$ ТэВ ($\gamma \approx 3 \cdot 10^3$) число сгустков достигает величины $q = 2,8 \cdot 10^3 \approx \gamma$. Классическая оценка числа сгустков и частоты их обращения не противоречит оценкам числа сгустков по светимости, поскольку увеличение светимости L при увеличении γ можно интерпретировать и как увеличение числа сгустков (ведущее к росту N_1 и N_2) и как увеличение частоты f обращения и скорости частиц при неизменном числе сгустков. Таким образом, в крупных ускорителях q и γ либо совпадают, либо кратны, а в СТО они независимы. Определить истинную скорость частиц можно, выводя их из ускорителя и измеряя времяпролётным методом. Также можно регистрировать частоту импульсов излучения при циркуляции в синхротроне всего одного электрона. Импульсы синхротронного излучения от одиночных электронов отчётливо регистрируются в экспериментах [360, 361], и по периоду T импульсов и длине L кольца ускорителя уже можно однозначно определить скорость электронов $V = L/T$.

Ряд несоответствий в соотношениях между измеренным импульсом и энергией релятивистских частиц (по сравнению с теоретическими в СТО) был выявлен в экспериментах на ускорителе Шанхайского института [362]. При этом было обнаружено, во-первых, что измеренная калориметрическим методом энергия электронов W , нагревающих металлическую мишень при осаждении пучка, не соответствует теоретической энергии электронов eU , приобретённой в ус-

корящем потенциале U ускорителя. В рамках баллистической теории это обусловлено зависимостью силы электрического отталкивания и напряжённости поля E в системе заряда, от его относительной скорости V [A37, A45], см. § 4.8. Во-вторых, измеренная калориметрическим методом энергия электронов не соответствовала их импульсу и скорости, измеренной пролётным методом, если определять связь этих величин в рамках СТО. Напротив, в рамках классической теории и БТР эти величины соответствуют друг другу. Действительно, если в классике импульсу $p = mV = m\gamma c$ ультррелятивистского электрона соответствует энергия $W = mV^2/2 = m\gamma^2 c^2/2$, то в рамках СТО ему соответствует энергия $W = pc = m\gamma c^2$. Т.е. ещё одним критерием выбора между баллистической теорией и СТО служит прямое измерение импульса и энергии частиц.

Кроме того, возможны режимы работы ускорителя, когда в нём по соосным орбитам циркулируют сгустки с разной скоростью и с частотами кратными частоте ускоряющего поля [A45]. Это связано с небольшой асимметрией воздействий поля на частицу в ускоряющей и тормозящей фазе поля, ввиду разной скорости прохождения частицы через эти фазы и разной величины поля в ускоряющей и тормозящей фазах. Последний эффект связан с искажением синусоидального профиля сигнала в генераторе ускоряющего напряжения, на линии и в ускоряющем резонаторе, из-за чего возникают гармоники основной частоты, которые и приводят к ускорению частиц соответствующих частот обращения. Ускоряющее поле $E(t) = \sum a_n \cos(2\pi nft + \varphi_n)$ содержит, кроме основной частоты f , гармоники с амплитудами a_n , номерами $n = 100$ и выше, ускоряющие синхронные частицы с частотами обращения nf . Явление аналогично параметрическому резонансу, когда одна частота возбуждает ряд колебаний. При этом детекторы сгустков или их синхротронного излучения регистрируют не скорость прохождения самих частиц, а скорость движения волны плотности, которая может быть меньше скорости частиц.

По той же причине нельзя измерить скорость распространения электромагнитных волн в кольцевом волноводе, деля длину кольца на период возбуждающего генератора или на период колебаний электрического поля в волноводе, поскольку в волноводе одновременно возбуждаются разные моды, бегущие с разной фазовой скоростью, и регистрируют их суперпозицию. Для сгустков, летящих по орбитам разных радиусов с частотами nf , общий сигнал $S(t)$ с детекторов можно грубо представить суперпозицией $S(t) = \sum b_n [1 + \cos(2\pi nft + \theta_n)]$, где b_n – амплитуда, θ_n – фаза, зависящая от равновесной фазы сгустка и дистанции детектора. Сигнал $S(t)$ имеет вид импульсов частоты f . Эффект аналогичен генерации коротких лазерных импульсов частоты f при синхронизации мод nf резонатора. При $V > c$ эффект возможен и в линейных ускорителях: в волноводе возбуждаются моды разных скоростей V_ϕ , ускоряющие синхронные сгустки. А их сигнал $S(t)$ соответствует $V \leq c$. Т.е. для однозначного измерения скорости частиц, необходимо сепарировать частицы магнитным полем, далее определяя V напрямую – пролётным методом.

До сих пор регистрацию сгустков осуществляли ВРМ-датчиками (beam position monitor), измеряющими заряд, наводимый пролетающим в вакуумной камере сгустком. Однако, низкое быстродействие позволяет определять таким методом только поперечное положение пучка в камере, а не его продольное смещение, необходимое для измерения скорости. В последнее время появились электрооптические датчики, непосредственно и с гигантским быстродействием измеряющие электрическое поле пролетающих сгустков [363]. Это открывает возможность прямого измерения скорости частиц в камере ускорителя. Именно этот тип датчиков позволил зарегистрировать высокие гармоники (вплоть до тысячной) высоковольтного напряжения в ЛЭП [364]. Данный факт подтверждает, что искажения гармонического сигнала напряжения, в том числе в ускорительных станциях, всегда присутствуют: именно эти искажения, как отмечено выше, делают возможным ускорение частиц, движущихся по орбитам с частотами кратными частоте ускоряющего напряжения [A45]. Интересно отметить, что сигнал, регистрируемый в циклических ускорителях посредством электрооптических датчиков, действительно, представляет собой сигнал в виде набора высших гармоник с эквидистантным спектром [363]. Аналогичный вид имеет, например, временная структура фемтосекундных лазерных импульсов, так же представляющих собой сумму большого числа гармоник с эквидистантным спектром [104].

Оценим длительность ΔT импульса синхротронного излучения в теории Ритца. Импульс излучения соответствует пролёту электроном участка орбиты $d \approx 2R\theta \sim 2R/\gamma$, с которого излучение поступает в детектор на расстоянии L [354] (Рис. 4.7). Из начала A интервала d свет дойдёт за время $t_A = (d + L)/(c + V)$, из конца B – через время $t_B = d/V + L/(c + V)$ после излучения в A .

$$\Delta T = t_B - t_A \approx d/c\gamma^2 \approx 2R/c\gamma^3, \quad (4.4)$$

в согласии с классическим результатом [354].

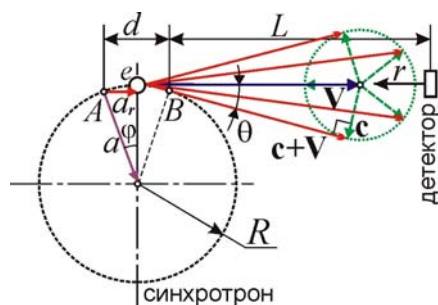


Рис. 4.7. Схема формирования импульсов синхротронного излучения.

Обычно гармоники синхротронного излучения объясняют регистрацией его в виде коротких импульсов длительностью ΔT , отчего спектр и формируют гармоники Hf_c , вплоть до частот $f \sim 1/\Delta T \sim \gamma^3 c/2R$ (Рис. 4.8.б). При этом интенсивность высших гармоник мала. А с учётом эффекта Ритца (1.15), особенно при $a_r = -c^2/L$, профиль импульса $E(t)$ исказится, обретая особенности в виде уступов и пиков, тем более высоких, чем они ближе к середине импульса и чем меньше угол ϕ точки излучения, в которой $a_r = -a_0$ (Рис. 4.7). Это приведёт к росту интенсивно-

сти гармоник и неограниченному росту их номеров H . Лучевое ускорение $a_r = -a \sin \varphi$, где $\sin \varphi \sim \sin \theta \sim 1/\gamma$, и условие $a_r = -c^2/L$ генерации жёсткого излучения реализуется при $L = R/\gamma^2 \sin \varphi \sim R/\gamma$. Тогда уже при малых γ возможна генерация жёсткого излучения, путём удлинения канала L или сокращения радиуса орбиты R , чем и пользуются на практике. Поскольку при снижении $\varphi < \theta$, соответствующее поле E растёт, то дальнейшее увеличение $L = R/\gamma^2 \sin \varphi$ наращивает интенсивности гармоник. Мощности излучения на частоте f_c и её гармониках сравнимы, когда ускорение электрона $a = V^2/R$ достигает порога $a_0 = c^2/L \sim 10^{17} \text{ м/с}^2$ (при $L \sim R \sim 1 \text{ м}$), то есть при $V \sim c$. Действительно, при $V \sim c$ электроны, кроме излучения частоты f_c , генерируют её гармоники в форме синхротронного излучения. Отношение сигнал/шум гармоник растёт при выводе излучения через вакуумные каналы, длина которых для видимого света $L \sim 1 \text{ м}$, а для жёсткого рентгена – $L \sim 100 \text{ м}$ [354], ввиду роста номеров H и мощности гармоник при росте L .

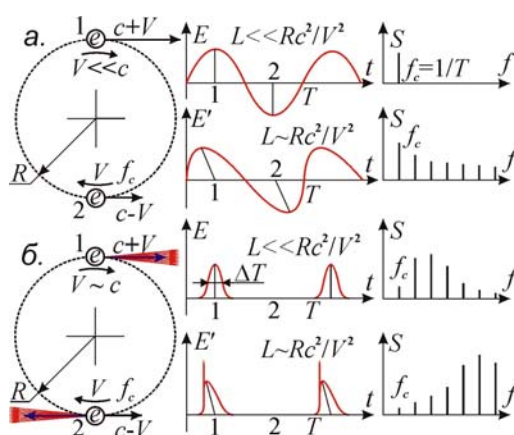


Рис. 4.8. Схема формирования спектра гармоник от искажения профиля волны, излучённой частицами в ускорителях (а, б).

Оценим мощность синхротронного излучения в баллистической теории. Так как мощность P_1 излучения одиночного электрона пропорциональна квадрату ускорения a , то $P_1 \propto a^2 = V^4/R^2 \propto \gamma^4/R^2$. В рамках максвелловской электродинамики и СТО мощность излучения $P_1 \propto B^2 p^2 \propto \gamma^4/R^2$, где $B \propto \gamma$ – индукция магнитного поля, в котором движется частица, а $p \propto \gamma$ – импульс электрона [355]. Т.е. СТО и баллистическая теория предсказывают одинаковую зависимость мощности синхротронного излучения от γ . Различие только в коэффициенте пропорциональности. Поэтому замеры мощности излучения одиночного электрона [360, 361] дают простой критерий выбора между релятивистской и баллистической теорией.

Таким образом, большинство наблюдаемых свойств синхротронного излучения одинаково хорошо предсказываются баллистической теорией и теорией относительности и одинаково согласуются с результатами экспериментов. Разницу их предсказаний можно обнаружить только для некоторых слабо изученных характеристик излучения. Так что исследование этих характеристик было бы весьма желательно в плане выбора между баллистической теорией и СТО.

§ 4.5. Механизм генерации и свойства черенковского излучения

Один из способов измерения скорости частиц состоит в исследовании характеристик их черенковского излучения в среде, поскольку угол θ , под которым распространяется излучение (Рис. 4.9), согласно теории эффекта Вавилова-Черенкова, зависит от скорости v частицы и показателя преломления среды n , в которой частица генерирует излучение, согласно формуле

$$\cos\theta = c/nv. \quad (4.5)$$

Найденные по измеренному углу θ скорости частиц

$$v = c/n\cos\theta \quad (4.6)$$

не превышают скорости света c в вакууме и согласуются со значением скорости v , определённым из релятивистских формул по измеренному импульсу частиц. Однако формула (4.6), выведенная Вавиловым, Таммом и Франком в рамках релятивистской теории эффекта,— это следствие ряда упрощений и предположений, требующих прямой опытной проверки. В рамках баллистической теории механизм генерации черенковского излучения совершенно иной.

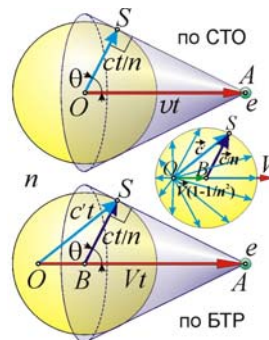


Рис. 4.9. Схема генерации черенковского излучения в СТО и баллистической теории. Скорость V по-разному выражается через угол θ черенковского излучения.

В частности, в экспериментах группы А.А. Тяпкина [365] было открыто черенковское излучение, генерируемое под закритическими углами $\theta > \arccos(c/nv)$, что свидетельствует о сверхсветовой скорости v частиц и требует уточнённой проверки. В частности, с самого начала возник и до сих пор однозначно не решён вопрос о том, служит ли источником черенковского излучения сама частица или среда, в которой частица движется. В рамках релятивистской теории источником излучения служит среда, в которой частица возбуждает колебания зарядов. По мнению С.И. Вавилова, совместно с Черенковым открывшего эффект, источником излучения служит сама движущаяся частица, которая колеблется под влиянием электрических полей атомов среды, мимо которых летит, излучая в сопутствующей системе отсчёта сферическую волну. Интересно, что О. Хевисайд, ещё в 1888 г. предсказав эффект Вавилова-Черенкова у зарядов, движущихся со сверхсветовой скоростью, считал, что источником излучения служит сам движущийся заряд, а не среда. В принципе, возможны случаи реализации и того и другого меха-

низма генерации черенковского излучения. В частности, если источником, возбуждающим черенковское излучение, служит не частица, а фронт неоднородного распределения электромагнитных характеристик среды, например её электронной концентрации, поляризации или нелинейности (когда реализуются сверхсветовые скорости), тогда источником черенковского излучения служит сама среда, в которой движется фронт соответствующего распределения.

В случае классической интерпретации эффекта Вавилова-Черенкова, если в рамках теории Хевисайда и баллистической теории излучение генерирует сам движущийся заряд, тогда скорость c' испущенных им световых волн в среде равна уже не c/n , а векторной сумме $c/n + \mathbf{V}/n^2$ (§ 3.2). Соответственно, скорость волн в среде (Рис. 4.9) относительно источника равна

$$c/n - V(1 - 1/n^2),$$

как показал опыт Физо (§ 3.2). В этом случае соотношение (4.5) уже не выполняется.

Пусть электрон, вылетающий из точки O , излучил световую волну (Рис. 4.9). Через время t он достигнет точки A , так что $OA = Vt$. За это время испущенная в точке O сферическая световая волна расширится до радиуса $BS = ct/n$, а её центр сместится в точку B , пройдя путь $OB = Vt/n^2$. Действительно, в этом случае скорость точек S волны представляет собой векторную сумму двух движений: радиального расширения волны со скоростью c/n и переносного движения центра излучения A со скоростью V/n^2 , сообщённой электроном. В итоге, сферические волны, генерируемые электроном на пути OA , при наложении образуют огибающий волновой фронт в виде поверхности-конуса, касательной к этим волнам, с углом полураствора $\theta = ABS$. Из прямоугольного треугольника ASB найдём $\cos\theta = BS/BA$, где $BA = OA - OB = Vt - Vt/n^2$. Отсюда

$$\cos\theta = c/nV(1 - 1/n^2),$$

т.е. появляется множитель, равный коэффициенту увлечения Френеля $(1 - 1/n^2)$. Отсюда

$$V = c/n(1 - 1/n^2)\cos\theta, \quad (4.7)$$

а импульс электрона

$$p = mV = mc/n(1 - 1/n^2)\cos\theta. \quad (4.8)$$

Это значение превышает значение импульса, найденное в релятивистской модели (4.6)

$$p \approx mc/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx mc/(1 - 1/n^2\cos^2\theta)^{1/2}. \quad (4.9)$$

Несовпадение классической формулы (4.8) и релятивистской (4.9) связано с тем, что формула увлечения Френеля для релятивистских скоростей выведена для случая излучения, идущего в прямом или обратном (по вектору относительной скорости среды) направлении. Но для излучения, испущенного под углом, вклад скорости V не был рассчитан строго, и для него выполняется более сложная зависимость. Соответственно, фронт волны на Рис. 4.9 изобразится уже не сферической, а более сложной поверхностью с иной огибающей и изменённой формулой (4.8).

Как выяснили в § 3.2, частицы с релятивистскими скоростями испускают свет в прямом направлении со скоростью $c' = c/[n - V/(c + V)]$. Под углом θ к вектору \mathbf{V} составляющая скорости частицы равна $V\cos\theta$. Тогда в направлении θ скорость света задана уравнением

$$c' = c/[n - V\cos\theta/(c + V\cos\theta)]. \quad (4.10)$$

Это уравнение и задаёт профиль образующей фронта световой волны, представляющей собой тело вращения с осью, направленной вдоль вектора \mathbf{V} . В газе, при $n = 1 + \delta$, где $\delta \ll 1$ и $\delta \ll c/V$, получим уравнение образующей вида $c' \approx c + V\cos\theta$. В сечении плоскостью получим в полярных координатах уравнение образующей в форме конхоиды окружности (*улитки Паскаля*) – кривой, которую описывает точка на колесе, катящемся по колесу того же радиуса. Касательная к этой волне, проведённая через точку A , и задаёт форму фронта огибающей волны черенковского излучения (Рис. 4.10). Отсюда найдём для угла черенковского излучения

$$\cos\theta = \frac{1}{n\sqrt{1 - c^2/V^2}}, \quad (4.11)$$

что уже ближе к зависимости (4.5), подтверждённой в экспериментах, если при $V \gg c$ подставить в (4.11) выражение для классической скорости (4.1).

Итак, дополнительным критерием проверки баллистической теории станет сравнение импульса частиц, измеренного по кривизне траектории электрона в магнитном поле, и рассчитанного по черенковскому углу θ классическим (4.8, 4.11) и релятивистским (4.9) способом.

