

# Математические начала баллистической теории, часть 1

Редакция вторая, дополненная

Юрий Попов

**Предисловие.** Эта статья не является популярным, занимательным изложением баллистической теории. Ее цель – дать четкий и ясный вывод основных формул баллистической теории, касающихся взаимодействия зарядов, а также рассмотреть их следствия и их согласие с экспериментом. За популярным и подробным изложением современного состояния баллистической теории автор отсылает читателя к книге Сергея Семикова [1] и источникам на сайте [ritz-btr.narod.ru](http://ritz-btr.narod.ru). Автор рассчитывает, что читатель знаком с основными понятиями геометрии, векторного анализа, основами дифференциального и интегрального исчисления. Используемая математика довольно проста, однако автор везде старается выводить точные формулы, прежде чем прибегать к приближениям для конкретных задач.

**Аннотация.** Излагается баллистическая модель взаимодействия зарядов, впервые предложена Ритцем и развита С. Семиковым. Пусть каждый заряд постоянно испускает во все стороны поток частиц (реонов), которые взаимодействуют с другими зарядами посредством мгновенного упругого удара. При этом выполняются классические законы сохранения энергии и импульса. Реоны считаются бесконечно малыми «точечными массами», которые не сталкиваются между собой. Для описания притяжения между разноименными зарядами считается, что отрицательные заряды обладают отрицательной массой и испускают реоны с отрицательной массой (ареоны).

**Введение** – *данный раздел имеет дидактическое значение и может быть пропущен, выводимая здесь формула уже известна специалистам-баллистикам, см, например [2].*

Рассмотрим столкновение реона с зарядом, представляющим собой идеально гладкий шар. Пусть удар будет мгновенным и абсолютно упругим. Так как мы будем рассматривать движение на плоскости, ограничим рассмотрение компланарными ударами (рис. 1), когда векторы  $\vec{v}_0$  и  $\vec{V}_0$  находятся в одной плоскости с прямой, соединяющей точку удара с центром шара. Обозначим массу реона  $m$ , а массу заряда  $M$ .

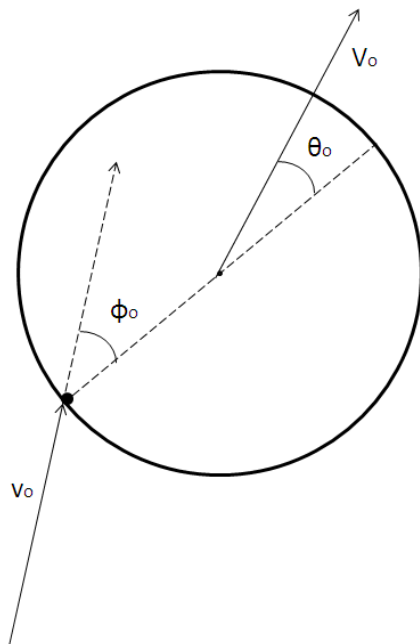


Рис. 1. Схема удара.

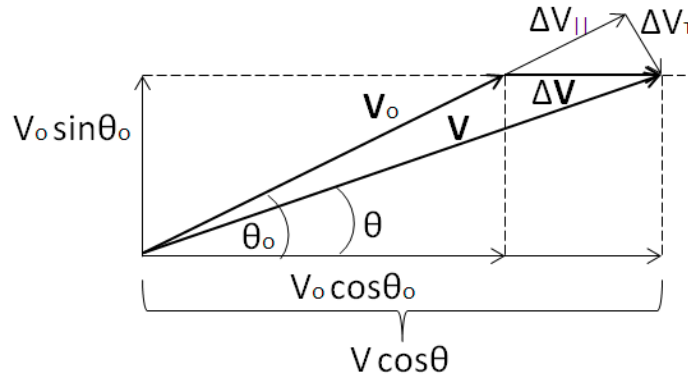
При ударе двух абсолютно гладких шаров импульс передается только по прямой, соединяющей их центры. Остальные компоненты импульса остаются неизменными. Запишем законы сохранения импульса и энергии для этого случая.

$$\begin{aligned}
 mv_o \cos \phi_o + MV_o \cos \theta_o &= mv \cos \phi + MV \cos \theta \\
 mv_o^2 + MV_o^2 &= mv^2 + MV^2 \\
 v_o \sin \phi_o &= v \sin \phi \\
 V_o \sin \theta_o &= V \sin \theta
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Нам нужно найти изменение скорости заряда в результате удара. Получаем:

$$\begin{aligned}
 |\Delta \vec{V}| &= V \cos \theta - V_o \cos \theta_o = \frac{2}{\mu + 1} (v_o \cos \phi_o - V_o \cos \theta_o) \\
 V \sin \theta - V_o \sin \theta_o &= 0 \\
 \mu &= \frac{M}{m}
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Для анализа движения заряда удобнее использовать другое представление – параллельное и перпендикулярное приращения скорости (рис. 2).



**Рис. 2.** Изменение скорости заряда. Жирным шрифтом обозначены векторы.

Из рисунка очевидно, что:

$$\begin{aligned}
 \Delta V_{\parallel} &= V \cos(\theta_o - \theta) - V_o = |\Delta \vec{V}| \cos \theta_o \\
 \Delta V_{\perp} &= -V \sin(\theta_o - \theta) = -|\Delta \vec{V}| \sin \theta_o \\
 |\Delta \vec{V}| &= \frac{2}{\mu + 1} (v_o \cos \phi_o - V_o \cos \theta_o)
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Для исключения угла  $\theta_o$  мы можем ввести угол между начальной скоростью реона и начальной скоростью тела – *угол атаки* (термин из баллистики):

$$\gamma_o = \theta_o - \phi_o
 \tag{4}$$

$$\Delta V_{\parallel} = \frac{2}{\mu + 1} \left[ (v_o - V_o \cos \gamma_o) \cos \gamma_o \cos^2 \phi_o - \frac{1}{2} (v_o \sin \gamma_o - V_o \sin 2\gamma_o) \sin 2\phi_o - V_o \sin^2 \gamma_o \sin^2 \phi_o \right]$$

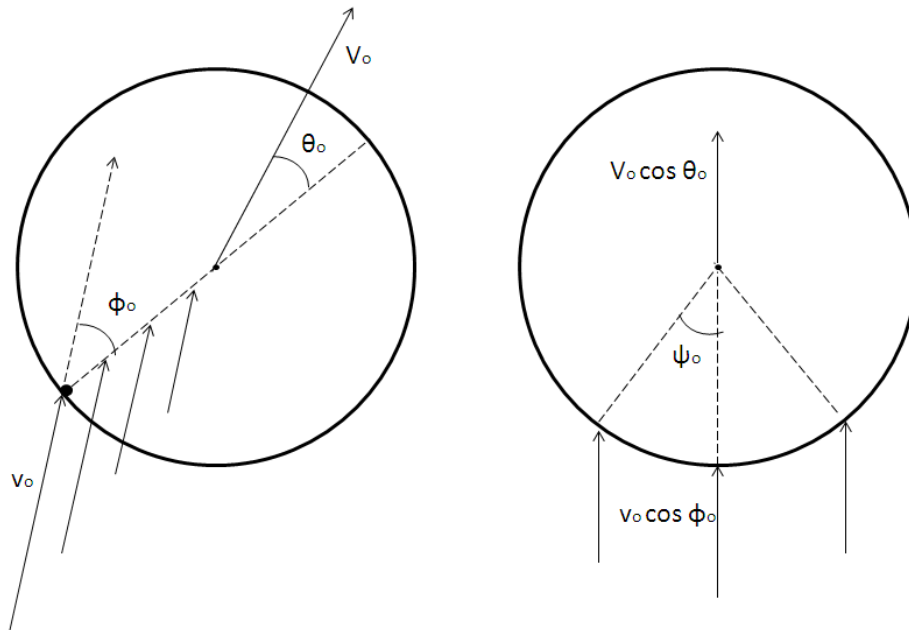
$$\Delta V_{\perp} = \frac{2}{\mu + 1} \left[ -v_o \sin \gamma_o \cos^2 \phi_o - \frac{1}{2} (v_o \cos \gamma_o - V_o \cos 2\gamma_o) \sin 2\phi_o + \frac{V_o}{2} \sin 2\gamma_o \cos 2\phi_o \right]$$

Эти выражения исчерпывающе описывают изменение скорости заряда при единичном компланарном ударе. Однако, для рассмотрения движения заряда в *потоке* реонов, необходимо так или иначе усреднить эти выражения по углу  $\phi_o$ . При этом исчезнет зависимость от введенной нами ранее системы координат, что позволит решать общие задачи.

Для усреднения необходимо ввести те или иные предположения. Для нашей задачи выглядит разумным следующий вариант:

- 1) Масса заряда много больше массы реона.
- 2) Поток однороден (то есть все скорости реонов  $\vec{v}_o$  сонаправлены) и достаточно интенсивен, чтобы промежуток времени между ударами по разным частям поверхности заряда был пренебрежимо мал по сравнению с промежутком времени между ударами по одной и той же точке заряда. То есть мы пренебрегаем «качаниями» заряда и считаем, что реоны находят на него волнами, ударяя одновременно по всей доступной поверхности. Отсюда  $\gamma$  не зависит от  $\theta_o$ , что позволит нам усреднить удары по разным участкам поверхности заряда.

Если рассматривать заряд как шар (а не цилиндр), то необходимо также учесть некомпланарные удары. Некомпланарные удары с одинаковым углом  $\phi_o$  показаны на рис. 3.



**Рис. 3.** Некомпланарные удары (в проекции на две перпендикулярные плоскости).

В рамках нашего приближения, каждая пара некомпланарных ударов с одинаковым углом наклона  $\phi_o$  и с одинаковым азимутальным углом  $\psi_o$  передаст импульс телу в том же направлении, что и компланарный удар с тем же углом  $\phi_o$  и в пропорции  $2 \cos^2 \psi_o$ . Однако, при условии однородности потока, плотность налетающих на поверхность шара реонов также будет зависеть от угла как  $\cos \psi_o$ . То есть, для каждого угла  $\phi_o$  появится коэффициент:

$$\langle \cos^3 \psi_o \rangle = \pi R \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^3 \psi_o d\psi_o = \frac{2\pi R}{3}$$

Где  $R$  – радиус шара. Теперь мы можем проинтегрировать выражения (4) по углу  $\phi_o$  (умножив их предварительно на  $\cos \phi_o$  с учетом того, что поток распределяется по поверхности шара в этой пропорции из-за ее кривизны).

$$\Delta V_{\parallel} = \frac{8\pi R^2}{9(\mu + 1)} (v_o \cos \gamma_o - V_o)$$

$$\Delta V_{\perp} = -\frac{8\pi R^2}{9(\mu + 1)} v_o \sin \gamma_o$$

Для усреднения разделим выражения на площадь заряда, доступную потоку:  $S = 2\pi R^2$ . Получим:

$$\Delta V_{\parallel} = \frac{4}{9(\mu + 1)} (v_o \cos \gamma_o - V_o)$$

$$\Delta V_{\perp} = -\frac{4}{9(\mu + 1)} v_o \sin \gamma_o \quad (5)$$

Чтобы избавиться от зависимости от системы координат, представим эти выражения в векторном виде:

$$\cos \gamma_o = \frac{(\vec{v}_o \vec{V}_o)}{v_o V_o}$$

$$\sin \gamma_o = -\frac{(\vec{v}_o \times \vec{V}_o)_z}{v_o V_o}$$

Здесь ось  $Z$  направлена на нас перпендикулярно плоскости рисунка (см. рис 1, 2). Тогда направление вектора  $\Delta \vec{V}_{\perp}$  можно учесть еще одним векторным умножением на скорость  $\vec{V}_o$ .

$$\vec{V}_o \times (\vec{v}_o \times \vec{V}_o) = V_o^2 \vec{v}_o - (\vec{v}_o \vec{V}_o) \vec{V}_o$$

Окончательно мы получили общие выражения для изменения скорости заряда (гладкого шара) в однородном потоке реонов в результате одного (усредненного по поверхности шара) соударения:

$$\Delta \vec{V}_{\parallel} = \frac{4}{9(\mu + 1)} \left( \frac{(\vec{v}_o \vec{V}_o)}{V_o^2} - 1 \right) \vec{V}_o \quad (6)$$

$$\Delta \vec{V}_\perp = \frac{4}{9(\mu + 1)} \frac{\vec{V}_o \times (\vec{v}_o \times \vec{V}_o)}{V_o^2} = \frac{4}{9(\mu + 1)} \left( \vec{v}_o - \frac{(\vec{v}_o \vec{V}_o)}{V_o^2} \vec{V}_o \right)$$

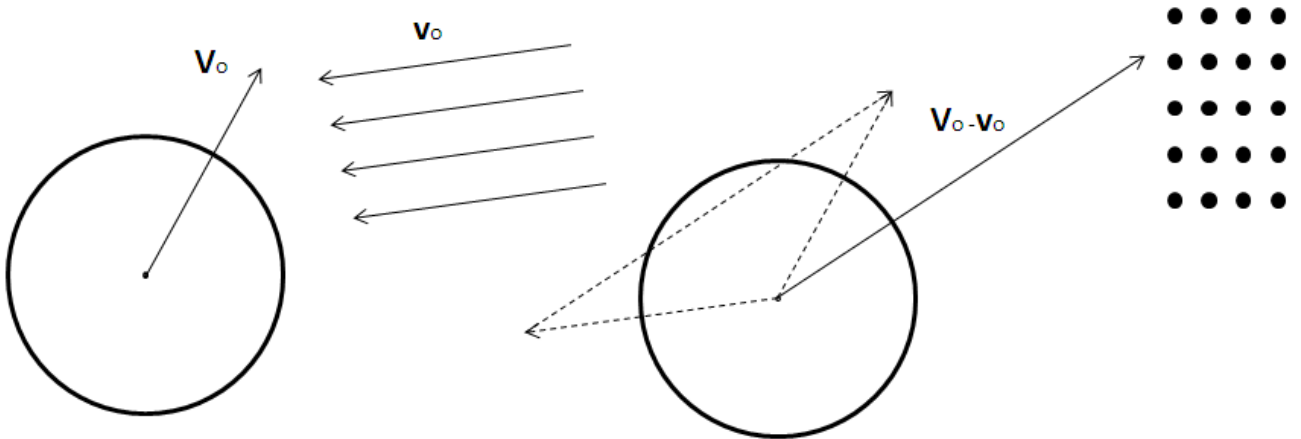
Выражения для полного вектора изменения скорости и его модуля будут выглядеть как:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{V} &= \frac{4}{9(\mu + 1)} (\vec{v}_o - \vec{V}_o) \\ |\Delta \vec{V}| &= \frac{4}{9(\mu + 1)} |\vec{v}_o - \vec{V}_o| \end{aligned} \quad (7)$$

Можно видеть, что изменение скорости заряда в потоке реонов соответствует векторной разности скорости реонов и скорости заряда, с коэффициентом пропорциональности, в общем случае зависящим от формы заряда и соотношения масс заряда и реона.

### Механика.

Пока мы получили изменение скорости заряда в результате среднего единичного соударения в потоке. Чтобы ввести понятие ускорения, рассмотрим как частота попаданий реонов зависит от их скорости и скорости заряда (рис. 4). Здесь следует заметить, что мы пользуемся классическими преобразованиями Галилея для перехода между системами отсчета движущимися равномерно и прямолинейно (к которым относятся все заряды в моменты между соударениями с реонами, и сами реоны).



**Рис. 4.** Переход в систему отсчета реонов. Жирным шрифтом обозначены векторы.

Мы можем представить однородный поток реонов как  $\vec{j} = n\vec{v}_o$ , где  $n$  – концентрация реонов в пространстве. Для учета скорости заряда перейдем систему отсчета, где реоны покоятся. Тогда поток будет равен:

$$\vec{j} = n(\vec{V}_o - \vec{v}_o)$$

Количество реонов, налетающих на поверхность заряда в единицу времени:

$$\frac{N}{t} = |\vec{j}| \pi R^2$$

$$\Delta t = \frac{1}{|\vec{j}| \pi R^2} = \frac{1}{\pi n R^2 |\vec{v} - \vec{V}|} \quad (8)$$

Отсюда окончательно, переходя к производным, получаем формулы ускорений:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}_{\parallel}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |\vec{v} - \vec{V}| \left( \frac{(\vec{v} \vec{V})}{V^2} - 1 \right) \vec{V} \\ \frac{d\vec{V}_{\perp}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |\vec{v} - \vec{V}| \left( \vec{v} - \frac{(\vec{v} \vec{V})}{V^2} \vec{V} \right) \\ \frac{d\vec{V}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |\vec{v} - \vec{V}| (\vec{v} - \vec{V}) \end{aligned} \quad (9)$$

Модули соответствующих ускорений:

$$\begin{aligned} \frac{dV_{\parallel}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |v \cos \gamma - V| \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2} \\ \frac{dV_{\perp}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} v |\sin \gamma| \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2} \\ \left| \frac{d\vec{V}}{dt} \right| &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} (v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2) \end{aligned} \quad (10)$$

Мы получили уравнения движения заряда в однородном потоке реонов. Так же в аэродинамике рассчитывается сила, действующая со стороны атмосферы на снаряд в форме шара, где  $\vec{v}$  – скорость ветра, а  $\vec{V}$  – скорость снаряда (без учета вязкости и турбулентности) [2].

Переход к производным означает, что  $|\Delta \vec{V}| \ll |\vec{V}|$ . Только тогда мы можем заменить приращение дифференциалом. При такой замене  $dV_{\parallel} = dV$ , то есть отвечает изменению модуля скорости, тогда как  $dV_{\perp} = V d\theta$  – характеризует изменение направления скорости.

Покажем, что из данной модели следует **второй закон Ньютона**.

В рамках данной модели понятие силы излишне. Но для сравнения с классической механикой и теорией относительности, необходимо ее ввести. Заметим, что СТО предпочитает рассматривать не зависящие от скорости силы («поля»), но вводит новые выражения для энергии и импульса, которые можно получить, если считать *массу* зависящей от скорости. Причина этого – в замене преобразований Галлилея на преобразования Лоренца, которые противоречат сохранению классических энергии и импульса.

Второй закон Ньютона в СТО имеет вид:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{M\vec{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \right) = \frac{M}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \frac{d\vec{V}}{dt} + \frac{M}{(1 - V^2/c^2)^{3/2}} \frac{\vec{V}}{c^2} \left( \vec{V} \frac{dV}{dt} \right)$$

Здесь  $c$  – максимальная скорость передачи взаимодействий, равная скорости света в вакууме. Можно разделить силу на продольную (ускоряющую) и поперечную (отклоняющую) компоненты.

$$F_{\parallel} = \frac{M}{(1 - V^2/c^2)^{3/2}} \frac{dV_{\parallel}}{dt}$$

$$F_{\perp} = \frac{M}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \frac{dV_{\perp}}{dt}$$

Если в нашем случае под силой понимать постоянное (не зависящее от скорости заряда) давление реонов, движущихся со скоростью  $v = c$ , умноженное на эффективную площадь заряда (сечение рассеяния), то получим:

$$F = \frac{4\pi R^2 n m c^2}{9} = \frac{m c^2}{\lambda}$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент с размерностью длины, зависящий от эффективной площади заряда и плотности реонов в потоке,  $m$  – масса реона. Напомним также, что  $M \gg m$ . Тогда

$$\begin{aligned} F_{\parallel} &= \frac{M}{(1 - V/c)^2} \frac{dV_{\parallel}}{dt} \\ F_{\perp} &= \frac{M}{\sqrt{1 + V^2/c^2}} \frac{dV_{\perp}}{dt} \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь, впрочем  $F_{\perp}$  - означает силу, действующую при движении заряда *перпендикулярно потоку реонов*. Тогда как в релятивистской (и классической) механике под отклоняющей силой понимается другое – случай движения *без изменения модуля скорости*. Для этого случая из условия  $\Delta \vec{V}_{\parallel} = 0$  получим зависимость:

$$\cos \gamma = \frac{V}{v} \quad (12)$$

При этом:

$$\Delta t = \frac{1}{\pi n R^2 \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2}} = \frac{1}{\pi n R^2 \sqrt{v^2 - V^2}} \quad (13)$$

То есть, получаем релятивистское «замедление времени», которое на самом деле характеризует частоту соударения реонов с поверхностью заряда при таком движении. Отсюда

$$\frac{dV_{\perp}}{dt} = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} v \sin \gamma \sqrt{v^2 - V^2} = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} (v^2 - V^2) \quad (14)$$

Или, вводя «постоянную силу» и считая  $v = c$ , а  $M \gg m$  получаем:

$$F_{\perp} = \frac{M}{(1 - V^2/c^2)} \frac{dV_{\perp}}{dt} \quad (15)$$

Это уже близко к релятивистскому выражению, хотя и демонстрирует значительно более заметную зависимость силы от скорости.