Классическая оценка скорости (4.7) приводит к более высоким значениям скорости, чем стандартная формула (4.6). Так, если для воды ($n = 1,3$) в СТО предельный угол $\cos\theta = 1/n$ соответствует $v = c/n\cos\theta = c$, то в баллистической теории он соответствует сверхсветовой скорости

$$V = c/(1 - 1/n^2) = 2,45c.$$

Таким образом, оценка скорости излучения по стандартной формуле Вавилова-Черенкова (4.6) давала заниженное значение скорости частиц, по сравнению с результатом баллистической теории. Истинные скорости могут оказаться выше в разы. Также и само значение $\cos\theta = 1/n$ – не предел, как показали эксперименты на ускорителе CERN, поставленные под руководством А.А. Тяпкина [172, 285]. Действительно, обычно конструкция черенковских детекторов не допускает регистрации излучения под предельными углами θ , поскольку черенковские детекторы, как правило, меряют не угол θ , а регистрируют частицы, излучающие под заданным углом, в диапазоне $1/n \leq \cos\theta \leq 1$. А для замеров скорости частиц применяют пороговые счётчики, срабатывающие, когда частица начинает генерировать излучение, откуда из СТО $\cos\theta = c/nv = 1$. В таких счётчиках применяют газовую среду, где $n \approx 1$ или $n = 1 + \delta$. Повышая давление газа и его показатель преломления n , до появления излучения при $v = c/n$, находят по пороговому n

$$v = c/n \approx c - \delta c.$$

Но если предельному углу $\cos\theta = 1$ соответствует

$$V = c/n(1 - 1/n^2) \approx c/2\delta, \quad (4.12)$$

то при $\delta \ll 1$ пороговые счётчики Черенкова регистрируют частицы с $V \gg c$. В рамках СТО снижение δ и порогового давления газа соответствует приближению v к c . А в рамках баллистической теории снижение δ соответствует неограниченному росту скорости V . Тогда скорость

$$v = c/n \approx c - \delta c,$$

найденная в рамках СТО, соответствует релятивистскому импульсу

$$p \approx mc/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx mc/(2\delta)^{1/2}, \quad (4.13)$$

совпадающему с измеренным по кривизне траекторий в магнитном поле B значению p (§ 4.3). Похожее на (4.13) выражение следует также из классического выражения для импульса

$$p = mV = mc/2\delta, \quad (4.14)$$

если использовать значение скорости (4.12), рассчитанное в рамках баллистической теории.

Несовпадение степени в знаменателе (4.13) и (4.14) обусловлено тем, что формулы (4.12) и (4.14) получены в рамках приближений, и коэффициент увлечения Френеля теоретически и экспериментально найден лишь для $V \ll c$, а для высоких скоростей он задаётся сложнее.

Точный расчёт (§ 2.2) показывает, что излучение частиц приобретает в среде с показателем преломления $n = 1 + \delta$ скорость $c' = c/[n - V/(c + V)]$, и черенковские пороговые детекторы при $c' = V$ и $\delta \ll 1$ регистрируют частицы со скоростью $V \approx c/\delta^{1/2} \gg c$, отвечающей импульсу

$$p = mV \approx mc/\delta^{1/2}. \quad (4.15)$$

Формула (4.15) уже соответствует, с точностью до коэффициента $2^{1/2}$, формуле (4.13), которая согласуется с измеренным импульсом частиц, генерирующих черенковское излучение. Расхождение в виде коэффициента $2^{1/2}$ даёт дополнительный критерий проверки баллистической теории и выбора формул лучше соответствующих измеренному импульсу по расчётному углу θ . По сути, данный критерий проверен в экспериментах [35, 367], обнаруживших, что частицы начинают генерировать излучение при значении импульса p меньше порогового.

Также в СТО и баллистической теории похожи зависимости порогового n от γ . В СТО $v = c/n \approx c(1 - \delta)$, откуда пороговое $\delta = 1/2\gamma^2$. В баллистической теории из условия $V = c'$ порог $\delta = 1/\gamma^2$ с точностью до множителя $1/2$ совпадает с релятивистским. Эта разница обусловлена тем, что зависимость (4.10) носит приближённый характер и при ультрарелятивистских скоростях ($\gamma \gg 1$) нарушается. Это тоже даёт простой критерий проверки теории Ритца, где измеренная величина $\delta \ll 1$ соответствует сверхсветовым скоростям $V \approx c\gamma \approx c/\delta^{1/2}$. Т.е. и в этом случае основной критерий проверки теории Ритца – это прямое измерение V пролётным методом.

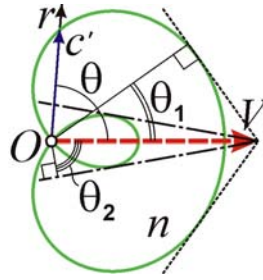


Рис. 4.10. Форма волнового фронта от релятивистской частицы в среде и конусы огибающих этих фронтов.

Угол θ черенковского излучения в рамках теории Ритца выражается неоднозначно (Рис. 4.10). Если на скорость $c' = c/[n - V_r/(c + V_r)]$ в направлении θ влияет лишь радиальная компонента скорости заряда $V_r = V \cos \theta$, то при $V \sim c$ форма волнового фронта задана уравнением

$$c'(\theta) = c/[n - (c/V \cos \theta + 1)^{-1}]$$

отличную от сферической (Рис. 4.11). А при $V \geq c$ (в СТО это соответствует $v \geq 0,71c$) волновой фронт – самопересекающийся, с особенностью типа лепестка. Действительно, фронт становится самопересекающимся, когда свет, излучённый в направлении назад ($\theta = \pi$, $\cos \theta = -1$), от добавления скорости источника, движется вперёд, т.е. $c'(\pi) = c/[n - (1 - c/V)^{-1}] \leq 0$. В этом случае задняя часть фронта выгибается вперёд, образуя дополнительный вытянутый в направлении скорости лепесток, с самопересечением в полюсе O (Рис. 4.11). Тогда, кроме нормального конуса черенковского излучения (внешней огибающей фронтов, с углом θ_1 на Рис. 4.10), формируется узкий конус – огибающая лепестка (с углом θ_2). При $n < 1,5$ этот аномальный конус образуется при допороговых значениях γ . Действительно, условие генерации излучения $V = c/[n - V/(c + V)]$ даёт два решения: $V_{1,2} = c(-1 \pm [1 + 4/(n - 1)]^{1/2})/2$, где V_1 отвечает порогу генерации нормального черенковского излучения, а V_2 – допороговому (аномальному) излучению, существующему в диапазоне $c \leq V \leq |V_2|$. Если $V_1 = c(-1 + [1 + 4/(n - 1)]^{1/2})/2 > c$, т.е. нормальное черенковское излучение генерируется при $V > c$, то аномальное черенковское излучение, соответствующее лепестку, генерируется при V_2 – до порога V_1 основного (нормального) излучения, что выполняется при $n < 1,5$. Это аномальное черенковское излучение возникнет, когда на улитке Паскаля появится заострение в полюсе O , и она выродится в кардиоиду $c' \approx c(1 + \cos \theta)$ и $c' = 0$ при $\theta = \pi$.

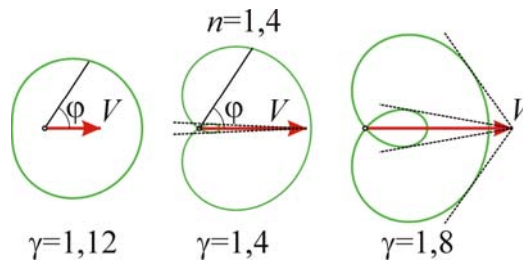


Рис. 4.11. Эволюция волнового фронта от релятивистской частицы в среде при росте γ -фактора приближённо соответствует эволюции конхоиды окружности $c' = V(c/V + \cos \theta)$ при изменении параметра c/V .

Допороговая генерация была открыта в экспериментах с ионами свинца [35] и с ионами золота [366]. Если конус нормального черенковского излучения сужался по мере роста n или V , то конус аномального – расширялся, в согласии с теорией Ритца. На фотографиях [36] наблюдали два кольца: одно отвечало нормальному черенковскому эффекту (θ_1), а второе, аномально широкое кольцо, – излучению от частиц с $V > c$ [36]. Судя по всему, его генерируют те же частицы: аномальное излучение и формирует 2-е кольцо (θ_2). Отметим, что релятивистская теория не исключает допороговой генерации черенковского излучения, поскольку для частот, соответствующих линиям поглощения среды-радиатора, n растёт в разы, до значений $n' > n$. Соответственно, на данных частотах черенковское излучение возникает при $V = c/n'$, что меньше порога $V = c/n$. Однако аномальное излучение, открытое в опытах [35, 35, 366], не может иметь такую природу, поскольку его спектр не отличается от классического черенковского спектра. Кроме того, аномальное черенковское излучение характеризуется аномально высокой интенсивностью [36], что свидетельствует о генерации излучения не редкими сверхсветовыми частицами, а основным потоком частиц. Кроме того, допороговое аномальное черенковское излучение предлагали объяснить на основе теории супер-черенковского излучения [367]. Но и в этом случае не сопоставлялись его теоретические и наблюдаемые характеристики [366].

Из (4.15) следует, что в баллистической теории частицы не генерируют черенковского излучения в вакууме ($n = 1, \delta = 0$). Но в теории Ритца это происходит не по причине «недостижимости скорости света в вакууме», а поскольку для такой генерации требуется бесконечно высокая скорость частиц: $V = c/n(1 - 1/n^2) \rightarrow \infty$. В вакууме исчезает преимущественная система отсчёта, связанная со средой, и излучение расходится относительно заряда во всех направлениях с одинаковой скоростью c . Т.е. заряд не может догнать свет, двигаясь с постоянной скоростью.

Таким образом, и в этом случае проверить баллистическую теорию можно либо постановкой дополнительных экспериментов по уточнению характеристик черенковского излучения, либо путём прямого измерения скорости частиц, генерирующих черенковский свет.

§ 4.6. Свойства ондуляторного излучения в баллистической теории

Для генерации синхротронного излучения релятивистскими электронами применяют, кроме однородного, также знакопеременное магнитное поле с пространственным периодом L в ондуляторах (Рис. 4.12). Электрон, движущийся по траектории в виде змейки, колеблется и излучает ондуляторное излучение на частоте $f = V/L$ [354]. Острая направленность ондуляторного излучения, сосредоточенного в пределах конуса с углом раствора $\theta \approx 1/\gamma$, как для синхротронного излучения, подтверждает зависимость скорости света от скорости источника.

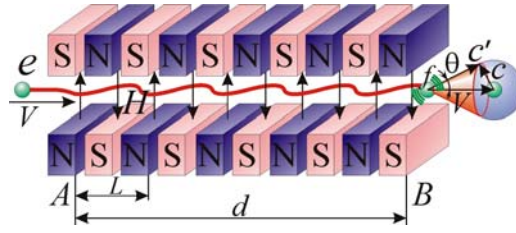


Рис. 4.12. Генерация синхротронного излучения в ондуляторе колеблющимися электронами e , летящими в батарее магнитов.

Электрон излучает на частоте своих колебаний $f = V/L$. Однако неподвижный наблюдатель, согласно классическому эффекту Доплера, регистрирует излучение на частоте

$$f' = f(1 + V/c) = (1 + V/c)V/L \approx V^2/Lc \text{ (при } V \gg c \text{)}.$$

Действительно, частота ондуляторного излучения нарастает при росте импульса p и скорости V электрона по закону $f' \approx f_0 \gamma^2$ [354, 368], где $f_0 = c/L$, а в рамках баллистической теории $\gamma = p/mc \approx V/c$. Отсюда, $f' \approx V^2/Lc = f_0 \gamma^2$. Таким образом, экспериментально установленная зависимость $f'(\gamma)$ согласуется с баллистической теорией. Следовательно, высокая частота $f' = (1 + V/c)V/L$ ондуляторного излучения согласуется с баллистической теорией при классической оценке скорости V электрона (§ 4.3). Таким образом, и в этом случае простейшим критерием проверки баллистической теории станет прямое измерение скорости электронов в ондуляторе.

Для излучения, испущенного под углом φ к направлению движения частицы (в связанной с ней системе отсчёта), частота по эффекту Доплера преобразуется уже по закону

$$f' = f(1 + V \cos \varphi / c).$$

В лабораторной системе отсчёта излучение регистрируют под углом θ . Отсюда, из § 3.6,

$$f' = f \left(1 + \frac{V}{c} \left(\cos \theta \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2} \sin^2 \theta} - \frac{V}{c} \sin^2 \theta \right) \right) \approx f \left(1 + \gamma \left(\cos \theta \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta} - \gamma \sin^2 \theta \right) \right).$$

Действительно, для синхротронного излучения обнаружено, что при нарастании угла θ , под которым регистрируют излучение, частота света падает. Согласно СТО частота колебаний электрона $f = V/L \approx c/L$, а из баллистической теории $f = V/L \approx \gamma c/L$ (при $\gamma \gg 1$). Проверить, какой из выводов верен, можно, регистрируя излучение электрона в поперечном направлении, в котором частота изменяется лишь за счёт поперечного эффекта Доплера. В этом направлении регистрация излучения возможна лишь при $V < c$. Для анализа можно также применить излучение электрона, пролетающего над металлической дифракционной решёткой – излучение Смита-Парселла, которое во многом аналогично ондуляторному [369]. Электрон, двигаясь со скоростью V , тоже совершает колебания с частотой $f = V/L$, излучая на частоте f . Поскольку при релятивистских скоростях расчётное (по кривизне траектории и гамма-фактору γ) значение скорости V в рамках СТО и баллистической теории различается, отличаются и предсказания теорий для частоты f : баллистическая теория предсказывает в γ раз более высокие частоты. Различные

предсказания получаются и для диаграммы направленности. Если в СТО и классической электродинамики максимумы излучения Смита-Парселла наблюдаются в поперечном к \mathbf{V} направлении, то в баллистической теории максимум должен наблюдаться в прямом направлении, аналогично синхротронному и ондуляторному излучениям (§ 4.4, § 4.6). Действительно, обнаружено, что в прямом направлении и под малыми углами к \mathbf{V} интенсивность излучения Смита-Парселла аномально увеличена, на порядки превышая расчётную [369]. Но этот результат естественно следует из баллистической теории. Проверить соответствие этой теории можно, измеряя частоту излучения Смита-Парселла в прямом и поперечном направлении к линии движения.

Так же как в синхротронах, длительность импульса излучения по (4.4) в ондуляторе длины d выражается в виде $\Delta T \approx d/c\gamma^2$. Поэтому замеры ΔT , например, в установке «FLASH», где $\Delta T \approx 25$ фс $\sim d/c\gamma^2$ [370], не противоречат баллистической теории. Так, в установке «FLASH» длина ондулятора $d = 30$ м, $\gamma = 1400$, откуда, $\Delta T \approx 50$ фс, – того же порядка, что и регистрируемая длительность импульса $\Delta T \approx d/c\gamma^2 \approx 25$ фс. Дополнительное сокращение длительности импульса связано с тем, что скорость электрона в ондуляторе меняется, в ходе потерь энергии на ондуляторное излучение или за счёт дополнительного ускорения электрона между секциями ондулятора в установке. Если в начале A ондулятора скорость электрона V , а в конце $B - kV$, где $k \approx 1$ – коэффициент преобразования скорости, то формула для ΔT преобразуется к виду:

$$\Delta T = t_B - t_A = d/kV - d/(c + V) \approx d(c + V - kV)/c\gamma^2.$$

ΔT может сделать сколь угодно малой величиной при $c + V - kV = 0$, что имеет место при

$$k = (\gamma + 1)/\gamma = 1,0007,$$

т.е. при малом (на 0,07%) увеличении скорости в установке FLASH, ввиду передачи энергии электрону в ускорительных секциях, размещённых между секциями ондулятора [370].

Итак, баллистическая и релятивистская теории предсказывают сходные характеристики $\theta(\gamma)$ и $\Delta T(\gamma)$ излучения [354]. В случае ондуляторного излучения простейшим критерием выбора между классической и релятивистской теорией станут прямые замеры скорости частиц [A2].

§ 4.7. Прямые замеры скорости релятивистских частиц и их излучения

Как показано выше, эксперименты в области физики высоких энергий и принципы работы ускорителей не противоречат баллистической теории, т.к. в подобных опытах не производят прямых замеров скорости частиц и их излучения. Далее предложим схемы экспериментов по прямому измерению скорости ускоренных частиц, в частности на сильноточном короткоимпульсном ускорителе ИПФ РАН и на линейном ускорителе Курчатовского Института.

Наивысшая точность достижима при замерах скорости электронов в линейных ускорителях прямого действия. При этом все электроны обладают одинаковой энергией и скоростью, что позволяет генерировать короткие сгустки электронов, для точного измерения времени про-

лѣта сгустком дистанции между двумя детекторами. Короткие сгустки электронов, необходимые для точного измерения пролѣтного времени, могут быть получены при фотоэлектронной эмиссии с поверхности холодного катода под действием пикосекундного лазерного импульса или при взрывной электронной эмиссии [302, 303]. Длина такого сгустка может достигать $l \sim 1$ см, а время его пролѣта мимо детектора и соответствующая длительность импульса $\Delta t \sim 10^{-9}$ – 10^{-10} с. Значения максимальной энергии электронов и минимальной длительности импульсов основных типов ускорителей см. [371]. Подходящими для эксперимента параметрами обладает сильноточный ускоритель ИПФ РАН и ускоритель «Синус-5» [372]. Также могут найти применение ускорители «Sinus-7» и субнаносекундные ускорители типа «РАДАН-220». В таблице 4.1 приведены характеристики ускорителей и расчѣтная длительность пролѣта $T = L/V$ базовой дистанции $L = 10$ м на скорости V , оцененной в рамках баллистической теории и в СТО.

наименование ускорителя	W , энергия частиц, МэВ	p , импульс частиц, МэВ/с	Δt , длина импульса, нс	$T(p)$, время пролѣта (СТО), нс	$T(p)$, время пролѣта (БТР), нс	относит. ошибка, $\delta T = \Delta t/T$
сильноточный ускоритель ИПФ	~0,7	0,85	17	39	20	~60 %
«Синус-5»	~0,5	0,71	5	41	24	~15 %
«РАДАН-220»	~0,3	0,55	0,2–0,45	45	31	~1 %
«Sinus-7»	~1,5	1,24	40	36	14	~100 %

Таблица 4.1.

Предсказанные СТО и БТР значения времѣн пролѣта базы L отличаются в 1,5–2 раза, и это отличие легко выявить детекторами частиц. В установках «РАДАН-220» и «Синус-5» точность достигает нескольких процентов, позволяя сделать вывод в пользу одной из теорий. В установке «РАДАН-220» база может быть снижена до $L = 1$ м при точности измерения ~10 %.

Отметим, что в баллистической теории при релятивистских скоростях электронов их энергия W не пропорциональна ускоряющему напряжению U (§ 4.8), т.е. не выполняется закон $W = eU$ [A38, A45, A54]. Это связано с баллистической зависимостью ускоряющей силы от скорости V частиц [15, A20]. Поэтому значения энергий электронов выступают лишь в качестве ориентировочных. Точно измерено может быть лишь значение импульса p электронов (по кривизне их траекторий в магнитном поле), на основании которого и произведены расчѣты классической и релятивистской скорости в табл. 4.1. Ниже приводим выражения для связи кинетической энергии W , импульса p и скорости V в классической и релятивистской физике (энергия покоя $W_0 = m_0c^2$, m_0 – масса покоя).