Отличие выражений (11) и (15) от релятивистских не может служить опровержением модели. Так как все эксперименты, где исследовалось движение тел со скоростями, близкими к скорости света, так или иначе связаны с движением зарядов в электромагнитных полях, необходимо непосредственно рассмотреть природу электрического и магнитного взаимодействия, и вывести соответствующие уравнения движения, которые и будут подлежать экспериментальной проверке.

Что касается классического случая, то при  $V \ll v$  и  $M \gg m$  получаем:

$$M \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{4\pi R^2 n}{9} m v \vec{v} := \vec{F} \quad (16)$$

Это выражение **второго закона Ньютона** в «классическом» пределе, которое также может служить *определением понятия силы*. Если элементарные частицы, из которых состоят все тела, расположены на расстояниях, много больших их размеров (что подтверждает эксперимент), то сила, действующая на макроскопическое тело будет примерно пропорциональна количеству частиц в объеме (а не на поверхности), то есть массе макроскопического тела. Это будет верно и для гравитации, если предположить, что ее переносчиками также являются реоны.

Стоит также заметить, что в таком приближении ускорение заряда всегда направлено по скорости реонов. То есть при скоростях  $V \ll v$  в однородном потоке микрочастица всегда будет двигаться по прямой. В случае составного макроскопического тела это не всегда верно и требует отдельного рассмотрения.

Согласно данной модели реоны во-первых достаточно малы, чтобы столкновения между ними можно было не учитывать, а во-вторых – их потоки достаточно интенсивны, так что в рамках этих предположений действует **принцип суперпозиции** для двух и более однородных потоков, действующих на заряд:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\Delta\vec{V}_1}{\Delta t_1} + \frac{\Delta\vec{V}_2}{\Delta t_2} \quad (17)$$

**Принцип относительности Галлилея.** Уравнения движения не должны изменяться при переходе в систему отсчета, движущуюся с постоянной скоростью относительно исходной.

Пусть новая система отсчета движется как целое со скоростью  $\vec{U}$ . Тогда для перехода в эту систему отсчета мы должны прибавить  $\vec{U}$  ко всем скоростям:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |\vec{v} + \vec{U} - \vec{V} - \vec{U}| (\vec{v} + \vec{U} - \vec{V} - \vec{U}) = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |\vec{v} - \vec{V}| (\vec{v} - \vec{V})$$

Таким образом, принцип Галлилея выполняется. Это конечно не служит его доказательством, так как мы уже использовали его, чтобы найти частоту ударов реонов по поверхности заряда.

Однако, доказать принцип Галлилея можно и пользуясь законами сохранения импульса и энергии. Для закона сохранения импульса доказывается тривиально:



$$m\vec{v}_o + M\vec{V}_o = m\vec{v} + M\vec{V}$$

$$m(\vec{v}_o + \vec{U}) + M(\vec{V}_o + \vec{U}) = m(\vec{v} + \vec{U}) + M(\vec{V} + \vec{U})$$

Для закона сохранения энергии можно показать, пользуясь законом сохранения импульса:

$$mv_o^2 + MV_o^2 = mv^2 + MV^2$$

$$m(\vec{v}_o + \vec{U})^2 + M(\vec{V}_o + \vec{U})^2 = m(\vec{v} + \vec{U})^2 + M(\vec{V} + \vec{U})^2$$

$$m\vec{v}_o\vec{U} + M\vec{V}_o\vec{U} = m\vec{v}\vec{U} + M\vec{V}\vec{U}$$

$$(m\vec{v}_o + M\vec{V}_o)\vec{U} = (m\vec{v} + M\vec{V})\vec{U}$$

Альтернативно, на основании закона сохранения энергии и принципа Галлилея можно вывести закон сохранения импульса. Кроме того, на основании закона сохранения импульса можно вывести и **закон сохранения момента импульса** относительно любой неподвижной в данной системе отсчета точки, в том числе и в результате мгновенных гладких упругих ударов, на основе которых строится данная модель.

Покажем сначала тривиальный случай – свободное движение заряда и реона. По определению, момент импульса такой системы равен:

$$\vec{L} = m\vec{r} \times \vec{v} + M\vec{R} \times \vec{V}$$

Где  $\vec{r}$ ,  $\vec{R}$  – радиус векторы реона и центра масс заряда соответственно. Пусть в начальный момент времени:

$$\vec{L}_o = m\vec{r}_o \times \vec{v} + M\vec{R}_o \times \vec{V}$$

Тогда в произвольный момент времени  $t$ , если не произошло соударения:

$$\vec{L} = m(\vec{r}_o + \vec{v}t) \times \vec{v} + M(\vec{R}_o + \vec{V}t) \times \vec{V} = \vec{L}_o$$

Пользуясь свойствами векторного произведения, очевидно что момент сохраняется.

Теперь рассмотрим соударение, изображенное на рис. 1. Тогда в начальный момент времени (до удара) момент импульса системы относительно произвольной точки равен:

$$\vec{L}_o = m\vec{r}_o \times \vec{v} + M\vec{R}_o \times \vec{V}$$

После мгновенного удара положение тел не изменилось, но изменились скорости.

$$\vec{L} = m\vec{r}_o \times (\vec{v} - \mu\Delta\vec{V}) + M\vec{R}_o \times (\vec{V} + \Delta\vec{V}) = \vec{L}_o + M\vec{R}_o \times \Delta\vec{V} - m\mu\vec{r}_o \times \Delta\vec{V}$$

Изменение момента импульса равно:

$$\Delta\vec{L} = M(\vec{R}_o - \vec{r}_o) \times \Delta\vec{V} = 0$$

Однако, вектор  $(\vec{R}_o - \vec{r}_o)$  лежит на прямой, соединяющей реон с центром масс заряда, а импульс передается только по этой прямой. Значит, вектора  $\Delta\vec{V}$  и  $(\vec{R}_o - \vec{r}_o)$  коллинеарны и их векторное произведение равно нулю. Что и требовалось доказать.

Несколько более сложная ситуация возникает в случае собственного вращения абсолютно твердого тела (то есть системы жестко связанных микрочастиц). Мы этот случай пока рассматривать не будем, тем более что в рамках данной модели *жесткая связь не возможна*.

Первый закон Ньютона также следует из закона сохранения импульса как тривиальный случай.

Третий закон Ньютона в общем случае может и не выполняться, так как в данной модели исключено дальнее действие. Однако, если считать, что все взаимодействия во Вселенной вызваны только заряженными частицами, которые взаимодействуют по механизму, описанному в следующем разделе, то действие всегда будет равно противодействию (для элементарных процессов столкновения реонов с зарядами, и любой их комбинации).

В заключение по разделу можно сказать, что в основу механики (а в перспективе – всей физики) можно положить две основных аксиомы – принцип Галлилея и закон сохранения энергии, а также понятие мгновенного упругого удара.

### 1. Электростатическое взаимодействие. Сила Кулона.

Наиболее прямой метод введения электростатического взаимодействия в данной модели – испускание каждым зарядом потока реонов во все стороны. Для феноменологического введения притяжения предположим, что положительные заряды имеют положительную массу и испускают положительные реоны. Тогда отрицательные заряды должны иметь отрицательную массу и испускать отрицательные реоны (ареоны). Для простоты **в дальнейшем изложении оба типа переносчиков взаимодействий будут называться термином «реоны»**, за исключением специально оговоренных случаев.

Здесь следует сделать несколько замечаний.

- 1) *Выбор знака произволен.* Мы можем считать массу электронов и ареонов положительной, а массу протонов и реонов – отрицательной (подобно [1]). Однако, для удобства знак массы считаем равным знаку заряда.
- 2) Реоны и ареоны не аннигилируют. Во-первых, в данной модели они точечные, поэтому вообще не могут столкнуться. А во-вторых, если рассмотреть законы сохранения энергии и импульса для столкновения реона и ареона ( $m = -m$ ), единственным решением будет «прохождение» реона и ареона друг сквозь друга без изменения скоростей. Покажем это:

$$\begin{aligned}mv_{10} - mv_{20} &= mv_1 - mv_2 \\mv_{10}^2 - mv_{20}^2 &= mv_1^2 - mv_2^2\end{aligned}$$

Отсюда:

$$\begin{aligned}v_{10} - v_{20} &= v_1 - v_2 \\v_{10} + v_{20} &= v_1 + v_2 \\v_{10} &= v_1 \\v_{20} &= v_2\end{aligned}$$

- 3) При столкновении аэона с отрицательным зарядом закон взаимодействия ничем не будет отличаться от случая реона и положительного заряда, так как знак параметра  $\mu = M/t$  не изменится.
- 4) При столкновении аэона с положительным зарядом и наоборот, заряд получит импульс в обратном направлении («притянется»). Однако, эта сила притяжения будет неизбежно больше, чем сила отталкивания:

$$\left| \frac{F_{+-}}{F_{++}} \right| = \left| \frac{F_{+-}}{F_{--}} \right| = \frac{\mu + 1}{\mu - 1}$$

Мы пока считаем, что  $M \gg t$ , поэтому не учитываем этой разницы. Однако эта разница может служить одной из причин гравитации. Как известно, гравитацию еще в 19 веке пытались вывести из предположения о том, что сила притяжения зарядов слегка превышает силу отталкивания (Зельнер, Вебер и др.).