Зависимость	Класс. физика (БТР)	СТО
-------------	---------------------	-----

$p(W)$	$p = \sqrt{2Wm_0} = \sqrt{2WW_0}/c$	$p = \sqrt{W^2 + 2WW_0}/c$
$V(p)$	$V = p/m_0$	$V = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2/c^2}}$
$T(p)$	$T = \frac{L}{V} = \frac{L}{c} \cdot \frac{W_0}{pc}$	$T = \frac{L}{c} \cdot \frac{\sqrt{W_0 + (pc)^2}}{pc}$
$W(V)$	$W = m_0V^2/2 = p^2/2m_0$	$W = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} - 1 \right)$

Таблица 4.2

Для измерения скорости электронов могут также найти применение резонансные линейные ускорители на стоячей или бегущей волне. В частности, можно использовать линейный ускоритель электронов на 80–100 МэВ Курчатовского института [373, 374]. Длина ускорителя – 6 м, а длительность импульса $\Delta t = 18$ нс. Таким образом, при измерении времени пролёта электронов длины $L = 10$ м характерное время пролёта дистанции на скорости света c составит $T = L/c = 33$ нс, что сопоставимо с длительностью импульса Δt , т.е. скорость не может быть измерена точно, но этой точности вполне достаточно для выбора между теорией Ритца и СТО.

Точные измерения V можно произвести в вакуумированном канале длиной $L \sim 1$ км, на выходе из ускорителя. Тогда $T = L/c = 3,3$ мкс, и относительная ошибка измерения скорости $\Delta V/V = \Delta t/T \sim 0,5\%$. Впрочем, при энергии 100 МэВ, из классической оценки скорости электронов $V \approx 200c$ найдём время пролёта $T' = L/V = 17$ нс, что сравнимо с длительностью импульса 18 нс. Но при разгоне до скоростей $V \approx 200c$, пропорционально снижается время пролёта сгустка мимо детектора $\Delta t' = \Delta t c/V = 0,2$ нс. Таким образом, относительная ошибка измерения времени та же, что и в СТО $\Delta t'/T' = \Delta t/T = \Delta t c/L$. Во всех рассмотренных экспериментах на длине L не должно действовать ускоряющее поле. При этом скорость электронов V – постоянна, что исключает ошибки и неточности, как в опыте Бертоцци (§ 4.1).

В экспериментах по сравнению скорости электронов и скорости света, в качестве опорного светового сигнала следует применять свет от неподвижного источника, а не от движущихся электронов, т.к. свет, излучённый или рассеянный подвижными электронами, согласно баллистической теории, заимствует их скорость. В частности, пикосекундный или фемтосекундный лазер с длительностью импульса $\Delta t \sim 10^{-14} - 10^{-12}$ с не только позволит точно измерить скорость света (§ 3.3), но и сравнить её со скоростью света от электронов и со скоростью самих электронов. При этом синхронное излучение импульса света и электронов можно обеспечить путём воздействия фемтосекундного импульса на фотокатод. Тогда происходит одновременный вылет отражённого катодом света и электронов, далее разгоняемых в ускорителе. Детекторы электронов и света в конце пролётной базы позволят точно измерить разницу моментов прихода излучений в зависимости от энергии электронов для определения V и проверки теории Ритца. В ка-

честве детекторов электронных сгустков можно применить электрооптический детектор с разрешением по времени 200 пс [363]. Для сверхбыстрого детектирования сгустков электронов с высоким временным разрешением найдут применение и другие типы детекторов, в т.ч. время-проекционные камеры [375] и плоско-проекционные камеры [342] с рекордным временным разрешением 50–100 пс. В частности, камера ALICE (с разрешением по времени 100 пс) может быть применена для измерения скорости релятивистских частиц из любых типов ускорителей. Отметим, что в таких измерениях, действительно, регистрировались сверхсветовые частицы, у которых значения скорости соответствуют скорее классической физике, чем СТО [343, 344].

Для измерения скорости синхротронного (ондуляторного) излучения от релятивистских или ультрарелятивистских электронов в ускорителе их следует пропускать через область, в которой создано магнитное поле. В этом случае длительность импульса Δt определяется временем пролёта, т.е. протяжённостью сгустка $d \sim 0,5$ м. При скорости V электронного сгустка длительность импульса $\Delta t = d/V$, что при $V \sim c$ даёт величину $\Delta t \sim 2 \cdot 10^{-9}$ с. Если в рамках классической физики учесть сверхсветовую скорость ультрарелятивистских электронов и классический эффект Доплера, тогда импульс получится существенно короче: $\Delta t' = \Delta t / (1 + V/c) \approx dc/V^2 \approx d/c\gamma^2$. По баллистической теории время пролёта импульсом дистанции L составит $T = L/(c + V) \approx L/c\gamma$. А относительная ошибка измерения T составит $\Delta t'/T \approx d/L\gamma$, т.е. может достигать значений $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$, что обеспечит очень высокую точность измерения скорости.

Наиболее интересен будет эксперимент по измерению скорости релятивистских частиц и их излучения в космосе. Так, если разместить компактный ускоритель электронов на орбитальной станции, то при выстреливании им короткого сгустка частиц, в форме импульса длительностью $\Delta t \sim 10^{-9}$ с он будет регистрироваться на отдалённом спутнике или на поверхности Луны с задержкой $T \approx r/c$ (по СТО) и $T \approx r/\gamma c$ (по БТР). Эта разница может быть точно измерена по показаниям атомных часов, установленных на борту станции и на спутнике. Аналогично может быть измерена скорость света, излучённого движущимся электроном, например при пролёте в магнитном поле: $T \approx r/c$ (по СТО) и $T \approx r/c(\gamma + 1)$ (по БТР). Благодаря большим пролётным дистанциям r и отсутствию переизлучения время T окажется довольно большим ~ 1 с и соответствие одной из теорий может быть точно установлено. При $\gamma \sim 10$ и $r \sim 3 \cdot 10^8$ м разница составит $\Delta t \approx r/c - r/c(\gamma + 1) = r\gamma/c(\gamma + 1) \approx 1$ с. Подобное измерение не только позволит точнее измерить скорость частиц и проверить СТО и БТР, но и создать в перспективе передатчики сверхсветовых сигналов с временем распространения в γ раз меньшим, чем для радиоволн и света.

Итак, скорость электронов легко измерить на действующих линейных ускорителях. Для измерения скорости ионов, ядер требуются намного более мощные ускорители. В заключение снова отметим, что без подобных прямых замеров скорости релятивистских частиц любой эксперимент по измерению их характеристик или скорости их излучения, не имеет смысла.

§ 4.8. Баллистическая электродинамика

В пользу баллистической теории свидетельствуют также эксперименты по измерению скорости c' распространения электромагнитных воздействий от зарядов, движущихся с релятивистскими скоростями V . К числу таких эффектов относится зависимость кулоновской силы от скорости зарядов, т.е. электродинамическая сила \mathbf{F}' отличается от электростатической \mathbf{F}_0 [15, 376]. Согласно баллистической теории, сила F' пропорциональна квадрату скорости c' потока реонов [A20, A30]: при движении заряда со скоростью V относительно неподвижного источника поля сила растёт или снижается как $F' = F_0(c'/c)^2$, или в векторной форме $\mathbf{F}' = \mathbf{c}'F_0c'/c^2$, где \mathbf{c}' – вектор скорости реонов в системе отсчёта заряда, испытывающего воздействие \mathbf{F}' .

Так, в экспериментах обнаружено, что величина эффективного сечения рассеяния протонов аномально нарастает при увеличении их энергии $mV^2/2$ [377]. Это нарастание, непонятное в электродинамике Максвелла (где угол рассеяния θ по формуле Резерфорда $\text{ctg}(\theta/2) = mV^2b/2Ze^2$, b – прицельный параметр, Ze – заряд ядра), даже с учётом релятивистских и квантовых поправок, естественно следует из теории Ритца, где сила $F' = F(c'/c)^2$, и $\text{ctg}(\theta/2) \approx mV^2b/2(1 + aV^2/c^2)Ze^2$, где a – константа. Действительно, по теории Ритца увеличение энергии и скорости V соударяющихся ядер ведёт к росту кулоновской силы при сближении (превышающему её спад при отдалении [A49, A54]), т.е. – к росту сечения рассеяния.

Другой эксперимент, обнаруживший отклонения от формул максвелловской электродинамики и СТО, был поставлен на ускорителе Шанхайского института в Китае [362]. В эксперименте было обнаружено, что измеренная калориметрическим методом энергия W ускоренных электронов, число N которых измерено по заряду, поглощённому мишеню, меньше энергии NeU , приобретённой электронами в ускоряющей разности потенциалов U . Этот эффект – прямое следствие баллистической теории, поскольку реоны от ускоряющих пластин догоняют электроны, и воздействие снижено до величины $F' = F_0(c'/c)^2 = F_0(c - V)^2/c^2$ по сравнению с величиной силы F_0 , действующей на неподвижный заряд. Соответственно, энергия, приобретаемая каждым электроном, будет меньше eU . Точную связь между энергией W и напряжением U выводится по известной конструкции и параметрам ускорителя, из распределения заряда и ускоряющего потенциала. Тем самым анализ связи измеренной энергии, импульса, скорости и ускоряющего напряжения даёт ещё один критерий выбора между теорией Ритца и СТО.

Ещё одним критерием проверки служат прямые замеры скорости распространения электрического поля c' . Если по СТО в вакууме эта скорость равна c и не зависит от скорости источника, то в баллистической теории c' определяется как сумма скорости V источника и скорости c поля относительно источника. Т.е. поле движется вместе с источником, заимствуя его скорость. Именно так В. Паули формулировал баллистическую теорию, записав уравнения

электродинамики $\varphi(P, t)$, $\mathbf{A}(P, t)$ с временной задержкой, зависящей от скорости источника [16]. Эксперименты подтвердили, что поле движется с источником, заимствуя его скорость [22].

Для величины магнитного поля в баллистической теории получаются те же зависимости, что и в классической электродинамике [A20]. А сами магнитные и индукционные силы, как показал Ритц [15], это – следствие зависимости электрических сил от скорости. Так, если в двух параллельных проводниках кулоновские силы одноимённых и разноимённых зарядов скомпенсированы, то при пропускании тока, т.е. при движении электронов, кулоновские силы меняются и баланс сил нарушается: возникает сила Ампера, а по сути – электрическая сила. Аналогично выводится сила Лоренца [A20]. Расчётный избыток силы ΔF совпадает с выражением для силы Ампера $F_m = \mu_0 I^2 l / 2\pi h$ с точностью до коэффициента 1,5, подтверждённого в отдельных опытах уже самим Максвеллом [A20, 38, с. 93]. Ярко это отличие проявится в пинч-эффекте.

Проводники с сонаправленными токами равной величины можно представить как движущиеся относительно положительных ионов потоки электронов. Поскольку в этом случае сила Ампера представляет собой сумму поправок к кулоновской силе взаимодействия разноимённых зарядов, то магнитное воздействие в равной степени испытывают и положительные и отрицательные заряды. Т.е. сила воздействия на подвижные электроны в металлическом проводнике или в плазме равна половине классической силы Ампера $F_e = F_A/2$, в отличие от принятого значения $F_e = F_A$. Это отличие легко обнаружить, например, в пинч-эффекте, который проявляется в сужении плазменного пучка за счёт притяжения движущихся зарядов, электронов, обладающих много большими скоростями и подвижностями, чем ионы. Соответственно в рамках баллистической теории величина пинч-эффекта будет в два раза меньше, чем принято считать.

Известен и ряд других электродинамических экспериментов (в частности, опыт Грано) и парадоксов, не объяснённых в рамках максвелловской электродинамики [378, 379], но получивших объяснение в рамках баллистической электродинамики. В частности, эффект Ааронова-Бома, т.е. магнитное воздействие на электроны, пролетающие снаружи от длинного соленоида – в области, где, согласно электродинамике Максвелла, отсутствует магнитное поле, естественно объясняются в рамках баллистической теории, согласно которой квадратичные по v/c поправки от скорости v электронов в выражении $F' = F_0(c'/c)^2$ не могут быть скомпенсированы [A51]. Кроме того, согласно электродинамике Ритца, кроме поперечной к скорости \mathbf{V} составляющей силы Лоренца есть продольная составляющая силы Лоренца, которая меняет скорость электронов и скажется на виде интерференционной картины от электронов, по изменению которой и регистрируют эффект Ааронова-Бома. Изменение скорости обнаруживается и напрямую в опыте Солунина, в котором электроны в электронно-лучевой трубке пролетают сквозь тороидальную катушку, а затем между отклоняющих пластин [378]. При этом в зависимости от величины тока в катушке меняется отклонение электронного луча на экране, ввиду изменения его скоро-

сти продольной составляющей силы Лоренца, хотя в рамках электродинамики вне тороидальной катушки магнитное поле и магнитные воздействия должны равняться нулю.

Итак, несмотря на общее сходство классической и баллистической электродинамических теорий, они всё же содержат различия в величинах высших порядков по v/c и в величине продольных сил. С одной стороны, это позволяет объяснить некоторые парадоксы и аномалии классической электродинамики, а также отдельные несоответствия эксперимента и теории, с другой стороны, приводит к необходимости постановки экспериментов по сравнению двух теорий. В ряде отношений электродинамические эксперименты проще оптических. Поэтому данный путь проверки баллистической теории наиболее предпочтителен. Помимо уточнения электродинамики, в случае подтверждения баллистической зависимости, он позволит повысить эффективность релятивистской электроники и в частности ускорителей [376, А38, А45, А49, А54].

§ 4.9. Квантовые эффекты баллистической электродинамики

Подтверждением баллистической теории могло бы стать экспериментальное обнаружение квантов электрического поля – реонов. Сам В. Ритц называл эти частицы, испускаемые зарядами, – фиктивными частицами [15], подразумевая, что эти частицы можно рассматривать и как чисто математическую абстракцию. Фактически же, как отмечено [21], Ритц показал преимущества подобного механического описания электромагнитных взаимодействий [21], и называл свою теорию «механической теорией электричества» [15, с. 149]. Кванты электрического поля, испускаемые зарядами, признаёт и современная квантовая электродинамика в форме виртуальных фотонов. Создатели квантовой электродинамики (КЭД) Р. Фейнман и Дж. Уиллер, развивая идею виртуальных фотонов, запаздывающих и опережающих потенциалов, во многом опирались на работы Ритца, с которыми были ознакомлены через А. Эйнштейна [380, 381].

Ввиду малых размеров реонов (по сравнению с другими частицами), их можно зарегистрировать только косвенно, например, по хаотическому движению свободных электронов при испускании и поглощении реонов. Действительно, у электронов, циркулирующих в ондуляторах, были открыты хаотические движения (Рис. 4.13.а), причём в регулярных полях и в отсутствие столкновений с атомами и другими электронами [112, 382]. Одиночный ультрарелятивистский электрон служит источником достаточного для регистрации синхротронного излучения [236, 302], причём остронаправленного, и последовательные положения электрона в поперечном сечении вакуумной камеры точно измеряются. Так были обнаружены беспорядочные движения электрона, напоминающие хаотические движения броуновских частиц [382, 383].

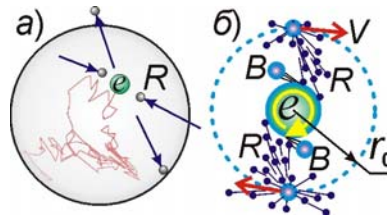


Рис. 4.13. а) Хаотическое движение электрона e в поперечном сечении камеры ускорителя ВЭПП-3 [382, 383], как результат испускания и поглощения реонов R ;
 б) вращение электрона как результат испускания и поглощения реонов.

В рамках теории Ритца давно предсказывали подобное «броуновское» движение зарядов под ударами реонов [15, 37, А51]. Действительно, свободные электроны, при испускании и поглощении реонов должны дрожать, смещаться в случайном направлении за счёт импульсов отдачи и ударов реонов. В таком случае электрон, действительно, вёл бы себя аналогично броуновской частице, хаотично движущейся под ударами со стороны молекул воды или воздуха.

Отметим, что квантовая теория тоже предсказывает подобное движение электрона за счёт испускания квантов синхротронного излучения в случайных направлениях [355, 382]. Однако, если в квантовой релятивистской теории интенсивность броуновского движения при росте энергии электрона снижается, ввиду роста релятивистской массы электрона и уменьшения угла излучения, т.е. поперечных импульсов фотонов, то в баллистической теории интенсивность «броуновского» движения электрона сохраняется (ввиду постоянства импульсов отдачи), и даже нарастает (от учащения соударений со стороны встречного потока реонов).

Наблюдаемое «броуновское» движение электронов [382], подтвердив реальность реонов, позволяет рассчитать их массу и частоту испускания, так же как движение броуновских частиц подтвердило реальность атомов и позволило оценить их массы. Если кулоновское отталкивание двух электронов вызвано ударами реонов (см. ВВЕДЕНИЕ), испущенных электронами, то отсюда следует только соотношение, связывающее массу реона μ , число реонов N , испускаемых в единицу времени и радиус электрона r , задающий сечение поглощения электрона (Рис. 4.14).

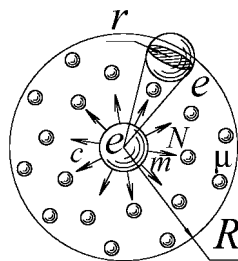


Рис. 4.14. Схема испускания электронами частиц, производящих своими ударами электрическое отталкивание с кулоновской силой $F \sim 1/R^2$.

Действительно, Ритц утверждал, что каждый элементарный заряд (*электрон*) каждую секунду испускает постоянное число реонов N во всех направлениях со скоростью света c [15]. Малая их

часть n долетает до другого электрона, расположенного на расстоянии R . Эту часть оценим, считая электрон шариком радиуса r . Поскольку электрон каждую секунду испускает N частиц, такое же число частиц должно каждую секунду пересекать поверхность $4\pi R^2$ окружающей электрон сферы. Если частицы разлетаются по всем направлениям равномерно (что следует из изотропности поля E электрона), то в электрон поперечным сечением πr^2 , расположенный на расстоянии R , попадает доля частиц, составляющая $\pi r^2/4\pi R^2$ от полного их потока N . Таким образом,

$$n = N\pi r^2/4\pi R^2 = Nr^2/4R^2.$$

Тогда сила F отталкивания двух электронов, расположенных на расстоянии R (Рис. 4.14)

$$F = n\mu c = Nr^2\mu c/4R^2.$$

По сути, это – механическое выражение закона Кулона: сила отталкивания, действующая между двумя элементарными зарядами, пропорциональна $1/R^2$. Если заряды не элементарны, а содержат первый – q_1 электронов, второй – q_2 электронов, результирующая сила взаимодействия равна сумме элементарных сил взаимодействия элементарных зарядов во всех возможных комбинациях. Работает принцип суперпозиции – воздействия от разных электронов не влияют друг на друга, т.е. потоки реонов от разных электронов не взаимодействуют при пересечении, ввиду ничтожных размеров реонов, сводящих к нулю вероятность их столкновений между собой. Тогда каждый из q_1 электронов взаимодействует с каждым из q_2 электронов. Т.е. всего q_1q_2 одинаковых элементарных сил отталкивания $Nr^2\mu c/4R^2$, в сумме образующих силу

$$F = q_1q_2Nr^2\mu c/4R^2 = Aq_1q_2/R^2, \quad (4.16)$$

где $A = Nr^2\mu c/4$ – фундаментальная константа (с размерностью Н·м² в СИ), q_1 и q_2 – заряды тел, измеренные в зарядах электрона. Тем самым получается полная формулировка закона Кулона:

$$F = q_1q_2e^2/4\pi\epsilon_0R^2, \quad (4.17)$$

где e – заряд электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Из формулы (4.16) и выражения закона Кулона (4.17) можно найти

$$A = Nr^2\mu c/4 = e^2/4\pi\epsilon_0, \text{ или } \pi Nr^2\mu = e^2/c\epsilon_0.$$

Отсюда следует соотношение, связывающее N , μ , r и фундаментальные константы e , c , ϵ_0

$$N = e^2/\pi r^2\mu c\epsilon_0. \quad (4.18)$$

Однако из (4.18) нельзя вывести сами значения N , r и μ , даже считая радиус r электрона известным и равным классическому радиусу электрона r_0 (в действительности, как показывают оценки, $r \ll r_0$). Поэтому для определения массы μ реона следует использовать дополнительные гипотезы, как в работах [A51, 384], либо учесть дополнительные условия, например характеристики случайного движения электронов. Применяя формулу Эйнштейна для броуновского движения [385], можно найти для среднего квадрата смещения электрона $\langle x^2 \rangle = 2\mu c^2 B t$ за время t , где B – подвижность, характеризующая сопротивление движению электрона. Для броуновских частиц этот коэффициент характеризует силу вязкого трения среды, а для электрона – силу

радиационного трения (силу реакции, действующую на электрон при излучении в моменты скачков) и силу сопротивления со стороны магнитного поля, удерживающего электроны на орбитах возле оси камеры. Чтобы выразить смещение через характеристики электрона, воспользуемся формулой для смещения частицы через $D = a^2/\tau$ – коэффициент диффузии [385, 386]:

$$\langle x^2 \rangle = 2Dt.$$

Здесь a – среднее смещение электрона после соударения, τ – среднее время между двумя ударами реонов по электрону. По закону сохранения импульса скорость электрона после соударения с реоном, $V = \mu c/m$, и среднее смещение за время τ составит $a = \mu c\tau/m$. Отсюда

$$\langle x^2 \rangle = 2\mu^2 c^2 \tau t / m^2.$$

Характерное время $\tau = 1/N$ – величина обратная частоте испускания и поглощения реонов N . Отсюда выразим массу μ реонов. Если $r = r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$, из условия (4.18) можно рассчитать количество реонов N , испускаемых электроном в единицу времени

$$N = 4 \left(\frac{m}{\mu} \right) \left(\frac{c}{r_0} \right). \quad (4.19)$$

В итоге, при измеренной величине $D = \langle x^2 \rangle / 2t$, приходим к системе уравнений

$$\begin{cases} D = \mu^2 c^2 / 2Nm^2 \\ N = 16\pi\epsilon_0 m^2 c^3 / \mu e^2 \end{cases},$$

откуда можно непосредственно определить значения μ и N . В итоге находим:

$$\begin{cases} \mu = 2\sqrt[3]{4\pi\epsilon_0 c D m^4 / e^2} \\ N = 4\sqrt[3]{2\pi^2 \epsilon_0^2 c^8 m^2 / D e^4} \end{cases}.$$

Данные значения массы и частоты испускания реонов справедливы лишь в случае, если радиус электрона равен классическому r_0 . Однако ряд данных свидетельствует, что реальный радиус электронов $r \ll r_0$. Иначе электрическое поле экранировалось бы электронами диэлектриков большой толщины, чего в действительности не наблюдается. Таким образом, третьей неизвестной является радиус электрона r , и для определения всех трёх значений μ , N и r систему следует дополнить ещё одним уравнением, наложив ещё одно физическое условие-ограничение.

В настоящее время известно, что радиус электрона $r < 10^{-22}$ м [387, 388, 389, с. 277]. Та же оценка для радиуса электрона следует из условия, что средняя длина свободного пробега реона в толще Земли $l = 1/4\pi r^2 n$ превышает радиус R Земли. Иначе Земля частично экранирует переносимые реонами электромагнитные и гравитационные воздействия, что проявилось бы в искажении движений спутников и небесных тел и в отклонениях от законов Кеплера. Даже приняв всю массу Земли образованной из электронов (т.к. в модели атома Ритца ядра атомов и нуклоны в конечном счёте составлены из позитронов и электронов [A14]), найдём, что концентрация электронов $n = 3M/4\pi R^3$, где масса Земли $M = 6 \cdot 10^{24}$ кг, масса электрона $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, $R = 6,4 \cdot 10^6$ м, откуда $r < R(m/3M)^{1/2} = 1,4 \cdot 10^{-21}$ м. Аналогичная оценка для Солнца ($R = 7 \cdot 10^8$

м, $M = 2 \cdot 10^{30}$ кг) даёт $r < 2,7 \cdot 10^{-22}$ м. Т.е. из условия отсутствия экранировки плотным веществом ($l > R$), следует $r < 10^{-22}$ м, что совпадает с экспериментальной оценкой $r < 10^{-22}$ м [387].

Из ранее найденного выражения (4.19) следует соотношение $r_0/c = 4(m/\mu)/N$, показывающее скорость потери массы электроном. Этому выражению можно придать простую интерпретацию. В левой части стоит время, за которое свет проходит путь r : $r/c = (2,8 \cdot 10^{-15})/(3 \cdot 10^8) \approx 10^{-23}$ секунды. А в правой – учетверённое число реонов в электроне, делённое на частоту N их испускания. Фактически по порядку величины – это время T , за которое масса электрона в ходе распада на реоны сократится до нуля. Выходит, электрон должен полностью распасться за $T \sim 10^{-23}$ секунды. Но электроны не только не исчезают за столь короткое время, но не распадаются и за много большие времена, сохраняя постоянное значение массы m .

Тот факт, что постоянная утечка реонов с электрона не снижает его массу и энергию, объясняется тем, что электрон не только испускает, но и поглощает реоны, испущенные другими зарядами. Происходит постоянный обмен частицами, поддерживающий динамическое равновесие в значениях параметров электрона m , r и N . Предположив это, В. Ритц впервые высказал идею обменного взаимодействия, принятую позднее физиками, скажем, в КЭД.

Итак, в процессе обмена реонами, взамен отделившихся, к электрону со всех сторон приходят внешние реоны. Бесчисленные электроны в бесконечной Вселенной, начиная с некоторой дистанции, должны закрыть электрон своими поперечниками со всех сторон, окружив сплошной сферой характерного радиуса R (Рис. 4.14). Число электронов на сфере $P = 4\pi R^2/\pi r^2$. От каждого электрона сферы к центральному электрону сходится ежесекундно $Nr^2/4R^2$ реонов. В сумме со всей сферы к электрону приходит $PNr^2/4R^2 = N$ реонов. Т.е. электрон поглощает в единицу времени такое же количество реонов, которое теряет.

В пользу квантования электромагнитных воздействий косвенно свидетельствует и вращение (*спин*) электрона. Действительно, испускание и поглощение реонов привело бы не только к их хаотическому движению, но и к вращению вокруг оси, наподобие ветряного или фейерверочного колеса (Рис. 4.13.б). Так же как броуновские частицы под ударами молекул воды ещё и вращаются [385, с. 214], электроны под ударами реонов приобретают быстрое вращение. Неравномерное воздействие на вращающуюся поверхность электрона встречного и попутного потока реонов, а также возможное наличие у электрона асимметрии формы приводит к появлению у него постоянного вращения в одну сторону со стандартной установившейся частотой.

Таким образом, в пользу испускания реонов электронами косвенно свидетельствует ряд экспериментальных данных. Сам факт существования закона Кулона означает, что импульс от заряда к заряду переносит некий материальный агент, в виде квантов электромагнитного поля. В КЭД это – виртуальные фотоны, а в баллистической теории Ритца – реоны. Предложенные выше критерии позволят выяснить, какие из этих частиц проявляются в экспериментах.

§ 4.10. Аномалии и статистические характеристики космических лучей

Как отмечено в предыдущих параграфах, результаты большинства опытов по проверке баллистической теории неоднозначны, ввиду отсутствия прямых измерений скорости частиц и их излучения. И только прямое измерение скорости частиц и их излучения времяпролётным методом, по разнице моментов их регистрации детекторами, разнесёнными на заданное расстояние, позволит сделать однозначный вывод о справедливости или ошибочности теории Ритца.

Поскольку наивысшими энергиями обладают частицы космических лучей, естественно именно у них ожидать сверхсветовые скорости. Действительно, в Широких атмосферных ливнях (ШАЛ) сверхсветовые скорости неоднократно регистрировали [343, 344, 390–394], в частности при прямых замерах скорости и направлений прихода космических лучей времяпролётной камерой ALICE [343, 344]. Обычно измерение скорости фронта широкого атмосферного ливня осложняется тем, что не известно направление, с которого приходит ливень. По разнице моментов регистрации фронта ливня детекторами, расположенными на большой площади, определяют только разницу моментов регистрации по горизонтали. Поэтому требуется знать и направление прихода ливня. Его можно определить по форме пятна сработавших детекторов. Поскольку сгусток частиц, образующих ливень, имеет цилиндрическую или линзовидную форму, по вытянутости пятна сработавших детекторов определяется угол прихода ливня, а по нему и по разнице моментов регистрации, – скорость ливня. Это позволит сопоставить релятивистское значение скорости и энергии частиц, измеренной детекторами, а также непосредственно проверить, имеет ли место релятивистский эффект растяжения времени жизни частиц (§ 3.6).

В рамках классической физики скорость частиц космических лучей экстремальных энергий должна быть сверхсветовой. Действительно, приравнивая рекордную энергию частиц космических лучей $W \sim 10^{20}$ эВ (измеренную калориметрическим методом [395]) к кинетической энергии $mV^2/2$, получим для случая протонов с $W_0 = mc^2 = 938$ МэВ, $V = c(2W/W_0)^{1/2} \sim 10^6 c$.

В пользу сверхсветовых скоростей у частиц в широких атмосферных ливнях с рекордной энергией ($W > 10^{19}$ эВ) свидетельствует, например, зенитная аномалия – статистическое распределение космических ливней по зенитным углам θ . Большинство атмосферных ливней с рекордной энергией $W \sim 10^{19}$ эВ приходят практически из зенита, словно первичные частицы падают отвесно, хотя теоретически их распределение по направлениям должно быть случайным. Действительно, у большинства ливней с рекордной энергией $W > 10^{19}$ эВ измеренный по разнице моментов регистрации угол $\theta \leq 15^\circ$ [396]. Зенитный угол θ прихода ливня измеряют по задержке Δt регистрации ливня детекторами, разнесёнными по горизонтали на расстояние b (Рис. 4.15). Приняв скорость ливня $V_2 = c$, находят $\sin\theta = c\Delta t/b \approx 0$, словно частицы падают отвесно. Если же в рамках классической физики (§ 4.1) определять скорость частиц как $V_2 = \gamma_2 c$ ($\gamma_2 \gg 1$),

то $\sin\theta = \gamma_2 c \Delta t / b$, и угол θ больше найденного по СТО в γ_2 раз. Тогда, с точки зрения классической физики, даже синхронное срабатывание детекторов ($\Delta t = 0$) не обязательно свидетельствует об отвесном падении ливня, а может говорить о его сверхсветовой скорости. Чем выше энергия первичной частицы и γ -фактор, тем отвесней (в рамках СТО) должно представляться падение ливня. Теория космических лучей предсказывает обратный результат: чем энергичней ливень, тем проще его частицам пересечь земную атмосферу под косым углом.

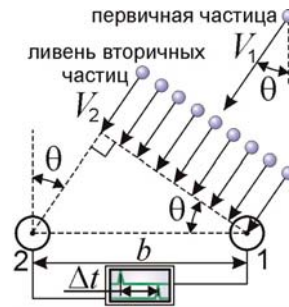


Рис. 4.15. Метод измерения угла θ прихода ливня по задержке его регистрации детекторами 1 и 2.

Истинный угол прихода ливня, как отмечалось, можно определить по форме пятна сработавших детекторов (Рис. 4.16). Зенитные углы, измеренные по времени задержки срабатывания детекторов $\theta_T = \arcsin(V\Delta t/b)$ (при $V \approx c$) и по форме пятна сработавших детекторов $\theta_S = \arccos(a/b)$, в ряде случаев не совпадают. Примером служат результаты измерений одного из ливней на установке Тунка-133 [397]. Измеренный по задержке Δt угол $\theta_T = \arcsin(c\Delta t/b) \approx 13,4^\circ$, тогда как форма пятна сработавших детекторов соответствует наклонному падению ливня под зенитным углом $\theta_S = \arccos(a/b) \approx 45^\circ$, где a и b – малая и большая оси эллипса, очерчивающего пятно сработавших детекторов. Т.е. угол θ_S отличается от угла θ_T , измеренного по задержке Δt . Но углы совпадут ($\theta_T = \theta_S \approx 45^\circ$), если истинная скорость $V \approx 3c$, т.е. сверхсветовая.

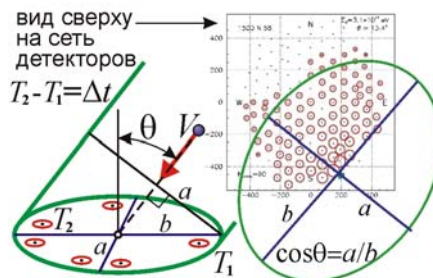


Рис. 4.16. Пятно сработавших детекторов от ливня с энергией $W = 3 \cdot 10^{17}$ эВ.

Итак, сверхсветовая скорость ливня $V = \gamma c$ объясняет зенитную аномалию как иллюзию отвесного падения ливней. В литературе встречается мнение, будто аномально увеличено число частиц, приходящих под большими зенитными углами [398].

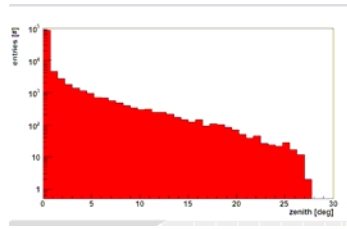


Рис. 4.17. Типичное зенитное угловое распределение ШАЛ [412].

Однако это верно для ливней с энергией $W \sim 10^{15}$ эВ, что при числе частиц $N_e > 10^7$ означает, что энергия каждой частицы $W_1 \sim 10^8$ эВ = 100 МэВ, т.е. меньше энергии покоя мюонов и протонов – основных компонент ШАЛ. Таким образом, в рамках баллистической теории для частиц таких ливней $\gamma \sim 1$, и скорости частиц $V \leq c$. Это и ведёт к завышению зенитных углов $\theta_T = \arcsin(c\Delta t/b)$ по сравнению с истинными $\theta_T = \arcsin(V\Delta t/b)$. В то же время для ливней с рекордной энергией $W \sim 10^{19}–10^{20}$ эВ и для интегрального зенитного распределения ливней с произвольной энергией наблюдается преобладание ливней с малыми зенитными углами $\theta \approx 0^\circ$ (Рис. 4.17). Гипотезу о сверхсветовой скорости V подтверждает и регистрация у ливней, приходящих под малыми углами θ наибольшего числа событий в виде прекурсоров – частиц, опережающих фронт ливня и предположительно являющихся тахионами $V > c$ [394].

С неточным измерением угла прихода ливней и их скорости, видимо, связано и отсутствие анизотропии в угловом распределении направлений прихода космических лучей высоких энергий [399, 400]. Ошибка в определении их направления, меняющаяся в зависимости от времени суток и времени года (в соответствии с изменением положения зенита на небесной сфере), ведёт к рассеянию направлений прихода лучей по небесной сфере. В итоге, угловое распределение космических лучей кажется изотропным, не ассоциируясь ни с галактической плоскостью, ни с центром Галактики, ни с источниками рентгеновского, гамма- и радио-излучения.

Так, в эксперименте AGASA только для ливней с энергией $W \sim 10^{18}$ эВ заметна анизотропия $\sim 4\%$ и корреляция максимумов углового распределения ШАЛ с направлением на центр Галактики [401]. Также и для космических лучей ТэВ-диапазона, с энергией $\sim 10^{12}$ эВ была обнаружена анизотропия в распределении направлений прихода с масштабом $\sim 10^\circ$ [402]. В данном случае корреляция возникает, т.к. при $W \sim 10^{12}–10^{18}$ эВ средняя скорость частиц космических лучей слабо отличается от скорости света. А при более высоких, рекордных энергиях $W \sim 10^{19}–10^{20}$ эВ анизотропия исчезает [401], хотя ожидалось обратное – нарастание анизотропии при росте энергии [403], поскольку внутригалактические магнитные поля тем сильнее рассеивают направления космических лучей, чем выше их энергия. Действительно, при росте энергии космических лучей анизотропия росла и отчётливо проявлялась для частиц сверхвысоких энергий [403]. А при дальнейшем нарастании энергии частиц (выше $W \sim 10^{19}$ эВ) анизотропия исчезала.