- 5) Понятно, что для изолированного заряда энергия (в обычном понимании) не сохраняется – протон будет постоянно терять энергию, испуская реоны, а электрон – приобретать энергию (терять отрицательную энергию). Однако, в любой нейтральной системе энергия будет в точности сохраняться.
- 6) Механизм испускания реонов и аэонов, восполнения их «запаса», а также природа положительной и отрицательной массы здесь не обсуждаются. Эти вопросы планируется прояснить в последующих работах. Интересующихся отсылаем к трактовке, предложенной в работе [1].
- 7) Протон по-видимому составная частица, и состоит из электронов и позитронов. Однако пока мы будем использовать для протонов и даже ионов модель идеально гладкого шара, по крайней мере при рассмотрении макроскопических электрических явлений. Структуру протона скорее всего необходимо будет прояснить для разработки модели атома водорода.

Итак, пусть электрон испускает  $N_0$  реонов в единицу времени. Тогда поток реонов, создаваемый им, будет равен:

$$j(r) = \frac{N_0}{4\pi r^2} \quad (18)$$

Согласно данной модели, никакого абсолютного пространства не существует, а значит если предположить, что реоны испускаются со скоростью света, то это скорость в системе отсчета покоящегося заряда – единственной «выделенной» системе отсчета для данного процесса.

Но так как мы основываемся на преобразованиях Галлилея, то в любой другой системе отсчета скорость реонов будет *векторно складываться* со скоростью системы.

Поэтому при ускоренном движении электрона, реоны, испущенные позже, будут догонять реоны, испущенные раньше. Это самое кардинальное отличие баллистической модели от волновой. Его следствием является «эффект Ритца» и другие эффекты, связанные с излучением ускоренных зарядов [1].

Но пока ограничимся взаимодействием покоящихся электронов. Так как мы не ничего не знаем о структуре электрона, мы не рассматриваем структуру его «поля» в ближней зоне. Кроме того,

так как мы выводили уравнения движения в однородном потоке, то необходимо исключить геометрический фактор, то есть  $r \gg R$ .

Поток можно представить в виде  $j(r) = n(r) c$ .

Тогда сила, с которой один электрон действует на другой, находящийся на расстоянии  $r$  и покоящийся относительно первого будет:

$$M_e \frac{dV_{\parallel}}{dt} = \frac{4\pi n R_e^2 m c^2}{9} = \frac{N_o R_e^2 m c}{9 r^2} \quad (19)$$

Используя выражение для силы Кулона в системе СИ, можно сделать вывод:

$$\frac{e^2}{\epsilon_o} = \frac{4\pi N_o R_e^2 m c}{9} = \sigma \quad (20)$$

Утверждается, что закон Кулона экспериментально проверен и для элементарных частиц, и что заряды электрона и протона совпадают. Значит, при условии, что  $N_{oe} = N_{op}$  должно быть  $R_e = R_p$ . В принципе, такая возможность не отрицается, однако скорее всего протон имеет сложную структуру, и закон Кулона выполняется для него только на больших расстояниях (на это указывает и существование ядерных сил).

Отсюда видно, что понятие заряда, как характеристики присущей одному электрону (или позитрону, протону и т.д.) теряет смысл. Заряды надо понимать в смысле количества элементарных зарядов. То есть единицей измерения заряда необходимо сделать «электрон», а закон Кулона для любых макроскопических тел нужно представлять в виде:

$$F = \sigma \frac{N_1 N_2}{4\pi r^2} \quad (21)$$

Где  $\sigma$  – размерная постоянная, соответствующая «току массы» реонов через эффективную площадь электрона,  $N_1, N_2$  – число (избыток или недостаток) электронов в телах. Не удивительно, что заряд в Гауссовой системе координат имеет дробную размерность. *Физический смысл имеет только квадрат «элементарного заряда».*

В остальном, для расчетов можно пользоваться понятием «электрическое поле», потенциал и другие. Например, теорема Гаусса о потоке вектора электрического поля через замкнутую поверхность вероятно верна и в данной модели – ведь заряды являются единственными источниками «электрического поля», а точнее – поля импульсов реонов. Поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться результатами классической электростатики.

## 2. Магнитное взаимодействие. Сила Ампера.

Пока данная модель не продемонстрировала никакой предсказательной силы. Выражение для силы Кулона достаточно очевидно следует из ее предпосылок, но с таким же успехом может служить ее исходным пунктом.

Поэтому необходимо рассмотреть взаимодействие движущихся зарядов (токов) и сравнить предсказания модели с известными экспериментальными результатами.

Для начала проанализируем достаточно простой, но фундаментальный случай – взаимодействие двух бесконечных проводников с током. Как известно из эксперимента, проводники с параллельным направлением тока притягиваются, с антипараллельным – отталкиваются, а если ток течет только по одному из них, либо они движутся друг относительно друга как целое – взаимодействия нет. Все эти эффекты должна объяснить данная модель. (подобный вывод содержится и в работе [1], но мы воспроизведем его более подробно. Аналогичный вывод в рамках несколько иной теории также содержится в работе [3]).

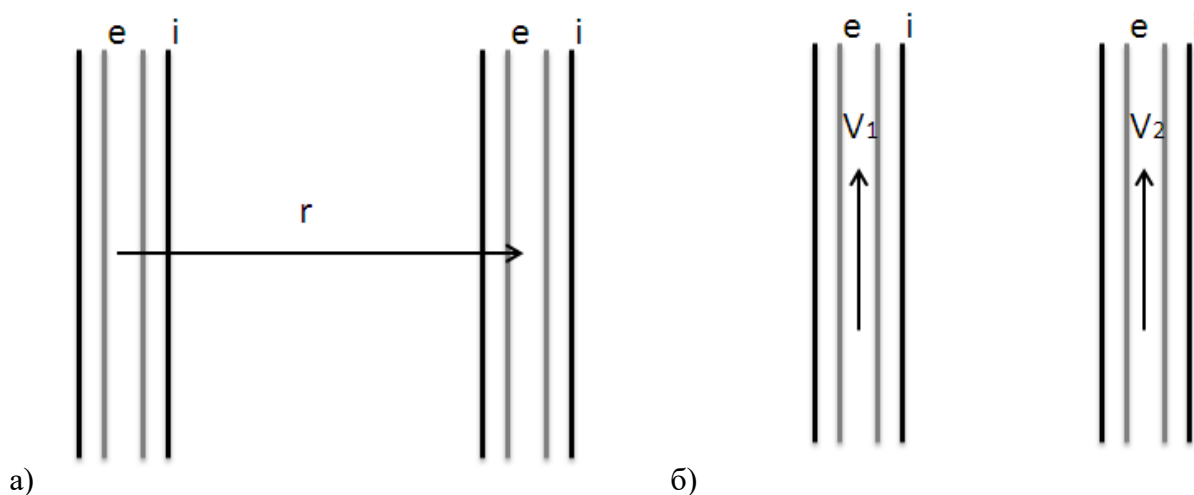
Представим металлический провод как цепочку электронов, связанную с цепочкой ионов (рис. 5а). Тогда сила взаимодействия между двумя проводами будет складываться из четырех компонентов:  $F_{ee}, F_{ii}, F_{ei}, F_{ie}$ . Мы пока считаем, что при приложении к нему силы, провод движется как целое. Из опыта известно, что энергия связи металлов очень велика, поэтому будем пока считать, что движение электронов на нее никак не влияет.

Пользуясь законом Кулона (или теоремой Гаусса) можно рассчитать, что сила, с которой одна заряженная нить действует на другую, приближенно равна (без учета знака):

$$F_o = \frac{\sigma N_1 N_2}{2\pi r l} \quad (22)$$

Здесь  $N_1, N_2$  – число электронов в нитях,  $l$  – длина нити. Когда электроны и ионы каждого провода покоятся друг относительно друга, сумма сил очевидно равна нулю.

В таком случае, пусть электроны обоих проводов начнут двигаться параллельно проводу с произвольными по величине и направлению скоростями (рис. 5б). То есть, пусть в обоих проводах текут токи.



**Рис. 5.** а) Модель двух взаимодействующих проводов, б) Провода с токами.

Запишем общие формулы для модулей продольных и перпендикулярных сил (см (10) и (20)):

$$F_{\parallel} = \frac{F_o}{c^2} (v \cos \gamma - V) \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2}$$

$$F_{\perp} = \frac{F_o}{c^2} v \sin \gamma \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2} \quad (23)$$

Где по-прежнему  $v$  – скорость реонов,  $\gamma$  – угол между скоростью реонов и скоростью зарядов (в данном случае угол между скоростью реонов и проводом), а  $V$  – скорость зарядов.

В рассматриваемом нами случае угол  $\gamma$  всегда близок к  $\pi/2$ , а скорость  $V \ll c$ , а значит  $F_{\parallel} \ll F_{\perp}$ . Поэтому в первом приближении нас интересуют только отклоняющие силы  $F_{\perp}$ . Знаки условимся выбирать по обычному правилу – плюс для сил отталкивания и минус для сил притяжения.

Итак, сила с которой первый провод действует на второй будет складываться из:

$$F = F_{ee} + F_{ii} + F_{ei} + F_{ie}$$

$$F_{ii} = F_o$$

Для расчета сил взаимодействия между электронами перейдем в систему отсчета, где электроны провода 1 покоятся. Тогда  $v = c$ ,  $\gamma = \pi/2$ , а  $V = V_2 - V_1$ . Тогда очевидно

$$F_{ee} = F_o \sqrt{1 + \frac{(V_2 - V_1)^2}{c^2}} \quad (24)$$

Нетрудно показать, что такой же результат получается и в исходной системе отсчета, а также в любой другой. Сила, действующая на электроны провода 1 со стороны электронов провода 2 имеет ту же самую величину.