Отметим, что в литературе встречаются утверждения об открытии анизотропии также у космических лучей сверхвысоких энергий $W > 10^{18}$ эВ [404–406]. Однако такая анизотропия обнаруживается лишь при азимутальных измерениях, когда измеряется азимут направления прихода ливня, причём для космических лучей, приходящих под значительными зенитными углами $\theta > 50^\circ$ [404]. При этом, во-первых, разброс космических лучей по зенитному углу θ вносит меньшую ошибку в определение направления, поскольку измеряется не θ , а азимут, на измерение которого не влияет принятое значение скорости [404]. Во-вторых, для космических лучей, которым соответствуют большие θ , не выполняется условие $V \gg c$, и регистрируется уже лавина вторичных космических лучей с $V \sim c$, возникших после многократного рассеяния, за счёт большой длины пути в атмосфере Земли. В итоге ошибка в определении направлений их прихода оказывается незначительной. В настоящее время анизотропия космических лучей сверхвысоких энергий обнаруживается с высокой степенью надёжности, и направление на источник, предположительно расположенный в 100 пк от Земли, определяется с точностью до 10° [402]. Также обнаружена анизотропия в виде избытка числа частиц сверхвысоких энергий, приходящих с направления на центр Галактики [1], а также из центра галактики Персей А (NGC 1275) [405]. Однако в таких измерениях применяют уже азимутальные и точные, прямые методы измерения направлений прихода космических лучей, в которых не делается предположений о величине скорости света. В частности, в установке Fly's Eye (где впервые надёжно зарегистрирована анизотропия космических лучей [405]), регистрация направлений прихода космических лучей производится непосредственно фасеточными детекторами, регистрирующими расположение излучающего ствола широкого атмосферного ливня в пространстве [395]. Отметим, что с помощью установки Fly's Eye, как предполагают авторы [392], действительно, выявлены аномальные частицы со сверхсветовыми скоростями (*тахюны*).

Произвести прямое измерение скорости наиболее энергичных широких атмосферных ливней можно также посредством радиолокации. Скорость изменения расстояния до фронта ШАЛ можно измерять косвенно – по эффекту Доплера, либо непосредственно – как $V = dr/dt$, беря производную по времени от расстояния r , измеряемого радиолокатором. Измерение скорости по эффекту Доплера содержит неоднозначность, поскольку в СТО формула доплер-эффекта всегда приводит к $V < c$, а в рамках теории Ритца при тех же сдвигах частоты скорость может быть сверхсветовой $V > c$ (§ 3.6). Таким образом, прямое измерение скорости V фронта ШАЛ радарным методом и сопоставление V со значением, найденным из доплер-эффекта, служит ещё одним критерием проверки баллистической теории и формулы эффекта Доплера.

Сверхсветовую скорость космических лучей подтверждает также регистрация частиц, опережающих фронт ливня на доли секунды [390, 391, 407], что невозможно, если все частицы летят со скоростями близкими к предельной $V \approx c$. Но если ливень, растратив энергию на пути к

детектору, замедлится до скорости $V_2 \sim c$, то наиболее быстрые частицы со скоростью $V_1 \gg c$ пройдут путь $L \sim 10$ км до детектора почти мгновенно ($L/V_1 \approx 0$), опередив фронт ливня на $\Delta t = L/V_2 - L/V_1 \sim L/c \sim 10^{-4}$ с, именно такие задержки и измерялись. Этим же можно объяснить открытие в эксперименте «ВЭГА» серий из двух, трёх и более импульсов космических лучей, разделённых интервалами $\Delta t \sim 10^{-7}$ с. В рамках СТО это невозможно, поскольку, при практически одинаковой скорости частиц ливня $V \approx c$, это ведёт к выводу о скорости опережающих частиц $V > c$ [407]. А в классической физике это естественно, т.к. по оценкам скорости разных групп частиц $V_1, V_2, V_3 \dots$ составляют порядка $10^3 c$, и при $L \sim 10$ км, $\Delta t = L/V_2 - L/V_1 \sim 10^{-7}$ с.

Не исключено, что последовательность импульсов создана сверхсветовыми частицами техногенной природы, переносящими информацию в форме импульсов «точек» и «тире» своего рода межзвёздного телеграфа [A15, A27]. Действительно, свойства космических лучей, такие как аномалии спектра сверхэнергичных космических лучей и обнаружение частиц с энергией выше, чем предел Сюняева-Зацепина, всё чаще заставляют склоняться к неастрофизическим объяснениям космических лучей экстремальных энергий [395, A49, A54]. Действительно, если сверхсветовые скорости частиц космических лучей и синхротронного излучения подтвердятся в экспериментах, их можно применить для сверхсветовой связи в космосе, необходимой даже в пределах Солнечной системы. А передача сообщений на межзвёздные дистанции вообще теряет смысл для сигналов, движущихся со скоростью меньшей или равной скорости света, т.к. интервалы между передачей и приёмом сигналов занимали бы годы. Отметим, что идея расшифровки информации, «записанной» в космических лучах, выдвигалась уже А. Комптоном.

В пользу искусственной природы космических лучей свидетельствует их состав. В космических лучах процентное содержание ядер лёгких элементов (Li, Be, B) аномально велико по сравнению с их содержанием в звёздах, метеоритном веществе и межзвёздном газе [408]. В случае искусственного происхождения космических лучей изобилие в их составе ядер лёгких элементов вполне естественно, поскольку ядра малой массы m при той же энергии $W = mV^2/2$ имеют более высокие скорости V и наиболее удобны для сверхсветовой передачи информации. В пользу искусственной природы космических лучей свидетельствует также обнаружение в их составе ядер трансурановых элементов, не существующих в природе, например, ядра с номером $Z = 106$ (сиборгий, Sg) [408]. Т.к. среднее время распада таких ядер порядка минуты, а источники энергичных космических лучей находятся на расстояниях в световые годы, ядра для достижения Земли должны были лететь со скоростью $V \sim 10^6 c$, что согласуется с приведённой выше оценкой V наиболее энергичных космических лучей. Если же допустить образование ядер Sg уже в атмосфере Земли при бомбардировке её атомов лёгкими ядрами, то вероятность таких событий исчезающе мала, т.к. даже в ускорителях при высокой плотности потока ядер, обстреливающих плотные мишени, образуются ничтожные количества атомов трансуранов.

В рамках СТО обнаружение в составе космических лучей короткоживущих ядер, а во вторичных лучах – короткоживущих мюонов можно объяснить замедлением времени жизни T быстро движущихся частиц по закону $T' = T_0\gamma$, где γ – фактор Лоренца, нарастающий при увеличении энергии частиц. Действительно, обнаружено, что мюоны из вторичных космических лучей проходят до поверхности земли путь $S = cT_0\gamma$ много больший, чем путь $S_0 = cT_0$, который могли бы пройти за характерное время распада T_0 мюоны, движущиеся со скоростью c . Если в СТО этот факт интерпретируют как эффект замедления времени жизни T' , ведущий к росту пути $S' = cT' = cT_0\gamma$, то в баллистической теории, как показано в § 4.1, удлинение пути S' при нарастании энергии частиц естественно объясняется ростом их скорости $V \approx \gamma c$ до значений $V \gg c$. Соответственно, проходимый частицей до распада путь $S' = VT = cT_0\gamma$ [A37, A45], что совпадает с результатом опытов и выводом СТО. Таким образом, и в данном случае критерием выбора между баллистической теорией и СТО служит прямое измерение скорости космических лучей.

К космическим лучам относят и высокоэнергичные кванты рентгеновского и гамма-излучения, равномерно приходящие к Земле из всех точек неба. Их природа до сих пор не разгадана. Каждый электрон в атоме, излучающий световые волны, аналогичен звезде, движущейся по орбите. И как для двойных звёзд, профиль этих волн искажается по мере распространения, а в спектре сигнала появляются гармоники с номерами до тысяч – т.е. появляется излучение с тысячекратно выросшей частотой f (Рис. 4.8). Это и будет фоновое рентгеновское излучение. По такому же механизму может генерировать рентгеновские и гамма-вспышки Юпитер, в магнитосфере которого электроны движутся с высокими скоростями и ускорениями. Поэтому на больших расстояниях их циклотронное радиоизлучение трансформируется в X- и γ -лучи.

Итак, прямое измерение скорости и направлений прихода широких атмосферных ливней и частиц космических лучей позволит не только проверить баллистическую теорию, но и уточнить распределение на небе источников космических лучей для уверенной их ассоциации с активными галактическими и внегалактическими объектами. Прямое измерение скорости космических ливней можно осуществить, установив детекторы частиц не только на горизонтальной поверхности, но и на высоте, например, на склонах и вершинах гор (если установка размещена в горах, как, например, Тань-Шаньская станция). Также дополнительные детекторы можно разместить на мачте в центре сети детекторов. Это позволит напрямую измерять скорость ливня и точно определять направление его прихода. Для измерения скорости энергичных частиц могут быть использованы и обычные TOF-детекторы, типа камеры ALICE. Следует отметить, что при такой схеме измерений реально обнаружены частицы с временем пролёта $\Delta t < L/c$ [344, 345].

Прямое подтверждение сверхсветовой скорости $V = \gamma c$ частиц из космических ливней и ускорителей в предложенных экспериментах имело бы и прикладное значение, позволив осуществить сверхсветовую межпланетную и межзвёздную связь. Ускоритель электронов, уста-

новленный на космическом корабле и выбрасывающий модулированный поток частиц со скоростью $V \approx \gamma c$, позволит (при $\gamma \sim 1000$) осуществить связь со звёздными системами на расстоянии в несколько световых лет за времена, исчисляемые не годами, а сутками. Кроме того, использование ускорителей в качестве ракетных реактивных двигателей, выбрасывающих потоки сверхсветовых частиц, позволит по формуле Циолковского реализовать сверхсветовые космические корабли, преодолевающие межзвёздные дистанции не за годы, а за месяцы. Не исключено, что наиболее энергичные космические лучи представляют собой отчасти лучи космической связи, а отчасти – выхлопы космических кораблей, т.е. по большей части имеют техногенную природу. Это объясняет спектр космических лучей (его излом и аномальный рост числа частиц ультравысоких энергий), а также регистрацию частиц с энергией выше предела Зацепина. Такие частицы при излучении с расстояний гипотетических естественных источников космических лучей, согласно теории, не могут достигать Земли, ввиду потери ими энергии при рассеянии на фоновом излучении [395]. Однако такие лучи могут иметь искусственное, техногенное происхождение и в таком случае их источники могут располагаться на любом расстоянии от Земли.

§ 4.11. Выводы

Эксперименты в области физики высоких энергий, привлекаемые в качестве наиболее убедительного теста несостоятельности баллистической теории [9–11, 25], фактически, как показал представленный анализ, не противоречат ей, если рассчитывать кинематические характеристики частиц и их излучения в рамках теории Ритца и учитывать эффект переизлучения средой. Определение скорости частиц в рамках классической физики позволит не только истолковать ряд аномалий в опытах, но даже интерпретировать их результаты как подтверждение баллистической теории. Двусмысленность в интерпретации результатов таких опытов приводит к выводу о необходимости постановки новых экспериментов и дополнительных, контрольных измерений и уточнений к существующим схемам опытов. В первую очередь это – прямое измерение скорости частиц времяпролётным методом. Прямое измерение позволит уточнить истинную величину скорости частиц и характеристики космических лучей в ШАЛ, которые трудно объяснить с позиций релятивистских оценок скорости и энергии частиц космических лучей.

Заключение

Проведённый в работе всесторонний анализ результатов накопленных за век данных экспериментов и наблюдений в космосе (*мегамире*), в земных лабораториях (*макромире*) и в области физики высоких энергий (*микромире*) показывает, что к настоящему времени нет данных, однозначно свидетельствующих против баллистической теории. Напротив, ряд данных подтверждает баллистическую теорию. По крайней мере, эти данные находят более полную и точную интерпретацию в рамках теории Ритца. Для однозначного решения вопроса о влиянии скорости источника на скорость света предложен ряд новых методов, критериев и схем экспериментов в космосе, в оптических лабораториях и на ускорителях. С одной стороны, усовершенствованные эксперименты позволят точнее решить вопрос о переменности скорости света. С другой стороны, новые эксперименты позволят проверить ряд следствий баллистической теории, включая эффект Ритца, и уточнить параметры, порождающие неоднозначность в интерпретации данных. Уточнение имеет и чисто прикладное значение, в том числе для радиолокации, для генераторов синхротронного излучения и излучений неоптических диапазонов.

В заключение перечислим основные предложенные в диссертации методы проверки баллистической теории и переменности скорости света:

- 1) исследование характеристик двойных звёзд и экзопланет независимыми методами и их статистический анализ в рамках баллистической и релятивистской теории;
- 2) сравнительный анализ предсказаний баллистической теории для кратных звёзд и наблюдаемых аномалий в спектрах и видимой структуре галактик, квазаров, пульсаров и барстеров;
- 3) анализ невязок данных космической радиолокации, астрометрии и радиоинтерферометрии при измерении положений планет, АМС и спутников в рамках баллистической теории;
- 4) анализ невязок данных лазерной локации, радиолокации и астрометрических измерений положений спутников (в т.ч. GPS, ГЛОНАСС) и Луны при сопоставлении с теорией Ритца;
- 5) эксперименты по прямому измерению скорости света от движущихся источников и зеркал с применением фемтосекундных лазеров и аппаратуры, регистрирующей fs -импульсы;
- 6) эксперименты по преобразованию частоты света и длительности лазерных импульсов посредством эффекта Ритца при рассеянии на ускоренно движущихся частицах;
- 7) оптические и радиофизические эксперименты по измерению скорости и длины волны света от подвижных источников и зеркал;
- 8) уточнённые эксперименты по измерению скорости гамма-лучей и рентгеновских лучей от релятивистских частиц;
- 9) эксперименты по прямому измерению скорости и основных характеристик синхротронного и ондуляторного излучения (*частотный спектр, угловой спектр, энергетика*);
- 10) анализ характеристик излучения в релятивистской электронике, в т.ч. в гиротронах;

11) анализ энергетических, угловых распределений и др. характеристик у космических лучей.

Таким образом, проверка баллистической теории и постоянства скорости света имеет не только теоретический, но и чисто практический, прикладной интерес. Более того, если некоторые следствия баллистической теории (например, эффект Ритца) подтвердятся, это откроет принципиально новые возможности в плане преобразования видимого лазерного излучения в другие частотные диапазоны. То же самое справедливо в отношении других следствий баллистической теории, которые могут иметь огромное прикладное значение.

Итак, проверка баллистической теории света посредством предложенных в диссертации методов и критериев представляется крайне актуальной и целесообразной.

Литература

1. *Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M. et al.* // Nature. 2009. V. 462. Is. 7271. P. 331–334.
2. *Mattingly D.* Modern Tests of Lorentz Invariance // Living Rev. Relativity. 2005. V. 8. P. 5–84.
3. *Барашенков В.С.* // Знание-сила. 1997. №4. С. 24–33.
4. *Jenet F.A., Fleckeustein P., Ford A. et al.* // Astroph. Journal. 2010. V. 710. Is. 2. P. 1718–1723.
5. *Giovannini D., Romero J., Potocek V.* // Science. 2015. V. 347. P. 857–860.
6. *Малькин Г.Б.* // Оптика и спектроск. 2010. Т. 109. № 6. С. 1018–1034.
7. *Малькин Г.Б.* // Оптика и спектроск. 2014. Т. 116. №1. С. 143–154.
8. *Бонч-Бруевич А.М.* // УФН. 2001. Т. 171. С. 1087–1090.
9. *Александров Е.Б., Александров П.А., Запаский В.С. и др.* // УФН. 2011. Т. 181. №12. С. 1345–1351.
10. *Александров Е.Б.* // Химия и жизнь. 2012. № 3. С. 16–20.
11. *Мазманишвили А.С.* // Электромагнитные явления. 2001. Т. 2. № 1. С. 124–130.
12. *Александров Е.Б., Александров П.А., Запаский В.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 374–376.
13. *Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С.* // Вестник МГУ. Серия 3. 2011. №6. С. 98–103.
14. *Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С.* // Космич. исследования. 2012. Т. 50. №6. С. 452–461.
15. *Ritz W.* // Ann. Chim. Phys. 1908. V. 13. P. 145–275.
16. *Паули В.* Теория относительности. М. Наука, 1991. 328 с.
17. *Пановский В., Филлипс М.* Классическая электродинамика. М.: Физматгиз, 1963, С. 260.
18. *Томсон Дж.Дж.* Электричество и материя. М.-Л.: ОГИЗ, 1928. 264 с.
19. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: МГУ, 2004. 654 с.
20. *Ельяшевич М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 457–480.
21. *Ельяшевич М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* Вальтер Ритц и развитие бесполевого подхода в электродинамике. Препринт № 710 ИФ АН БССР. Минск, 1997. С. 2.
22. *De Sangro R., Finocchiaro G., Pattari P. et al.* Measuring Propagation Speed of Coulomb Fields. UR L: <http://arxiv.org/pdf/1211.2913v2>.
23. *Акулов Н.С.* // ДАН БССР. 1968. Т. XII. №3. P. 212.
24. *Роузвер Н.Т.* Перигелий Меркурия от Лаверье до Эйнштейна. М.: Мир, 1985. 246 с.
25. *Fox J.G.* // Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1–17.
26. *Moop P., Spencer D.* // JOSA. 1953. V. 43. №8. P. 635–641.
27. *Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А.* // Оптика и спектроск. 1956. Т. 1. № 2. С. 113–124.
28. *Lo Savio M.* // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. P. 176–178.
29. *Баранов А.Г.* // Эйнштейновский сборник-66. М.: Наука, 1966. 376 с.

30. *Kantor W.* // Spectr. Lett. 1971. V. 4. P. 245–253.
31. *Brecher K.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1051–1054.
32. *Brecher K.* // Bulletin of Physics News. 2000. №484. May 11.
33. *Sadeh D.* // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 271–273.
34. *Newburgh R.G.* // Amer. J. of Phys. 1972. V. 40. №8. P. 1173–1175.
35. *Тяпкин А.А.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1993, №3[60]-93. С. 26.
36. *Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тяпкин А.А.* // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 2[99].
37. *Фритциус Р.С.* // Тр. междунар. конф. «Ньютон и проблемы механики». СПб, 1993.
38. *Филонович С.Р.* Самая большая скорость. М.: Наука, 1983, 176 с.
39. *Comstock D.F.* // Phys. Rev. 1910. V. 30. P. 267.
40. *Матвеев А.Н.* Механика и теория относительности. М.: ОНИКС, 2003.
41. *De Sitter W.* // Phys. Z. **14**, 1913, S. 429, 1267.
42. *Брагинский В.Б., Полнарёв А.Г.* Удивительная гравитация. М.: Наука, 1985. 160 с.
43. *Guthnik P.* // Astr. Nachr. 1913. Bd. 195. S. 265–270.
44. *Freundlich E.* // Phys. Z. **14**, 1913, S. 935.
45. *Barr J.M.* // J. Roy. Astron. Soc. of Canada. 1908. V. 2. P. 70–75.
46. *Бэттен А.* Двойные и кратные звёзды. М.: Мир, 1976. 324 с.
47. *Fracastoro M.G.* // Astron. Astrophys. 1979. V. 78. P. 112–115.
48. *Abt H.A.* // Astron. Soc. of the Pacific. 2009. V. 121. P. 811–813.
49. *Бражникова Э.Ф., Бабинчук С.В.* // Астрон. журн. 1965. Т. 42. С. 678–680.
50. *Штерн Б.Е.* // Химия и жизнь, 2010. №7. С. 8–12.
51. *Kopal Z.* Close Binary Systems. Wiley&Sons Inc.: N.Y., 1959.
52. *Born M., Wolf E.* Principles of Optics (New York: Pergamon Press, 1959) [Пер. на русск. яз.: *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973, 713 с.].
53. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989, 544 с.
54. *Batten A.H.* // Journal of the Royal Astronomical Society of Canada, V. 77, 1983, №2, P. 95.
55. *Wallace B.G.* // Spectroscopy Letters. 1970. V. 3. P. 115–121.
56. *Baker R.H.* Astronomy. D. Van Norstrand Co.: N.Y.–Princeton, 1955.
57. *Бражникова Э.Ф.* // Земля и Вселенная. 1968. №5. С. 27–29.
58. *Бражникова Э.Ф.* // Астрономический журнал. 1970. Т. 47. вып. 1, С. 149.
59. *Бражникова Э.Ф., Дагаев М.М., Радзиевский В.В.* // Астрон. журнал. 1975. Т. 52. вып. 3. С. 546–552.
60. *Куницкий Р.В.* // Астрон. журнал. 1924. V. 1, P. 2.
61. *Struve O., Huang S.-S.* // MNRAS. **3** (19), 1957, P. 161–188.

62. *Arras P., Burkart J., Quataert E., Weinberg N.* // MNRAS. 2012. V. 422. P. 1761–1766.
63. *Баканов В.А.* Расширенный каталог орбит визуально-двойных звёзд с известными элементами и эффект Барра у этих систем // Учёные записки ГПИ. Сер. Физич. Наук., вып. 124, 1972, С. 50.
64. *Толстых В.И.* // Учёные записки ГПИ. Сер. физич. наук, вып. 124, С. 70, 1972 г.
65. *Белопольский А.А.* *Астрономические труды.* М.: Гостехиздат, 1954. 320 с.
66. *Zurhellen W.* // Astr. Nachr. 1914. V. 198. P. 1–10.
67. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* *Введение в теорию колебаний и волн.* М.: Наука, 1984. 432 с.
68. URL: <http://www.astronomy.ru/forum/index.php/topic,91249.0.html> (дата обращения 14.07.2014)
69. *Чикин П.С.* // Актуальные проблемы современной науки, 2005, №2. С. 88–101.
70. *Struve O.* // *Astrophys. J.*, 1944, V. 99, P. 295.
71. *Pribulla T., Rucinski S.M., Lu W., et al.* // *Astron. Journal.* 2006. V. 132. Is. 2. P. 769–780.
72. *Szalai T., Kiss L., Meszaros Sz., et al.* // *Astronomy and Astrophysics*, 2007, V. 465, P. 943–952.
73. *Pribulla T., Rucinski S.M.* // MNRAS. 2008. V. 386. P. 377–389.
74. *Linder N., Rauw G., Sana H., et al.* // *Astronomy & Astrophysics.* 2007. V. 474. P. 193–204.
75. *Marmet P.A.* // *Apeiron.* 1991. №9–10. P. 119–139.
76. *Savedoff M.P.* // *Astron. J.* 1951. V. 56. P. 1–9.
77. *Pont F., Melo C.H.F., Bouchy F.* // *Astronomy and Astrophysics.* 2005. V. 433. Is. 2. P. L21–L24.
78. *Hearnshaw J.B., Komonjinda S., Skuljan J. et al.* // MNRAS. 2012. V. 427. Is. 1. P. 298–310.
79. *Fritzsiaus R.S.* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/binaries.htm> (дата обращения 18.08.2014).
80. *Konacki M., Muterspaugh M., Kulkarni S. et al.* // *Astroph. J.* 2010. V. 719. P. 1293–1314.
81. *Gong Bi-Ping, Yan Z.Q.* Evidence of Residual Doppler Shift on Three Pulsars, PSR B1259-63, 4U1627-67 and PSR J2051-0827. URL: <http://arxiv.org/pdf/1401.6530v1> (дата обращения 20.08.2014).
82. *Сивухин Д.В.* *Оптика.* М.: Наука, 1980. 752 с.
83. *Тухов Г.А.* *Основные труды.* Т. 1. Алма-Ата: Изд-во АН Казахской ССР, 1954. 336 с.
84. *Struve O.* // MNRAS. 1949. V. 109. P. 487–506.
85. *McNamara D.H.* // *Astrophys. J.* 1951. V. 114. P. 513–521.
86. *Abhyankar K.D.* // *Astrophys. J. Suppl.*, Ser. 4, 1959. P. 157.
87. *Sciama D.W.* *Modern Cosmology and the Dark Matter Problem.* Cambridge: Cambridge University Press, 1995. P. 101.
88. *Comstock D.F.* // *Astroph. J.* 1910. V. 31. P. 364–370.
89. *Алдушева В.Я.* // *Астрономический журнал.* 1987. Т. 64. С. 591–600.

90. *Шаниро И.* // УФН. 1969. Т. 99. С. 319–336.
91. *Wallace B.G.* // Spectroscopy Letters. 1969. V. 2. P. 361–367.
92. *Wallace B.G.* // Spectroscopy Letters. 1971. V. 4. P. 79–84.
93. *Уоллес Б.* // Сборник «Проблемы исследования Вселенной», вып. 15. Проблемы пространства и времени в современном естествознании. СПб., 1991. С. 258–267.
94. *Diaz P., Habeny I.* // Astroph. J. 1999. V. 523. Is. 2. P. 786–796.
95. *Cambes F.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1991. V. 29. P. 195–237.
96. *Ade P.A.R. et al.* // Astronomy and Astrophysics. **1303**: 5062 (V. 571, Id. A23, 48 pp.).
97. *Силк Дж.* Большой взрыв. М.: Мир, 1982.
98. *Эйгенсон М.С.* Внегалактическая астрономия. М.: Физматгиз, 1960. 414 с.
99. *Zwicky F.* // Proc. National Acad. Sci. 1929. V. 15. N 10. P. 773–779.
100. *Циолковский К.Э.* Очерки о Вселенной. Калуга, 2001. 384 с.
101. *Вавилов С.И.* Собрание сочинений, Т. 2. М.: АН СССР, 1952. 548 с.
102. *Селезнёв В.П.* // Авиация и космонавтика. 1963, №7, С. 18.
103. *Джоунс Д.* Изобретения Дедала. М.: Мир, 1985. С. 150.
104. *Крюков П.Г.* Фемтосекундные импульсы. М.: Физматлит, 2008. 208 с.
105. *Чернин А.Д.* Физика времени. М.: Наука, 1987.
106. *Devasia S.* // Physics Essays. 2014. V. 27. P. 523–536. URL: http://faculty.washington.edu/devasia/Physics/Devasia_cosmology.pdf (дата обращения 27.11.2014).
107. *Тропников А.Н.* Смещение Доплера в гравитационном поле. URL: <http://www.astrolab.ru/cgi-bin/manager.cgi?id=40&num=1374> (дата обращения 27.01.2014).
108. *Syrenika A.A.* // Apeiron. 2000. V. 7. № 1-2. P. 89–106. URL: <http://redshift.vif.com/JournalFiles/Pre2001/V07NO1PDF/V07N1CYR.pdf> (дата обращения 27.01.2014).
109. *Mínera H.A.* // Modern Nonlinear Optics. Part III. 2001. V. 119. P. 335–385.
110. *Мельников О.А., Попов В.С.* // в сб.: Некоторые вопросы физики космоса, сборник 2. М.: ВАГО АН СССР, 1974. С. 9.
111. *Lopez-Corredoira M.* Tests for the Expansion of the Universe // Frontiers of Fundamental Physics. 15-18 July 2014. V. 14.
112. *Саган К.* Космос: Эволюция Вселенной, жизни и цивилизации. СПб.: Амфора, 2005, 525 с.
113. *Arp H.* // Astroph. and Space Science. 2003. V. 285. Is. 2. P. 451–457.
114. *Arp H.* // Astroph. and Space Science. 1997. V. 250. Is. 1. P. 163–170.
115. *Arp H.* // Current Issues in cosmology. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006, P. 183–196.

116. *Arp H.* // *Astroph. and Space Science.* 1990. V. 167. Is. 2. P. 183–219.
117. *Ходж П.* Галактики. М.: Наука, 1992. 192 с.
118. *Зигель Ф.Ю.* Неисчерпаемость бесконечности. М., 1984.
119. Физика космоса. М.: Советская энциклопедия, 1986. 783 с.
120. *Ефремов Ю.Н.* В глубины Вселенной. М.: Наука, 1984. 224 с.
121. *Петров В.М.* Мифы современной физики. М.: Либроком, 2012. 224 с.
122. *Зигель Ф.Ю.* Звёзды ведут в бесконечность. М.: Наука, 1966. 248 с.
123. *Колесников А.И., Лютый В.М., Талызин И.В.* // Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2005. №9, В. 2., С. 124–131.
124. *Perlmutter S. et al.* // *Astroph. J.* 1999. V. 517. P. 565–586.
125. *Полякова Г.Д., Попов В.С.* // *Астрономический циркуляр*, №1549, 1991, с. 7–8.
126. *Бронитэн В.А.* Гипотезы о звёздах и Вселенной. М.: Наука, 1974. 384 с.
127. *Thomas D., Steele O., Maraston C. et al.* // *MNRAS*, V. 431, 2013, P. 1383–1397.
128. *Дакурт Г.* Что такое квазары? Киев: Радянська школа, 1985. 130 с.
129. Галактики / ред.-сост. В.Г. Сурдин. М.: Физматлит, 2013. 432 с.
130. Справочник необходимых знаний. 2-е изд. М.: РИПОЛ КЛАССИК, 2002, 768 с.
131. *Троицкий В.С.* // *УФН.* 1995. Т. 165. №6. С. 703–707.
132. *Жук Н.А.* // в сб. «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». СПб., 2002.
133. *Зигель Ф.Ю.* Астрономическая мозаика. М.: Наука, 1987. 176 с.
134. *Szapudi I., Kovacs A., Granett B. et al.* // *MNRAS.* 2015. V. 450. P. 288–294.
135. *Петров В.М.* Мифы современной физики. М.: Либроком, 2012. 224 с.
136. *Вихлинин А.А. и др.* // *УФН.* 2014. Т. 184. №4. С. 339–366.
137. *Kurtz Rassel C.* Effect on the spectrum of the cosmic microwave background due to intergalactic dust. Austin: University of Texas, 1981, 201 p.
138. *Baumann D., Cooray A., Kamionkowski M.* // *New Astronomy.* 2003. V. 8. is. 6. Aug. P. 565–573.
139. *Takahara F., Sasaki S.* // *Progress of Theoretical Physics.* 1991. V. 86. №5. Nov. P. 1021–1030.
140. *Lazarian A., Clemens D., Adamson A.* Understanding Polarized Foreground from Dust: Towards Reliable Measurements of CMB Polarization // *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, Science White Papers*, №179.
141. *Vaccigalupi C., de Zotti G., Burigana C.* // *AIP Conference Proceedings.* 2002. V. 609. P. 84–89.
142. *O’Dea D.T., Clark C.N., Contaldi C.R.* // *MNRAS.* 2012. V. 419. is. 2. P. 1795–1803.
143. *Крюков П.Г.* // *УФН.* 2013. Т. 183. №9. С. 897–916.
144. *Крюков П.Г.* // *УФН.* 2015. Т. 185. №8. С. 817–827.
145. *Франкфурт У.И., Френк А.М.* Оптика движущихся тел. М.: Наука, 1972. С. 113.

146. *Dingle H.* // MNRAS. 1959. V. 119. N1. P. 67–71.
147. *Dickens R.J., Malin S.R.C.* // Observatory. 1965. V. 85. P. 260–262.
148. *Львоци М.* История физики. М.: Мир, 1970. 464 с.
149. *Секерин В.И.* Теория относительности – мистификация века. Новосибирск, 1991. 56 с.
150. *Ходж П.* Революция в астрономии. М.: Мир, 1972. С. 19.
151. *Hebrard G., Almenara J.-M., Santerne A. et al.* // Astronomy & Astrophysics. 2013. №554. A114. April 23. С. 1–10.
152. URL: <http://exoplanets.org> (дата обращения 04.03.2013).
153. *Kürster M.* // Astroph. Journal. 2005. V. 622(2). P. 1075–1090.
154. *Силкин Б.И.* В мире множества лун. М.: Наука, 1982. 208 с.
155. *Grossman L.* // New Scientist. 7 July. 2009. URL: <http://www.newscientist.com/article/dn17425-exoplanet-pairs-may-be-masquerading-as-singles.html> (дата обращения 04.03.2013).
156. *Теплицкая В.С.* Исследование динамической эволюции экзопланет в случае орбитальных резонансов. Диссертация на соискание степени к.ф.–м.н. М., 2014. URL: http://dissovet.rudn.ru/web-local/prep/rj/index.php?id=33&mod=dis&dis_id=136.
157. *Rodigas T.J., Hinz P.M.* // Astroph. Journal. 2009. V. 702. P. 716–723.
158. *Winn J.N.* Exoplanets. Tucson, AZ, University of Arizona Press, 2011. P. 55.
159. *Chan T., Ingemyr M., Winn J.N. et al.* // Astron. J. 2011. V. 141. №6. P. 179. URL: http://iopscience.iop.org/1538-3881/141/6/179/pdf/1538-3881_141_6_179.pdf (дата обращения 20.07.2014).
160. *Laughlin G., Crismani M., Adams F.C.* // Astroph. J. Letters. 2011. V. 729. №1. L7. URL: http://iopscience.iop.org/2041-8205/729/1/L7/pdf/2041-8205_729_1_L7.pdf (дата обращения 20.07.2014).
161. *Queloz D., Anderson D., Cameron A.C. et al.* // Astronomy & Astrophysics. 2010. April 12. P. 1–4.
162. *Lendl M., Triaud A.H.M.J., Anderson D.R. et al.* WASP-117b: a 10-Day-Period Saturn in an Eccentric and Misaligned Orbit. URL: <http://arxiv.org/pdf/1406.6942v1> (дата обращения 29.06.2014).
163. *Howard A.W., Sanchis-Ojeda R., Marcy G.W. et al.* // Nature. 2013. 503(7476). P. 381–384.
164. *Тихов Г.А.* 60 лет у телескопа. М.: Детская литература, 1959.
165. *Тихов Г.А.* // ЖРФХО. 1909. в. 5. С. 176.
166. *Масликов С.П.* // Физическая мысль России. 1998. №1.
167. *Бунин В.А.* // Астрономический журнал. 1962. Т. XXIX. в. 4. С. 768–769.
168. *Горбачук В.Г.* Космические взрывы. М.: Наука, 1972. 208 с.
169. *Суслов А.К.* Гавриил Адрианович Тихов. Л.: Наука, 1980.

170. *Лайсл Дж.* // Разумный замысел. Июль 2011. №4–6 (21). С. 3.
171. *La Rosa M.* // Zs. f. Phys. 1924. Bd. 21. S. 333–347.
172. *Griffin R.F.* // J. of Astroph. and Astron. 2012. V. 33. Is. 1. P. 29–200.
173. *Murad P.A.* // International Journal of Astronomy. 2012. №1(5). P. 81–86.
174. *Ragos O., Haranas I., Gkigkitzis I.* // Astrophysics and Space Science. V. 345. Is. 1. P. 67–72.
175. *Цесевиц В.П.* Переменные звёзды и способы их исследования. М.: Педагогика, 1970.
176. *Цесевиц В.П.* Что и как наблюдать на небе. М.: Наука, 1984. 304 с.
177. *Самусь Н.Н.* Переменные звёзды. Учебное пособие по курсу астрономии. URL: <http://heritage.sai.msu.ru/ucheb/samus/index.html> (дата обращения 02.01.2015).
178. *Гапонов В.И.* Электроника. М.: Физматгиз, 1960.
179. *La Rosa M.* // Astr. Nachr. 1929. Bd. 234. S. 235–243.
180. *Pietrzynski G., Thompson I.B., Gieren, W., et al.* // Nature. 2012. V. 484. P. 75–77.
181. *Irion R.* // Science. 2004. V. 304. №5678. P. 1740–1741.
182. *Вавилов С.И.* Собрание сочинений, Т. 4. М.: АН СССР, 1956. 470 с.
183. *Саункевич И.С.* Современное экспериментальное подтверждение специальной теории относительности. Минск: Высшая школа, 1979. 175 с.
184. *Schuh S.* // Astron. Nachr. V. 331, №5, S. 489.
185. *Кокс Дж.П.* Теория звёздных пульсаций. М.: Мир, 1983. 328 с.
186. Пульсирующие звёзды. М.: Наука, 1970. 371 с.
187. Спектрофотометрия звёзд δ Цефея и η Орла и К-эффект для цефеид. Ленинград, 1950.
188. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
189. *Сердюков А.Р.* Пётр Николаевич Лебедев. М.: Наука, 1978, С. 157.
190. Переменный характер «неподвижной» звезды // Природа. 2005. №7. С. 82.
191. *Бялко А.В.* Наша планета – Земля. М.: Наука, 1989. 240 с.
192. *Еремеева А.И.* // Вестник РАН. 2004. Т. 74. № 6. С. 524–531.
193. *Bertozzi W.* // American Journal of Physics. 1964. V. 32. №7. P. 551.
194. *Луиунов В.М.* В мире двойных звёзд. М.: Наука, 1986. 208 с.
195. *Rudnitskij G.M.* // The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research ASP Conference Series. 2000. V. 203. P. 384–385.
196. *Berlitz-Arthaud P.* // Astronomy and Astrophysics, 2003, V. 397, P. 943–950.
197. *Beck P.G., Hambleton K., Vos J. et al.* // Astronomy and Astrophysics, 2013, V. 564, Id. A36, P. 18.
198. *Gallene A., Kevella P., Merand A. et al.* // Astron. and Astroph. 2014. V. 567. Id. A60. 8 p.
199. *Gallene A., Monnier J.D., Merand A. et al.* // Astron. and Astroph. 2013. V. 552. Id. A21. 8 p.
200. *Струве О., Линдс Б., Пилланс Э.* Элементарная астрономия. М.: Наука, 1967. 484 с.