Аналогичным способом найдем силы между электронами и ионами:

$$F_{ie} = -F_o \sqrt{1 + \frac{V_2^2}{c^2}} \quad (25)$$

$$F_{ei} = -F_o \sqrt{1 + \frac{V_1^2}{c^2}}$$

Тогда в сумме получаем:

$$F = F_o \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{(V_2 - V_1)^2}{c^2}} - \sqrt{1 + \frac{V_2^2}{c^2}} - \sqrt{1 + \frac{V_1^2}{c^2}} \right) \quad (26)$$

Так как обычные дрейфовые скорости электронов в проводниках на много порядков меньше скорости света, можно разложить это выражение в ряд (здесь мы приведем члены до 4 порядка):

$$F = F_o \left( -\frac{V_1 V_2}{c^2} - \frac{3 V_1^2 V_2^2}{4 c^4} + \frac{V_1 V_2 (V_1^2 + V_2^2)}{2 c^4} \right) \quad (27)$$

Учитывая только первый член, получаем:

$$F = -\frac{\sigma N_1 N_2 V_1 V_2}{2\pi r l c^2} \quad (28)$$

Или учитывая выражения для электрической и магнитной постоянной и силы тока:

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{e^2}{\varepsilon_0} \\ I &= \frac{NeV}{l} \\ \mu_0 \varepsilon_0 &= \frac{1}{c^2}\end{aligned}\quad (29)$$

Окончательно получаем классическое выражение силы Ампера:

$$F = -\frac{\mu_0 l}{2\pi r} I_1 I_2 \quad (30)$$

Интересно, что члены четвертого порядка демонстрируют нам, что существует сила притяжения между проводниками, пропорциональная  $V^4/c^4$  даже в том случае когда движение электронов имеет случайное направление. Покажем это, рассмотрев формулу (27). Второе, отрицательное слагаемое содержит квадраты скоростей и не зависит от их направления, а третье, положительное слагаемое меняет знак при антипараллельных скоростях. Для простоты примем  $|V_1| = |V_2| = V$ .

$$F_{\uparrow\uparrow} = F_o \left( -\frac{V^2}{c^2} + \frac{V^4}{4c^4} \right)$$

$$F_{\uparrow\downarrow} = F_o \left( \frac{V^2}{c^2} - \frac{7V^4}{4c^4} \right)$$

$$F = F_{\uparrow\uparrow} + F_{\uparrow\downarrow} = -\frac{3V^4}{2c^4} F_o$$

Это может служить одним из объяснений наблюдаемого притяжения между незаряженными проводящими пластинами на малых расстояниях, которое часто объясняют так называемым эффектом Казимира (хотя по общепринятой теории, эффект Казимира обратно пропорционален четвертой степени расстояния, так что этот вопрос требует дополнительного рассмотрения).

Это также может служить еще одним ключом к механизму гравитации. Предположения о магнитном характере сил тяготения (по крайней мере между Солнцем и планетами) также высказывались исследователями.

Здесь очень важно заметить, что «магнитное поле», в обычном его понимании, не создается только движущимися зарядами. Для его создания (по крайней мере в данной задаче) нужно *относительное* движение положительных и отрицательных зарядов. Можно показать, что относительное движение проводов как целого не вызывает силы Ампера.

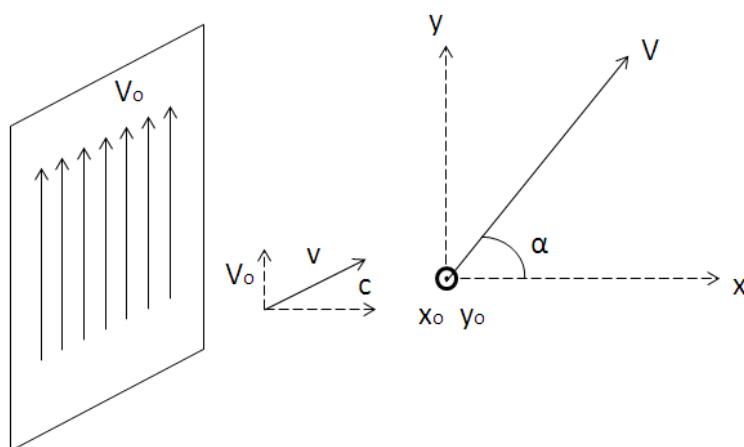
### 3. Движение заряда в постоянном однородном магнитном поле.

Для доказательства существования «магнитного поля» в данной модели не достаточно вывода силы Ампера. Ведь основное свойство постоянного магнитного поля – движение зарядов по окружности или спирали.

Обычно однородным считается магнитное поле внутри бесконечного соленоида. Однако поле бесконечной плоскости с током также является однородным. Это достаточно легко показать, ведь магнитное поле бесконечного провода падает с расстоянием как  $1/r$ . Суммируя бесконечное множество параллельных проводов, получим поле, не зависящее от расстояния.

Поэтому, и мы рассмотрим движение заряда (электрона) возле бесконечной плоскости с током. Благодаря однородности потока реонов в пространстве, мы можем отнести электрон на «бесконечное» расстояние, чтобы исключить его столкновение с плоскостью (если такое будет возможно).

Для решения этой задачи введем координатную систему, где ось  $Y$  параллельна току, а ось  $X$  – перпендикулярна ему и направлена от плоскости. Пусть начало координат совпадает с начальным положением заряда. См. рис. 6.



**Рис. 6.** Движение электрона в потоке бесконечной плоскости с током.

Запишем выражение для ускорения тела в однородном потоке реонов:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |\vec{v} - \vec{V}| (\vec{v} - \vec{V})$$

Обозначим:

$$\frac{4\pi n R^2}{9(\mu + 1)} = A \tag{31}$$

Скорость реонов в данной системе координат равна:

$$\vec{v} = \{c, V_0\}$$

Тогда система уравнений по компонентам примет вид:



$$\begin{aligned}\frac{dV_x}{dt} &= A(c - V_x)\sqrt{(c - V_x)^2 + (V_o - V_y)^2} \\ \frac{dV_y}{dt} &= A(V_o - V_y)\sqrt{(c - V_x)^2 + (V_o - V_y)^2}\end{aligned}\quad (32)$$

Но эти уравнения учитывают только взаимодействие с электронами проводника. А нам нужно также учесть взаимодействие с ионами. Оно очевидно будет иметь тот же вид, но с учетом того что ионы покоятся в выбранной системе координат  $V_o = 0$ . Окончательно получим:

$$\begin{aligned}\frac{dV_x}{dt} &= A(c - V_x)\left[\sqrt{(c - V_x)^2 + (V_o - V_y)^2} - \sqrt{(c - V_x)^2 + V_y^2}\right] \\ \frac{dV_y}{dt} &= A\left[(V_o - V_y)\sqrt{(c - V_x)^2 + (V_o - V_y)^2} + V_y\sqrt{(c - V_x)^2 + V_y^2}\right]\end{aligned}\quad (33)$$

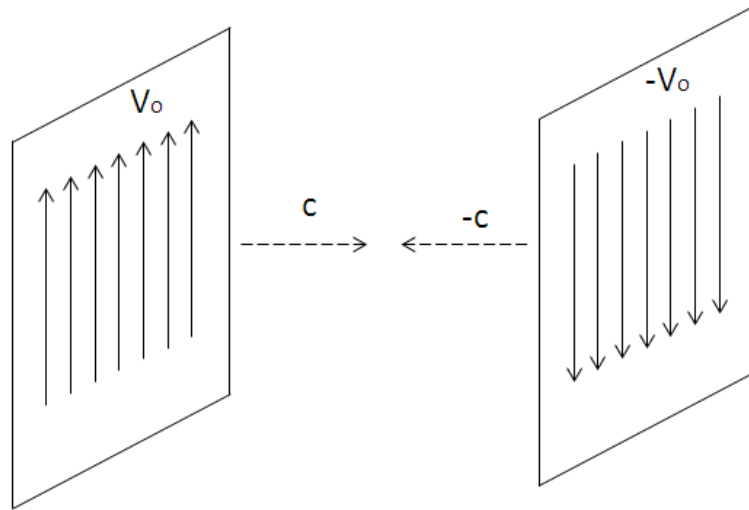
Эти уравнения достаточно сложны. Однако нас интересует приближение, когда все скорости много меньше скорости света. Поэтому разложим корни в ряд вплоть до второго порядка по скоростям. Получим:

$$\begin{aligned}\frac{dV_x}{dt} &= AcV_o\left(\frac{V_o}{2c} - \frac{V_y}{c}\right) \\ \frac{dV_y}{dt} &= AcV_o\left(1 - \frac{V_x}{c}\right)\end{aligned}\quad (34)$$

Эти уравнения легко решаются. Общим решением будет:

$$\begin{aligned}\frac{V_x(t)}{c} &= 1 + C \operatorname{ch}(AV_o t) + D \operatorname{sh}(AV_o t) \\ \frac{V_y(t)}{c} &= \frac{V_o}{2c} + C \operatorname{sh}(AV_o t) - D \operatorname{ch}(AV_o t)\end{aligned}\quad (35)$$

Где  $C$  и  $D$  – константы, зависящие от начальных условий. Хотя величина  $AV_o$ , как это можно показать, соответствует обычной циклотронной частоте, в данном случае движение электрона не является ограниченным. Пластина будет отталкивать или притягивать электрон, в зависимости от направления его начальной скорости. Тем более, в отличие от классического магнитного поля, здесь электрон начнет двигаться даже с нулевой начальной скоростью. Таким образом, «магнитное поле» бесконечной пластины с током нельзя считать однородным.