201. *Мартынов Д.Я.* Курс общей астрофизики. М.: Наука, 1988. 640 с.
202. *Пирожный Н.А.* Астрономия. М.: Высшая школа, 1967. 304 с.
203. *Дёмин В.Н., Селезнёв В.П.* К звёздам быстрее света: русский космизм вчера, сегодня, завтра. М.: УРСС, 2011. 432 с.
204. *Мамаев А.В.* URL: http://acmephysics.narod.ru/b_r/r05_1.htm.
205. *Крафт Р.П.* Взрывные переменные как двойные звёзды. М.: Мир, 1965. 94 с.
206. *Жув Дарк* // Дуэль, 28 июня 2005, №25–26.
207. *Fritzius R.S.* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/ritz-grb.htm>.
208. *Артеха С.Н.* Критика основ теории относительности. URL: <http://antidogma.ru/russian/node37.html> (дата обращения 02.01.2015).
209. *Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. July 1993. V. 54. №2. P. 181–342.
210. *Псковский Ю.П.* Новые и сверхновые звёзды. М.: Наука, 1974. 208 с.
211. *Шкловский И.С.* Звёзды: их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1975. 368 с.
212. *Zhou A.-Y.* // Research in Astron. & Astroph. 2015. V. 15.
213. *Шакура Н.И.* и др. // УФН. 2013. Т. 183. №4. С. 337–364.
214. *Gonzalez-Galan A., Kuulkers E., Kretchmar P., et al.* // Astronomy & Astrophysics. 2012. V. 537. Id. A66. 17 p.
215. *Linares M., Altamirano D., Chakrabarty D., et al.* // Astroph. Journal, 2012, V. 748, Is. 2, id. 82.
216. *Linares M., Bahramian A., Heinke C. et al.* // MNRAS. V. 438. Is. 1. P. 251–261.
217. *Комаров В.Н., Пановкин Б.Н.* Занимательная астрофизика. М.: Наука, 1984. 192 с.
218. *Эргма Э.В.* Барстеры, новые, сверхновые – термоядерные взрывы в космосе. М.: Знание, 1986. 64 с.
219. *Левитт И.* За пределами известного мира. М.: Мир, 1978. 176 с.
220. *Bond I.A., Udalski A., Jaroszynski M. et al.* // Astroph. J. 2004. V. 606. May 10. P. L155–L158.
221. *Комаров В.Н.* Увлекательная астрономия. М.: Наука, 1968. 432 с.
222. *Алеманов С.Б.* Волновая теория строения элементарных частиц. М.: Бинар, 2007. 136 с.
223. Альфа и омега: Краткий справочник. Таллин: Валгус, 1987. 384 с.
224. *Сурдин В.Г.* Самая сплюснутая звезда // Природа. 2001. №4. С. 82.
225. *Che X., Monnier J.D., Tysner C. et al.* // Astroph. J. 2012. V. 757. Id. 29. 17 p.
226. *Дубов Э.Е.* Солнце // в кн. Большая Советская Энциклопедия. Т. 24. кн. 1, М.: Советская Энциклопедия, 1976. С. 151.
227. *Дуплищева О.М., Дуплищев А.М.* М.И. Дуплищев. Теоретические и экспериментальные исследования явлений излучения и распространения света в пространстве. Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2012. 352 с.

228. *Merand A., Kervella P., Coude du Foresto, et al.* // *Astron. & Astroph.* 2006. V. 453. P. 155–162.
229. *Karvella P., Mérand A., Perrin G. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2006. V. 448. P. 623–631.
230. *Fritzius R.S. Mira Ceti et al., Common Envelope Binaries?* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/miras.html> (дата обращения 02.01.2015).
231. *Бергман П.Г.* Введение в теорию относительности. М.: Инлитгиз, 1947. 380 с.
232. *Ellis R.S.* // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2010. V. 368. P. 967–987.
233. *Козырев Н.А., Насонов В.В.* // в кн. Проблемы исследования Вселенной. В. 7. Астрометрия и небесная механика. М.-Л.: ВАГО АН СССР, 1978. с. 168–179.
234. *Засов А.В.* Карликовые галактики. М.: Знание, 1984. 64 с.
235. *Сысов А.* // *Вокруг света.* 2013. №3. С. 78–86.
236. *Бобров М.С.* Кольца планет. М.: Наука, 1970. 123 с.
237. *Котельников В.А., Дубровин В.М., Морозов В.А. и др.* // *Радиотехника и электроника.* 1962. Т. 7. №11. С. 1860–1872.
238. *Котельников В.А., Аким Э.Л., Александров Ю.Н. и др.* // *Астрономический журнал.* 1976. Т. 53. № 6. С. 1270–1277.
239. *Котельников В.А., Дубровин В.М., Дубинский Б.А. и др.* // *Докл. АН СССР.* 1963. Т. 151. № 3. С. 532–535.
240. *Шурупов А.К.* Радиолокация Венеры // *Журнал научно-физического кружка им. М.В. Ломоносова.* 1970. №8.
241. *Фундаментальные постоянные астрономии.* М.: Мир, 1967. 382 с.
242. *Петров Г.М.* // *Земля и Вселенная.* 1982. № 1. С. 8–16.
243. *Котельников В.А., Дубровин В.М., Кузнецов Б.И. и др.* // *Природа.* 1964. №9. С. 2–12.
244. *Котельников В.А., Александров Ю.Н., Апраксин Л.В. и др.* // *Докл. АН СССР.* 1965. Т. 163. № 1. С. 50–53.
245. *Красинский Г.А., Питьева Е.В., Свешников М.Л., Свешникова Е.С.* // *Докл. АН СССР.* 1981. Т. 261. №6. С. 1320–1324.
246. *Кислик М.Д., Колюка Ю.Ф., Котельников В.А. и др.* // *Докл. АН СССР.* 1978. Т. 241. №5. С. 1046–1049.
247. *Duncombe R.L.* Motion of Venus 1750–1949 // *Astron. Papers.* 1958. V. 16. Part 1. Washington: Nautical Almanac Office, U.S. Naval Observatory. 258 p.
248. *Hartwick F.D.A., Schade D.* // *Annu. Rev. Astron. Astroph.* 1990. V. 28. P. 437.
249. *Пузииков Л.Д.* // *Природа,* 1960, №2, С. 80.
250. *Muhleman D.O., Holdridge D.B., Block N.* // *Astron. J.* 1962. V. 67. №4. P. 191–203.
251. *Кислик М.Д., Колюка Ю.Ф., Котельников В.А. и др.* // *Докл. АН СССР.* 1980. Т. 255. №3. С. 545–547.

252. *Kolesnik Y.B.* // *Astron. & Astrophysics*. 1995. V. 294. P. 874–894.
253. *Kolesnik Y.B., Masreliez C.H.* // *Astron. Journal*. 2004. V. 128. P. 878–888.
254. *Алексеев В., Минчин С.* Венера раскрывает тайны. М.: Машиностроение, 1975. 96 с.
255. Прохождение Венеры по диску Солнца 8 июня 2004 г.: Наблюдения на Астрополигоне НИИФТРИ // [Электронный ресурс]. URL: http://astroclub-irk.narod.ru/Astroclub/Observations/TransitOfVenus20040608/TransitOfVenus20040608_r.html
256. *Леушканов А.* Планета, которая всех обманула // *Русский Север*. 9 июня 2004 г. С. 8. URL: <http://moscowaleks.narod.ru/galaxy226.html>.
257. *Порошин А.П.* // *Земля и Вселенная*. 2004. №6. С. 79.
258. *Угольников О.С.* Небо начала века. 2001-2012. М.: Сельянов А.Д., 2000. 320 с.
259. *Астрономический календарь 2004. Ежегодник (переменная часть)*. СПб: Пулковская обсерватория, 2003. С. 125.
260. *Александров Ю.Н., Вышлов А.С., Дубровин В.М. и др.* // *Докл. АН СССР*. 1980. Т. 255. №6. С. 1334–1338.
261. *Котельников В.А., Ржига О.Н., Александров Ю.Н. и др.* Развитие радиолокационных исследований в Советском Союзе // В сб. «Проблемы современной радиотехники и электроники» под ред. В.А. Котельникова. М.: Наука, 1980. С. 246–277.
262. *Аким Э.Л., Степаньянц В.А.* // *Докл. АН СССР*. 1977. Т. 233. №3. С. 314–317.
263. *Селезнёв В.П.* // *Наука и религия*. 1998. №5-6. С. 26–29.
264. *Селезнёва Н.В.* Покорение космического пространства: эпопеи советского изобретателя. М.: Либроком, 2013. 360 с.
265. *Дёмин В.Н., Селезнёв В.П.* Мироздание постигая. М.: Молодая гвардия, 1989. 267 с.
266. *Шевченко В.В.* На зов таинственного Марса. М.: Дет. лит., 1991. 64 с.
267. *Агапов Д.Л., Алексеев В.А., Алтунин В.И. и др.* Интерферометрические навигационные измерения КА «Фобос» // Тезисы докладов 21-й Всесоюзной конференции по радиоастрономии «Радиоастрономическая аппаратура». Ереван. 1989. С. 229–230.
268. *Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф. и др.* // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. 2007. Т. L. №7. С. 577.
269. *Kwak Y., Tetsuro K., Jun A. et al.* // *J. of Astron. and Space Sciences*. 2010. V. 27. №2. P. 173–180.
270. *Anderson J.D., Nieto M.M.* Astrometric Solar-System Anomalies // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/pdf/0907.2469v2.pdf>
271. *Андерсон Дж., Лаинг Ф., Лау Э., Ньюто М., Туришев С.* // *Земля и Вселенная*. 2002. №5. С. 78–81.
272. *Anderson J.D., Laing P.A., Lau E.L., et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 2858–2861.

273. *Anderson J.D., Lau E.L., Giampieri G.* Improved Test of General Relativity with Radio Doppler Data from the Cassini Spacecraft // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0308010v1.pdf>.
274. *Turyshev S.G., Toth V.T., Kinsella G., et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 241101–241105.
275. *Van Flandern T.* // From the book «Open Questions in Relativistic Physics». Monreal: Apeiron, 1998. P. 81–90.
276. *Хуторов В.Е., Тенгин Г.М.* // *Известия ВУЗов. Радиофизика.* 2014. Т. 57. №6. С. 484–490.
277. Сверхточная спутниковая навигация // *Наука и жизнь.* 2014. №9. С. 36.
278. *Дугин Н.А., Гавриленко В.Г., Нечаева М.Б. и др.* // В кн.: Труды XVI-й научной конференции по радиофизике. 11–18 мая 2012 г. /Ред. С.М. Грач, А.В. Якимов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2012. С. 66–67.
279. *Hatch R.R.* // *Galilean Electrodynamics.* 1995. V. 6. №3-4. P. 51–57.
280. *Франкфурт У.И.* Специальная и общая теория относительности. М.: Наука, 1968. 332 с.
281. *Horedt G., Ruck H.* // *Spectroscopy Letters.* 1972. V. 5. №12. P. 455–461.
282. *Gezari D.Y.* Lunar Laser Ranging Test of the Invariance of c // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/abs/0912.3934>.
283. *Бронштэн В.А.* Как движется Луна? М.: Наука, 1990. 208 с.
284. *Сидоренков Н.С.* // *Вестник РАН.* 2004. Т. 74. № 8. С. 701–715.
285. *Горыня А.А.* Постоянные физической либрации Луны. Киев: Наукова думка, 1969. 276 с.
286. *Алёшкина Е.Ю.* // *Природа.* 2002. №9. С. 57–66.
287. *Murphy T.W., Adelberger E.G., Battat J.B.R., et al.* // *Icarus.* 2011. V. 211. P. 1103–1108.
288. *Соболев И.* LRO – новые находки на Луне. URL: <http://galspace.spb.ru/index194.html>.
289. *Michaud M.F.* // *Compt. Rend.* 1919. V. 168. P. 507–509.
290. *Witte H.* // *Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.* 1914. Bd. 16. S. 755–756.
291. *Wesley J.P.* // *Physics Essays.* 2003. V. 16. №3. P. 385–389.
292. *Тарасов Л.В.* Лазеры: действительность и надежды. М.: Наука, 1985. 176 с.
293. *James J.F., Sternberg R.S.* // *Nature.* 1963. V. 197. P. 1192.
294. *Дуплищева О.М., Дуплищев А.М.* Наставник инженеров и учёных. Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2007. 232 с.
295. *Ritz W.* Œuvres. Gesammelte Werke. Paris, Gauthier-Villars, 1911. 541 p.
296. *Kantor W.* // *JOSA.* 1962. V. 52. № 9. P. 978–984.
297. *Vabcock G.C., Bergmann T.G.*// *JOSA.* 1964. V. 54. P. 147–151.
298. *Подгорный В.* // *Техника-молодёжи.* 2001. №4. С. 58.
299. *Соколов Г.Г., Соколов В.Г.* Теория относительности и физическая реальность. URL: <http://pravislava.al.ru/rustheor.htm>.

300. Коллин С. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №5. С. 421–424.
301. URL: <http://www.sciteclibrary.ru/texsts/rus/stat/st6083.pdf> (дата обращения 18.08.2014).
302. Месяц Г.А. // УФН. 1995. Т. 165. С. 601–626.
303. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. С. 225–245.
304. Vanwell C.I., Farr C.C. // Proc. Roy. Soc. 1940. V. A175. P. 1–25.
305. Kiefer D., Yeung M. et al. // Nature Communications, 23 April 2013. URL: http://www.mpq.mpg.de/cms/mpq/en/news/press/pdf/2013/PR_13_04_23.pdf (дата обращения 27.01.2014).
306. Емелин М.Ю. Генерация аттосекундных импульсов при лазерной ионизации возбуждённых атомов и молекул: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.21. [Место защиты: Институт прикладной физики РАН].– Нижний Новгород, 2009,– 168 с.: ил. РГБ ОД61 09-1/862.
307. Lopez-Martens R., Varju K., Johnsson P. et al. // PRL. 2005. V. 94. №3. P. 033001-1–033001-4.
308. Strelkov V.V., Mevel E., Constant E. // New J. Phys. 2008. V. 10. Is. 8. Id. 083040. 18 p.
309. Стрелков В.В. Генерация аттосекундных электромагнитных импульсов при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом. URL: <http://pptonline.ru/slide/id/163604>.
310. Ганеев Р.А. // УФН. 2009. Т. 179. №1. С. 65–90.
311. Ганеев Р.А. // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. №9. С. 785–796.
312. Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. Основы аттосекундной физики (электронное пособие): учебное пособие. Н. Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. 52 с.
313. Ghimire S., Shan B., Wang C. // Laser Physics. 2005. V. 15. №6. P. 838–842.
314. Husa K.A., Kelkensberg F., Herrmann J. et al. // Opt. Express. 2011. V. 19. P. 25346–25354.
315. Yuan K.-J., Lu H., Bandrauk A.D. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. Id. 023415.
316. Park I., Kim S., Choi J. et al. // Nature Photonics. 2011. V. 5. P. 677–681.
317. Секерин В.И. Теория относительности – мистификация XX века. Новосибирск: Арт-Авеню, 2007.
318. Победоносцев Л.А., Крамаровский Я.М., Паришин П.Ф., и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. вып. 3. С. 84–89.
319. Pobedonostsev L.A., Parshin P.F. New Results in Ives Experiment // SPIE. 1989. V. 1121, Interferometry'89. P. 36–41.
320. Беклямишев В.О. // ЖТФ. 1999. Т. 69. С. 124–126.
321. Saathoff G., Karpuk S., Eisenbarth U., et al. // PRL. 2003. V. 91. №19. P. 190403-1.
322. Botermann B., Bing D., Geppert C., et al. // PRL. 2014. V. 113. №12. P. 120405-1.
323. Vessot R., Levine M. // Gen. Rel. Grav. 1979. V. 10. Is. 3. P. 181–204.

324. Суорц К.Э. Необыкновенная физика обыкновенных явлений. Т. 2. М.: Наука, 1987. 384 с.
325. Френкель В.Я. Пауль Эренфест. М.: Атомиздат, 1977. 192 с.
326. Корнева М.В., Кулигин В.А., Кулигина Г.А. Анализ классической электродинамики и теории относительности. URL: <http://ivanik3.narod.ru/ТО/kuligin/20081105ak.pdf>.
327. Паунд Р.В. // УФН. 1960. Т. 72. №12. С. 673–683.
328. Бриллюэн Л. Новый взгляд на теорию относительности. М.: Мир, 1972. 144 с.
329. Гулиа Н. В поисках энергетической капсулы. М.: Детская Литература, 1986. 143 с.
330. Перельман Я.И. Занимательная физика. М.: Наука, 1991. 496 с.
331. Гришаев А.А. Этот «цифровой» физический мир. М., 2010 (URL: <http://newfiz.narod.ru>)
332. Alvager T., Farley F.J.M., Kjellman J., Wallin I. // Physics Letters. 1964. V. 12. №3. P. 260–262.
333. Filippas T.A., Fox J.G. // Physical Review. 1964. V. 135. №4B. P. 1071–1075.
334. Fox J.G. // JOSA. 1967. V. 57. Is. 7. P. 967–968.
335. Habs D., Gunther M.M., Jentschel M., Urban W.D. The Refractive Index of Silicon at γ -Ray Energies. URL: <http://arxiv.org/pdf/1111.3608v2> (дата обращения 29.03.2014).
336. Рапье П.Р. // ТИРИ. 1962. Т.50. №7. С. 1744.
337. Денисов А.А. Информационные основы управления. Л.: Энергоатомиздат, 1983. С. 68.
338. Завельский Ф.С. Время и его измерение. М.: Наука, 1977. 288 с.
339. Тоннела М.-А. Основы электромагнетизма и теории относительности. М.: Ин. Лит., 1962.
339. Байер В.Н. // УФН. 1962. Т. 78. №12. С. 619–652.
340. Alspector J., Kalbfleisch G.R., Baggett N. et al. // PRL. 1976. V. 36. №15. P. 837–840.
341. Adam T., Agafonova N., Aleksandrov A., et al. // J. High Energy Phys. 2012, id. 93; 2013, id. 153.
342. Рабин Н.В. Приборы и техника эксперимента // Наука. 2007. №5. С. 5–6.
343. Akindinov A., Alici A., Antonioli P., et al. // Eur. Phys. Journ. C. 2010. V. 68. P. 601–607.
344. Bindi V., Chen G.M., Chen H.S., et al. // Nucl. Inst. and Meth. In Phys. Res. 2014. V. A743. P. 22–29.
345. Cocconi V.T., Fazzini T., Fidecaro G., et al. // PRL. 1960. V. 5. №1. P. 19–21.
346. Седов В.Л. // УФН. 1968. Т. 94. №3. С. 417–438.
347. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч. 2. М.: Наука, 1989. 416 с.
348. Мантуров В. // Техника-молодёжи. 2006. №2. С. 2–5.
349. Мазманишвили А.С. Частное сообщение Г.Б. Малыкину ().
350. Brown B.C., Masek G.E., Maung T., et al. // Physical Review Letters. 1973. V. 30. №16. P. 763–766.
351. Guiragossian G.T., Rothbart G.B., Yearian M.R., et al. // PRL. 1975. V. 34. №6. P. 335–338.
352. Бuzмаков И.В. // Современные научные исследования и инновации. 2013. №10. (URL)
353. Копылов Г.И. Всего лишь кинематика. М.: Наука, 1981. 176 с.

354. Михайлин В.В., Тернов И.М. Синхротронное излучение. М.: Знание, 1988. 64 с.
355. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1986. 296 с.
356. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р. Синхротронное излучение и его применения. М.: МГУ, 1985. 264 с.
357. Vrcelj Z. // Spectroscopy Letters. 1973. V. 6. №1. P. 73–75.
358. Мамаев А.В. URL: <http://www.sciteclibrary.ru/textsts/rus/books/superphisyc/r10.htm>.
359. Быстров Ю.А., Иванов С.А. Ускорительная техника и рентгеновские приборы. М.: Высшая школа, 1983. С. 159.
360. Кулипанов Г.Н. Синхротронное излучение, история и применение. ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера. 24 с. [URL: http://xray-optics.ucoz.ru/articles/History_and_usage_of_SR.pdf]
361. Первые коллайдеры ИЯФ. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2014. 76 с.
362. Лиангзао Фэн // в сб. «Фундаментальные проблемы естествознания». СПб, 2010. URL: <http://ivanik3.narod.ru/ТО/DiHUALiangzaofAN/liangzaofan.pdf>.
363. Павлов Ю.С., Доброхотов В.В., Непомнящий О.Н. Электрооптические методы измерения параметров мощных электронных пучков для радиационных технологий // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техническая физика и автоматизация. Вып. 5 (5). М., ЦНИИАтоминформ, 2004. С. 56.
364. Степанов А.А., Новиков М.А., Иванов В.В. и др. Оптический измеритель высокого напряжения для умных электросетей на основе электрооптических эффектов // Труды II Российско-Белорусской научно-технической конференции «Элементная база отечественной радиоэлектроники». Н. Новгород: ННГУ, 2015. С. 205–209.
365. Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тяпкин А.А. // Письма в ЭЧАЯ. 2000. №2.
366. Vodopianov A.S., Ivanshin Y.I., Lobanov V.I. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2003. V. 201. P. 266–275.
367. Ion D.B., Ion M.L. Super-Cherenkov Radiation: a new phenomenon useful for RICH Detectors. URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412151v1>.
368. Братман В.Л. Быстро движущиеся излучатели и их использование в высокочастотной электронике // УФН. 2007. Т. 177. №3. С. 317.
369. Науменко Г.А. Дифракционное излучение релятивистских электронов и диагностика пучков. Автореферат. Томск, 2007. 25 с.
370. URL: <http://math.ucr.edu/home/baetz/physics/Relativity/SR/experiments.html> (дата обращения 24.03.2015).
371. Соковнин С.Ю. Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе. Екатеринбург: УРО РАН, 2007, С. 17.

372. Электронный ресурс URL: <http://iapras.ru/science/base.html>.
373. Сердобинцев Г.В. Линейный ускоритель-инжектор накопительных комплексов Сибирь-2 и ТНК: дис. ... канд. техн. наук: 01.04.20: Новосибирск, 2005. 159 с. РГБ ОД, 61:05–5/3353.
374. Валентинов А.Г., Гудков Б.А., Запрягаев И.А. и др. Линейный ускоритель-инжектор комплекса специализированного источника синхротронного излучения в РИЦ «Курчатовский институт» Новосибирск: ИЯФ, 2002-29.
375. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И. Частицы и ядра. Эксперимент. М.: Издательство МАКС Пресс, 2013. 252 с.
376. Смутьский И.И. Теория взаимодействия. Новосибирск: Издательство НГУ, 1999. 294 с.
377. Анисов В.В. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1043–1047.
378. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. Томск: НТЛ, 1997. 144 с.
379. Румянцев Д., Околотин В. // Техника и наука. 1983. №11.
380. Wheeler J.A., Feynman R.P. // Reviews of Modern Physics. 1945. V. 17. №2–3. P. 157–181.
381. Уилер Дж.А. Предвидение Эйнштейна. М.: Мир, 1970. 112 с.
382. Винокуров Н.А. // Наука из первых рук. 2010. Т. 33. вып. 3. С. 8–15.
383. Винокуров Н.А., Левичев Е.Б. // УФН. 2015. Т. 185. №9. С. 917–939.
384. Околотин В.С. Корпускулярная концепция полевых взаимодействий // в сб. Проблемы пространства и времени в современном естествознании. Вып. 15. СПб., 1991. С. 412–420.
385. Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1975. 552 с.
386. Гегузин Я.Е. Живой кристалл. М.: Наука, 1981. 192 с.
387. Dehmelt H. // Physica Scripta. 1988. V. T22. P. 102–110.
388. Bourilkov D. // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 071701-1–071701-5. (уточнить)
389. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч. 1. М.: Наука, 1986. 416 с.
390. Clay R.W., Crouch P.C. // Nature. 1974. V. 248. Is. 5443. P. 28–30.
391. Clay R.W. // Australian J. of Phys. 1998. V. 41. №1. P. 93–99.
392. Blake A. // 2007 APS Four Corners section. Oct. 27, 2007.
393. Masjed H.F., Ashton F. // 19-th Intern. Cosmic Ray Conf. V. 8. P. 298–301.
394. Ашитков В.Д., Кирина Т.М., Климаков А.П. и др. // Известия АН СССР, сер. физич. 1985. Т. 49. №7. С. 1396–1398.
395. Бедняков В.А. // Физика элементарных частиц и атомного ядра ОИЯИ. 2002. Т. 33. В. 5. С. 1146–1176.
396. Росси Б. Космические лучи. М.: Атомиздат, 1966. 236 с.
397. Просин В.В. Первые результаты, полученные на новой установке для изучения ШАЛ по черенковскому свету Тунка-133. URL: <http://x4u.lebedev.ru/che2011/f/talks/prosin.pdf>.

398. Бейль П.Ф., Бейсембаев Р.У., Вильданов Н.Г. и др. Анализ методики исследования зенитно-углового распределения ШАЛ // в сб. трудов 29-я РККЛ, Москва, 2006.
399. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Роганова Т.М. Галактические космические лучи // в сб. «Модель Космоса», М.: Книжный дом «Университет». 2007. С. 1000.
400. Bell C.J. et al. // Proc. 13th ICRC. Denver. 1973. V.4. P. 2530.
401. Hayashida N., Nagano M., Nishikawa D., et al. // Astroparticle Phys. 1999. V. 10. Is. 4. P. 303–311.
402. Harding J.P. // Physics Procedia. 2015. V. 61. P. 91–96.
403. Красильников Д.Д. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1975. Т. 39. №6. С. 1245–1248.
404. Михайлов А.А. // Письма в ЖЭТФ. Т. 66. 1997. С. 289–292.
405. Красильников А.Д. // Вестник ЯГУ. 2007. Т. 4. №4. С. 26–31.
406. Bellido J.A., Belz J., Dawson B., et al. // Proc. 27th Internat Cosmic Ray Conference. 07–15. Aug. 2001. Hamburg. Germany. P. 364.
407. Барашенков В.С. // Химия и жизнь. 1975. №3. С. 11–16.
408. Бок Б., Бок П. Млечный путь. М.: Мир, 1978. 296 с.
409. Галкин О.Е. URL: www.rf.unn.ru/eledep/confesem/nro_popova/popova_list_njs.html (дата обращения 30.06.2016).
410. Callanan P.J., Paradijs J.V., Rengelink R. // Astroph. J. 1995. V. 439. P. 928–932.
411. Ryba M.F., Taylor J.H. // Astroph. J. 1993. V. 380. P. 557–563.
412. PEBS Workshop. May 2006 – Cosmic Rays in the Atmosphere.

Список публикаций по теме диссертации

- [A1] Семиков С.А. Космос русского Аристарха // История науки и техники. 2007. №1. С. 60–64.
- [A2] Семиков С.А. Об экспериментальной проверке баллистической теории света // Вестник ННГУ. 2013. №4(1). С. 56–63.
- [A3] Семиков С.А. Вариации скорости света как возможный источник ошибок космической навигации, радиолокации и лазерной локации // Журнал радиоэлектроники, 2013. №12. С. 1–32. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/17/text.html> (дата обращения 28.06.2014).
- [A4] Семиков С.А. Об эффекте трансформации длины волны, длительности и мощности лазерных импульсов при рассеянии на ускоренно летящих частицах // Вестник ННГУ. 2014. №1(2). С. 190–195.
- [A5] Семиков С.А. Эффект трансформации частоты света при ускорении источника и критерии его экспериментальной проверки // Нелинейный мир. 2014. №6. С. 3–15.
- [A6] Семиков С.А. О природе эффекта Барра и аномальных эксцентриситетов экзопланет // Нелинейный мир. 2016. №2. С. 3–37.

- [A7] Семиков С.А. А.А. Белопольский – отец русской астрофизики // сб. трудов IX Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2006 г., Н. Новгород, 2007. С. 164–166.
- [A8] Семиков С.А. Строение Космоса по Циолковскому // сб. трудов X Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2006 г., Н. Новгород, 2008. С. 38–41.
- [A9] Семиков С.А. Звёздные парадоксы // сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2008. С. 70–73.
- [A10] Семиков С.А. А был ли Большой взрыв? // сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2009. С. 16–19.
- [A11] Семиков С.А. Космические лучи – путь к звёздам // сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2009. С. 42–45.
- [A12] Семиков С.А. Двойственность и вращение переменных звёзд как причина колебаний их блеска // сб. трудов XII Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2010. С. 164–166.
- [A13] Семиков С.А. Преобразование электромагнитных волн в поле ускорений // В кн.: Труды XIV-й научной конференции по радиофизике. 7 мая 2010 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С. 188–190.
- [A14] Семиков С.А. Генерация высоких гармоник при модуляции скорости источника // В кн.: Труды XVII-й научной конференции по радиофизике. 13–17 мая 2013 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С. 153–155.
- [A15] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. Н. Новгород: Пресс-контур, 2009. 612 с.
- [A16] Семиков С.А. Методы компрессии лазерных импульсов (электронное методическое пособие). Н. Новгород: ННГУ, 2011. URL: <http://www.unn.ru/pages/e-library/methodmaterial/files/132.pdf> (дата обращения 27.01.2014).
- [A17] Семиков С.А. Об эффекте трансформации длины волны, длительности и мощности лазерных импульсов при рассеянии на ускоренно движущихся частицах // в сб. Форум молодых учёных. 16–18 сентября. Т. 1. Н. Новгород, 2013. С. 217–219.
- [A18] Семиков С.А. О возможных источниках вычислительных ошибок космической навигации, GPS и ГЛОНАСС, лазерной локации и радиолокации // сб. трудов 1-й российско-белорусской конференции «Элементная база отечественной электроники», Т. 1. Н. Новгород, 2013. С. 236–240.
- [A19] Семиков С.А. Сто лет СТО: есть ли альтернатива? // Инженер. 2005. №11. С. 21–24.
- [A20] Семиков С.А. О природе электричества и магнетизма // Инженер. 2006. №1. С. 10–12.
- [A21] Семиков С.А. Ключ к загадкам космоса // Инженер. 2006. №3. С. 8–11.

- [A22] Семиков С.А. О природе массы и времени // Инженер. 2006. №5. С. 10–12.
- [A23] Семиков С.А. Как устроены маяки Вселенной? // Инженер. 2006. №9. С. 12–14.
- [A24] Семиков С.А. О вращениях небесных сфер // Инженер. 2006. №9. С. 15–17.
- [A25] Семиков С.А. Из микромира в Космос // Инженер. 2007. №3. С. 2–5.
- [A26] Семиков С.А. Циолковский и новая космология // Инженер. 2007. №9. С. 2–5.
- [A27] Семиков С.А. Космические лучи – путь к звёздам // Инженер. 2008. №4. С. 5–8.
- [A28] Семиков С.А. Структура света, или самое тёмное дело в истории физики // Инженер. 2008. №5. С. 24–28.
- [A29] Семиков С.А. Баллистика и Космос // Инженер. 2009. №4. С. 2–5.
- [A30] Семиков С.А. Альтернативная электродинамика // Инженер. 2009. №8. С. 26–29; №9. С. 20–23.
- [A31] Семиков С.А. Критика как двигатель науки // Инженер. 2009. №11. С. 2–5.
- [A32] Семиков С.А. Тайна гравитации и антигравитации // Инженер. 2010. №8. С. 20–23.
- [A33] Семиков С.А. Справедливость баллистической теории в радиолокации // Инженер. 2010. №10. С. 6–8.
- [A34] Семиков С.А. Смещение без разбегания. Ритц против Доплера // Техника-молодёжи. 2010. №12. С. 10–13.
- [A35] Семиков С.А. Трансформаторы спектра в космосе и на Земле // Инженер. 2011. №3. С. 10–13.
- [A36] Семиков С.А. «Однако ж прав упрямый Галилей!» Простая разгадка космических чудес // Техника-молодёжи. 2011. №6. С. 4–7.
- [A37] Семиков С.А. Сверхсвет – легко! // Инженер. 2011. №11. С. 24–26, №12. С. 20–25.
- [A38] Семиков С.А. Как украсть миллион электронвольт // Инженер. 2012. №3. С. 24–27.
- [A39] Семиков С.А. Звёздный паноптикум // Инженер. 2012. №5. С. 23–25, №6. С. 14–16.
- [A40] Семиков С.А. Баллистическая теория света против тёмных сил космоса // Техника-молодёжи. 2012. №6. С. 14–17.
- [A41] Семиков С.А. Космические узоры и картины // Инженер. 2012. №8. С. 20–22, №9. С. 18–20.
- [A42] Семиков С.А. Упрямая загадка магнетизма // Инженер. 2012. №11–12. С. 26–29.
- [A43] Семиков С.А. Экзопланетная экзотика: иллюзии и реальность // Техника-молодёжи. 2013. №1. С. 24–26.
- [A44] Семиков С.А. Последняя загадка Сфинкса, или почему светят звёзды? // Инженер. 2013. №2. С. 22–24, №3. С. 26–28, №4. С. 22–25.
- [A45] Семиков С.А. Сверхсветовая техника – прорыв в будущее // Инженер. 2013. №6. С. 18–21, №7. С. 27–29, №9. С. 13–15.

- [A46] Семиков С.А. Неточности космической навигации и баллистические поправки // Инженер. 2014. №1. С. 36–40.
- [A47] Семиков С.А. Пульсары, барстеры и другие космические стрелки // Инженер. 2014. №3. С. 20–23, №4. С. 20–23.
- [A48] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. Н. Новгород: Стимул-СТ, 2010. 612 с.
- [A49] Семиков С.А. Через поля к экзопланетам // Техника-молодёжи. 2014. №6. С. 28–31.
- [A50] Семиков С.А. Загадки и жемчужины космического океана // Инженер. 2014. №10. С. 14–18.
- [A51] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. 3-е изд. Н. Новгород: Перспектива, 2013. 612 с.
- [A52] Семиков С.А. Свойства синхротронного и черенковского излучений в баллистической теории // В кн.: Труды XVIII-й научной конференции по радиофизике. 13–17 мая 2014 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2014. С. 165–167.
- [A53] Семиков С.А. Преобразование частоты света эффектом Ритца в космосе и лаборатории // В сб. тр. 4-й Всероссийской конференции «Радиоэлектронные средства получения, обработки и визуализации информации». Н. Новгород, 2014. С. 47–51.
- [A54] Семиков С.А. Гиперсветовые технологии против релятивистских схем // Инженер. 2015. №1. С. 26–31.
- [A55] Семиков С.А. Методы достижения и регистрации сверхсветовых скоростей у частиц и излучений в ускорителях // В кн.: Труды XIX-й научной конференции по радиофизике. 11–15 мая 2015 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2015. С. 165–167.
- [A56] Семиков С.А. Космические метаморфозы времени // Инженер. 2016. №8–9. С. 18–21.

Доклады и выступления на семинарах и чтениях

1. Семиков С.А. Белопольский – пионер отечественной астрофизики // Труды Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2006 г., Н. Новгород.
2. Семиков С.А. Звёздные парадоксы // Труды Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2009 г., Н. Новгород.
3. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца // ННГУ, 7 июля 2009 г.
4. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца: проблемы и перспективы // ИПФ РАН 22 февраля 2011 г.
5. Семиков С.А. Баллистическая теория // НИФТИ
6. Семиков С.А. Основные положения баллистической теории // 32-е Научно-футурологические чтения НИФТИ 27 марта 2014 г.

7. Семиков С.А. Анализ систематических ошибок космической навигации, радиолокации и лазерной локации космических тел и аппаратов // 33-е Научно-футурологические чтения НИФТИ 24 апреля 2014 г.
8. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и критерии её экспериментальной проверки // МОИП 23 мая 2014 г.
9. Семиков С.А. Критерии проверки баллистической теории в области физики высоких энергий // ИПФ РАН. 8 июля 2014 г.
10. Semikov S.A. Universal transformers of light frequency // IPHT (Институт Фотонных Технологий), Германия, Йена 14 декабря 2010.
11. Семиков С.А. Природа эффекта Барра у двойных звёзд и экзопланет // 36-е Научно-футурологические чтения ННГУ (НТОРЭС) 8 августа 2014 г.
12. Семиков С.А. Сильные взаимодействия и баллистическая теория Ритца // 38-е Научно-футурологические чтения ННГУ (НТОРЭС) 29 октября 2014 г.
13. Семиков С.А. Аберрации изображений и радиоизображений космических объектов как результат их движения // 57-я Научно-техническая минikonференция-семинар ННГУ (НТОРЭС) 21 марта 2016 г.