**Рис. 7.** Две бесконечные пластины с током противоположного направления.

Добавим вторую параллельную пластину с током противоположного направления. В этом случае, скорость реонов, излучаемых электронами второй пластины запишется в нашей системе координат как  $\vec{v} = \{-c, -V_0\}$ . Тогда уравнения преобразуются в:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= -AcV_0 \left( \frac{V_0}{2c} + \frac{V_y}{c} \right) \\ \frac{dV_y}{dt} &= -AcV_0 \left( 1 + \frac{V_x}{c} \right) \end{aligned} \quad (36)$$

Используя принцип суперпозиции, мы можем сложить силы, действующие со стороны каждой пластины:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= -2AV_0V_y \\ \frac{dV_y}{dt} &= -2AV_0V_x \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \frac{V_x(t)}{c} &= C \operatorname{ch}(2AV_0t) + D \operatorname{sh}(2AV_0t) \\ \frac{V_y(t)}{c} &= -C \operatorname{sh}(2AV_0t) - D \operatorname{ch}(2AV_0t) \end{aligned} \quad (38)$$

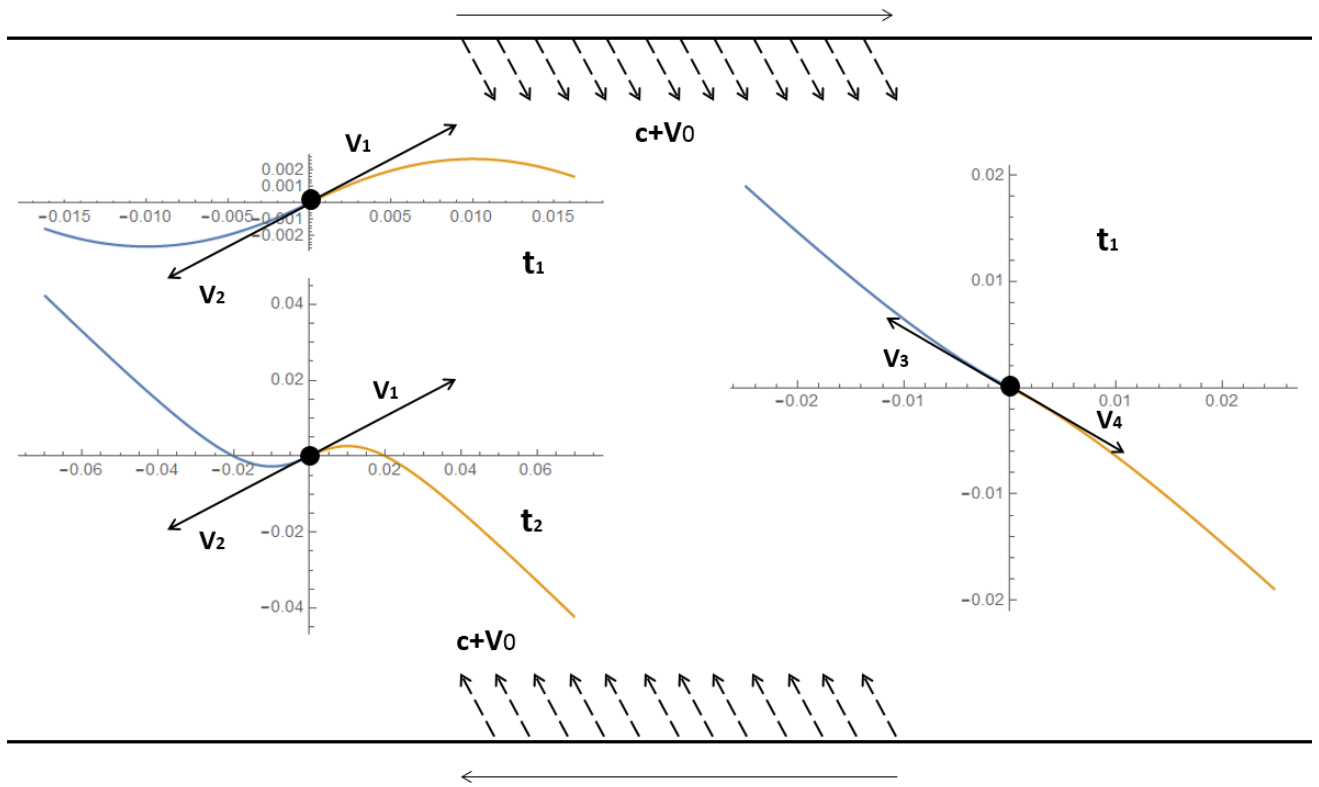
Как видно, движение опять получается не ограниченным, хотя теперь уже воздействие, казалось бы, чисто «магнитное» – при нулевой начальной скорости электрон двигаться не начнет. Тем не менее, основной характер движения остался прежним – движение в сторону одной из пластин, в зависимости от направления начальной скорости (рис. 8).

Добавим аналогичные плоскости сверху и снизу. Тогда получим для верхней плоскости  $v = \{V_0, -c\}$ , для нижней плоскости  $v = \{-V_0, +c\}$ . Снова используя принцип суперпозиции, получим:

$$\frac{dV_x}{dt} = 2AV_0V_y$$

$$\frac{dV_y}{dt} = 2AV_0V_x$$
(39)

Для всех четырех пластин сумма сил равна нулю. В поле двух перпендикулярных пластин электрон будет двигаться по прямой. Для двух параллельных пластин набор траекторий в зависимости от направления начальной скорости представлен на рис. 8. В соответствии с уравнениями (37) или (39) это участки гипербол.



**Рис. 8.** Траектории электрона в поле двух параллельных бесконечных пластин. Пластины находятся сверху и снизу. Стрелками изображены начальные скорости.  $t_1$  и  $t_2$  означают два различных масштаба времени.

Результат довольно странный – движение в результате происходит в сторону одной из плоскостей, несмотря на то, что потоки реонов от каждой из них равны по величине и противоположно направлены. По-видимому, данное приближение либо сама модель не корректны и требуют модификации. Стоит однако заметить, что те же самые траектории (качественно) получаются и при численном расчете по точным уравнениям (33).

Кроме того, может быть необходимым учесть *собственное вращение* электрона под действием противоположных потоков реонов.

Наконец, покажем что величина  $AV_o$  действительно соответствует циклотронной частоте.

$$AV_o = \frac{4\pi n R^2 V_o}{9(\mu + 1)} = \frac{4\pi R^2 m V_o}{9(M + m)} n \quad (40)$$

Воспользуемся тем, что  $M \gg m$ , а также выражением для потока реонов от элементарного заряда:

$$j(r) = n(r) c = \frac{N_o}{4\pi r^2} \quad (41)$$

Для плоскости, в соответствии с теоремой Гаусса, получим ( $l^2$  – площадь пластины):

$$n = \frac{N_o N}{2l^2 c} \quad (42)$$

Тогда:

$$AV_o = \frac{4\pi R^2 m V_o}{9(M + m)} \frac{N_o N}{2l^2 c} \quad (43)$$

Вспомним, что:

$$\frac{e^2}{\varepsilon_o} = \frac{4\pi N_o R^2 m c}{9}$$

$$\mu_o \varepsilon_o = \frac{1}{c^2} \quad (44)$$

$$I = \frac{NeV}{l}$$

Получим окончательно:

$$\omega = AV_o = \frac{e^2}{c^2 \varepsilon_o} \frac{NV_o}{2Ml^2} = \frac{\mu_o e I}{2Ml} \quad (45)$$

Если учесть формулу для магнитного поля бесконечной плоскости:

$$B = \frac{\mu_o I}{2l} \quad (46)$$

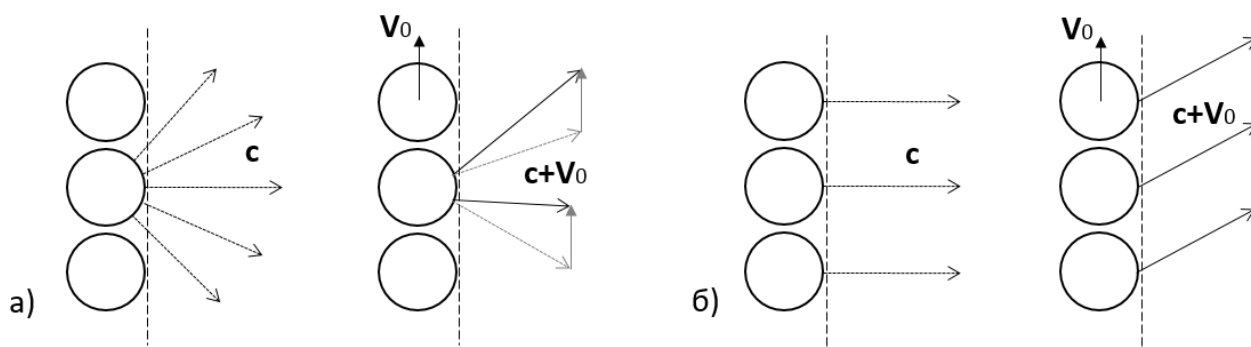
То получим:

$$\omega = AV_o = \frac{eB}{M} \quad (47)$$

Это совпадение все-таки наталкивает на мысль, что модель может дать верные предсказания, но необходимо ее модифицировать. Возможно, в формировании магнитного поля может играть решающую роль цилиндрическая симметрия. То есть, необходимо рассмотреть движение электрона внутри модели цилиндра с током, а не бесконечных плоскостей. Этот вопрос частично рассмотрен в разделе 6.

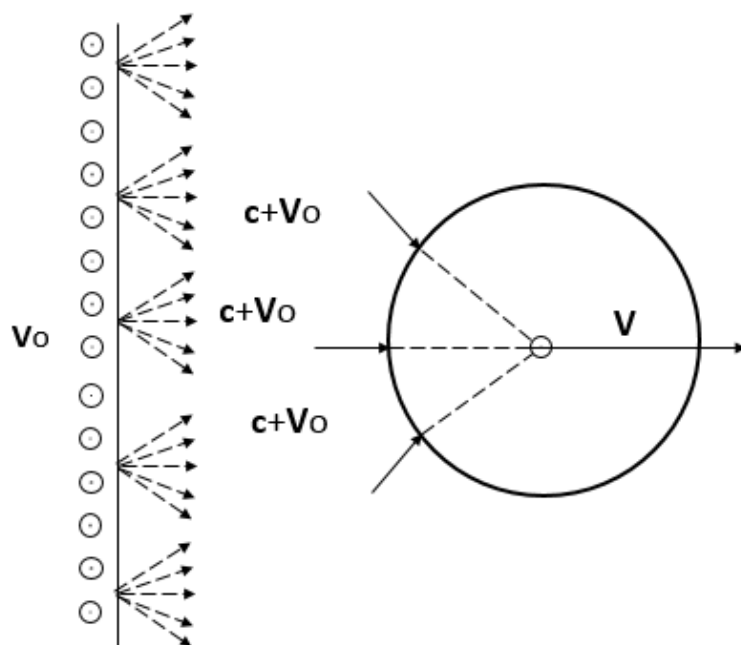
## 5. Учет углового распределения реонов.

Было бы однако ошибкой без оговорок пользоваться теоремой Гаусса, когда речь идет о взаимодействии движущихся зарядов. Мы не можем учитывать только реоны, движущиеся перпендикулярно проводу (или плоскости с током), ведь каждый электрон испускает реоны во всех направлениях (рис. 9). Необходимо учесть, как угловое распределение испущенных каждым зарядом реонов влияет на величину силы, действующей на свободный заряд.



**Рис. 9.** а) Учет реонов, испущенных во всех направлениях, б) учет только реонов, изначально испускаемых перпендикулярно проводу (плоскости).

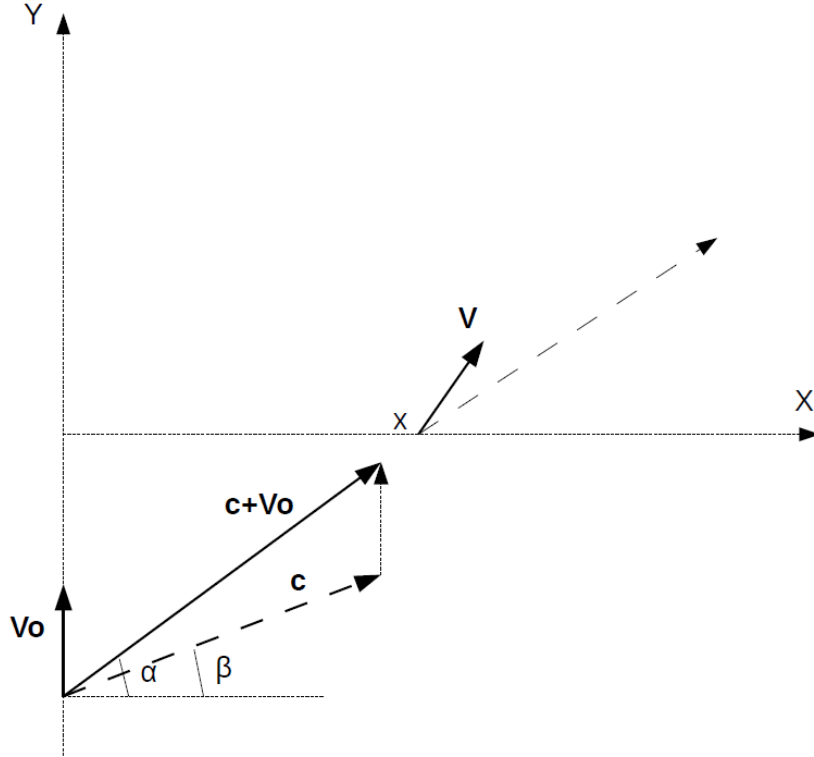
Следует заметить, что мы здесь рассматриваем только такое движение электрона, при котором его траектория всегда лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости с током. Тогда влияние потоков реонов от всех участков плоскости можно учесть согласно рис. 10 (каждые два симметричных некопланарных удара векторно складываются и результирующий импульс находится в плоскости движения электрона).



**Рис. 10.** Движение электрона в потоке реонов от плоскости с током, вид «сверху». Ток направлен на нас. Плоскость, в которой движется электрон перпендикулярна рисунку.

Фактически задача сводится к двумерной, и мы можем делать качественно те же выкладки, что и для одного провода. Задача с произвольным направлением скорости электрона будет решена в дальнейшем.

Для вывода точного выражения силы, которая действует на движущийся заряд, рассмотрим движение электрона возле провода (плоскости) с током (рис. 11). Для начала будем учитывать только движущиеся в проводе (плоскости) электроны, учет ионов в дальнейшем не составит труда.



**Рис. 11.** Схема для вывода силы действия на заряд бесконечного провода (плоскости) с током с учетом углового распределения реонов.

Пусть  $\vec{V}$  – скорость движения свободного электрона,  $\vec{V}_0$  – скорость движения электронов в проводе, а  $\vec{v}$  – как обычно, вектор скорости движения реонов, ударяющих в свободный электрон из данного участка провода. Сила, с которой отдельный участок заряженной нити действует на электрон, имеет вид:

$$d\vec{F} = \frac{dq}{4\pi r^2} |\vec{v} - \vec{V}| (\vec{v} - \vec{V}) \quad (48)$$

Где  $dq$  – заряд данного участка нити, а  $r$  – расстояние от него до свободного электрона. Найдем, как модуль скорости  $v$  зависит от угла  $\alpha$ , который однозначно задает положение участка провода относительно свободного электрона.

$$v = |\vec{c} + \vec{V}_0| = \sqrt{c^2 + 2cV_0 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) + V_0^2} = \sqrt{c^2 + 2cV_0 \sin\beta + V_0^2} \quad (49)$$

Чтобы найти зависимость от угла  $\alpha$ , подставим формулу (48) в следующее выражение:

$$\sin \alpha = \frac{c \sin \beta + V_0}{v} \quad (50)$$

Получим квадратное уравнение для  $\sin \beta$ , решение которого имеет вид:

$$\sin \beta = \pm \sin \alpha \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2} \cos^2 \alpha - \frac{V_0}{c} \cos^2 \alpha} \quad (51)$$

При данном выборе углов нужно взять знак «+», так как углы  $\alpha$  и  $\beta$  отсчитываются в одну и ту же сторону (рис. 9). Отсюда окончательно получаем для скорости реонов:

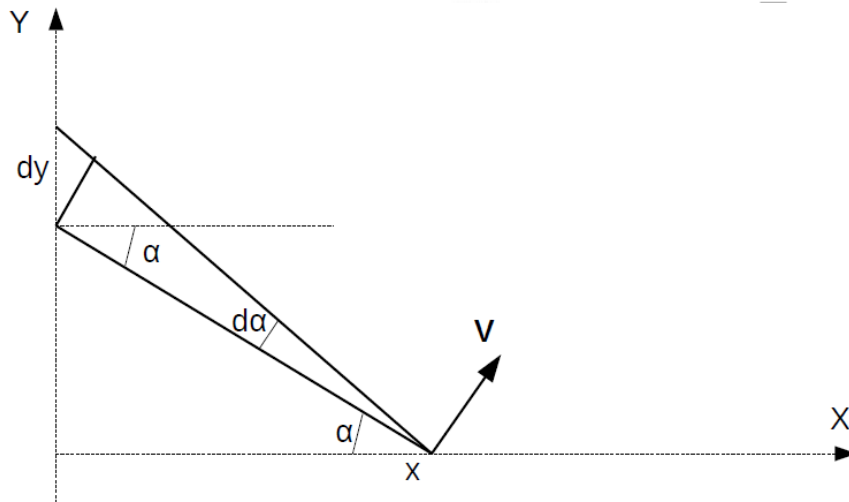
$$v = c \left( \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2} \cos^2 \alpha} + \frac{V_0}{c} \sin \alpha \right) \quad (52)$$

Компоненты скорости реонов в нашей системе координат (рис. 9) будут иметь вид:

$$\begin{aligned} v_x &= v \cos \alpha \\ v_y &= v \sin \alpha \end{aligned} \quad (53)$$

Рассмотрим сразу предельные случаи для конкретных значений угла  $\alpha$ :

$$\begin{aligned} \alpha = 0 & & v &= c \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}} \\ \alpha = \frac{\pi}{2} & & v &= c + V_0 \\ \alpha = -\frac{\pi}{2} & & v &= c - V_0 \end{aligned} \quad (54)$$



**Рис. 12.** Схема для перехода к непрерывному распределению зарядов на проводе.

Для вывода окончательной формулы для силы  $d\vec{F}$  (48) необходимо перейти к непрерывному распределению заряда на проводе, которое также будет зависеть от угла (рис. 12). Пусть  $N$  – число электронов в проводе,  $l$  – длина провода, а  $\sigma$  – постоянная (20). Тогда заряд элементарного участка провода будет равен:

$$dq = \sigma \frac{N}{l} dy$$

Проведем другие необходимые преобразования:

$$r = \frac{x}{\cos \alpha}$$

$$d\alpha = \frac{\cos \alpha}{r} dy$$

$$dy = \frac{x}{\cos^2 \alpha} d\alpha$$

$$\frac{dq}{r^2} = \frac{\sigma N}{l} \frac{x}{\cos^2 \alpha} \frac{\cos^2 \alpha}{x^2} = \frac{\sigma N}{l x}$$

Отсюда окончательно:

$$d\vec{F} = \frac{\sigma N}{4\pi l x} |\vec{v} - \vec{V}| (\vec{v} - \vec{V}) d\alpha \quad (55)$$

Причем,  $\vec{v} = \vec{v}(\alpha)$  определяется из формул (52) и (53). Чтобы найти силу, действующую на заряд от всех электронов провода, нужно проинтегрировать по углу:

$$\vec{F} = \frac{\sigma N}{4\pi l x} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |\vec{v} - \vec{V}| (\vec{v} - \vec{V}) d\alpha \quad (56)$$

С учетом сложности выражения (52) интеграл конечно не берется аналитически, так что необходимо либо проводить численный расчет, либо искать приближение.

Для положительных ионов провода  $V_0 = 0$ , а значит  $v = c$ . Таким образом, вся зависимость от угла сводится к формулам (53) для компонент вектора  $\vec{v}$ .

Разложение полученных формул в ряд Тейлора для случая малых скоростей дает достаточно громоздкие выражения, поэтому для их разложения и интегрирования была использована программа Wolfram Mathematica.

Для движения электрона в поле одной плоскости с током (расположенной как на рис. 6) получаем приближенно:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= AcV_0 \left( \frac{2V_0}{3c} - \frac{2V_y}{3c} \right) \\ \frac{dV_y}{dt} &= AcV_0 \left( \pi - \frac{2V_x}{3c} \right) \end{aligned} \quad (57)$$

Сравнивая с формулой (34) мы видим отличие только в коэффициентах. Для двух параллельных плоскостей с противоположно направленным током соответственно получим:

$$\frac{dV_x}{dt} = -\frac{4}{3} AV_0 V_y \quad (58)$$



$$\frac{dV_y}{dt} = -\frac{4}{3}AV_0V_x$$

Что аналогично формуле (37). В результате для движения электрона в поле двух параллельных плоскостей с током (а также для силы Ампера) получаются практически те же результаты, что и без учета углового распределения реонов, отличающиеся только множителем 2/3. Для силы Ампера и силы Лоренца подобный результат получил ранее Сергей Семиков в работе [1], перейдя сразу к приближению малых скоростей.

## 6. Движение по окружности.

Напомним, что основное свойство магнитного поля в классической физике – оно изменяет только направление движения заряда, но не величину его скорости. И другие случаи движения тел по круговым орбитам как правило оставляют модуль скорости неизменным.

Попробуем рассмотреть более общий вопрос – при каких условиях заряд вообще может *равномерно* двигаться по окружности под действием потока реонов. (Случай действия нескольких потоков от разных источников будет рассмотрен позднее – ясно, что здесь можно подобрать произвольную конфигурацию. Нечто подобное было сделано в разделе 4 – две плоскости с током).

Первый (тривиальный) случай – если поток реонов образует вихрь, то есть они сами движутся по окружности. Однако, в рамках используемого здесь приближения реоны не сталкиваются друг с другом, а также не обладают вязкостью, поэтому создание устойчивого вихря из реонов не представляется возможным.

Тогда попытаемся самостоятельно определить, какими свойствами должен обладать поток реонов, чтобы заряд двигался в нем равномерно по окружности. Это уже было сделано во Введении (раздел «Механика»). Напомним ход рассуждений. Вернемся к выражениям для изменения модуля и направления скорости заряда:

$$\begin{aligned} \frac{dV_{\parallel}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} |v \cos \gamma - V| \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2} \\ \frac{dV_{\perp}}{dt} &= \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} v |\sin \gamma| \sqrt{v^2 - 2vV \cos \gamma + V^2} \end{aligned} \quad (10)$$

Где  $\gamma$  – так называемый «угол атаки» между скоростью реонов  $v$  и скоростью заряда  $V$ . Для равномерного движения необходимо, чтобы модуль скорости был неизменным, то есть:

$$\frac{dV_{\parallel}}{dt} = 0$$

Тогда (исключая тривиальный случай нулевого ускорения) получаем условие:

$$\cos \gamma = \frac{V}{v} \quad (12)$$

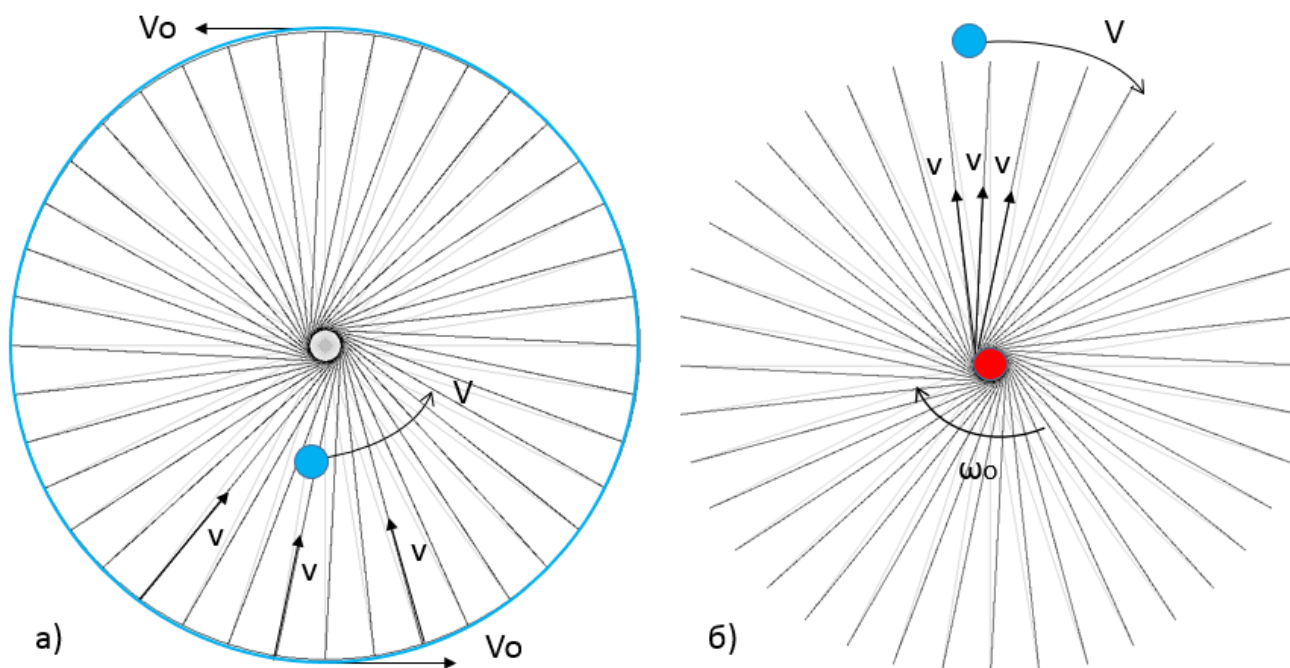
Отсюда

$$\frac{dV_{\perp}}{dt} = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} v \sin \gamma \sqrt{v^2 - V^2} = \frac{4\pi R^2 n}{9(\mu + 1)} (v^2 - V^2) \quad (14)$$

Так как направление скорости заряда постоянно изменяется согласно (14), для устойчивого движения по окружности должно соответственным образом изменяться и направление потока реонов в точке нахождения заряда, а точнее должно оставаться постоянным произведение:

$$v \cos \gamma = V = \text{Const} \quad (59)$$

Рассмотрим наиболее простой случай – пусть модуль скорости реонов также постоянен в пространстве. Тогда их распределение должно иметь аксиальную (цилиндрическую) симметрию, с обязательным присутствием компоненты скорости по направлению движения заряда (рис. 13).



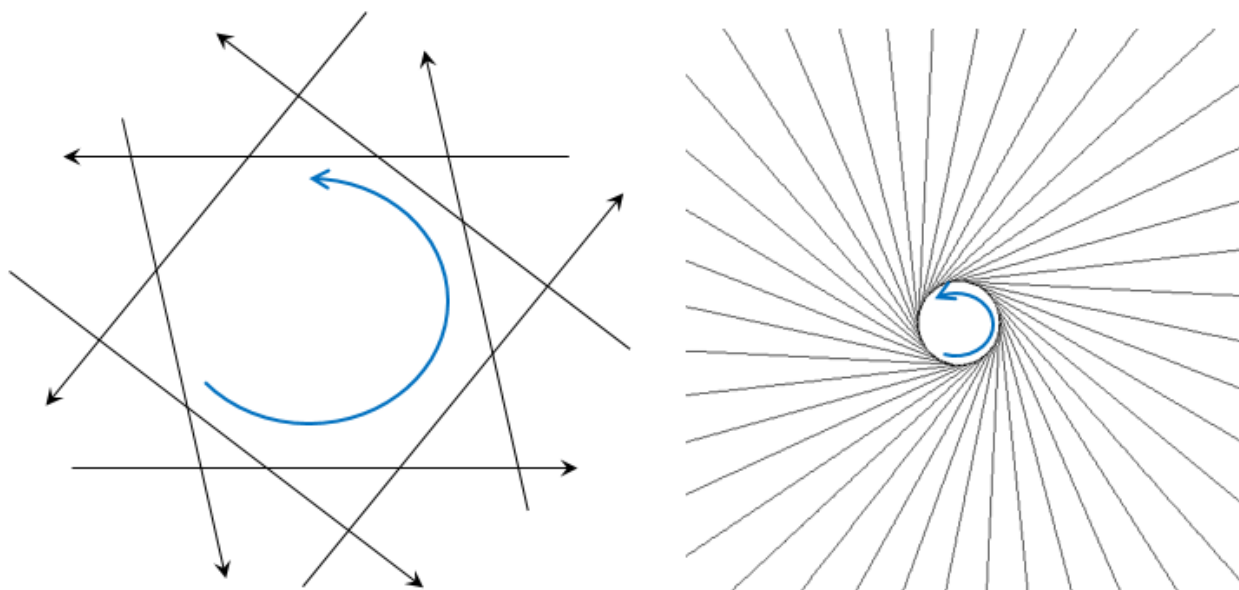
**Рис. 13.** Возможные случаи движения электрона по окружности в одном потоке реонов. а) Вращающееся отрицательно заряженное кольцо (виток с током) или цилиндр (соленоид). б) Вращающийся вокруг своей оси положительный заряд (либо положительно заряженный цилиндр). Бледно-серыми линиями обозначены траектории реонов без вращения.

Для случая соленоида, изображенного на рис. 13а, используем приближение из раздела 3, поясненное на рис. 9(б) – будем рассматривать только потоки реонов, которые первоначально имели перпендикулярное направление (бледно-серые линии на рисунке). Следует заметить, что в случае вращающегося положительного заряда на рис 13б такого приближения не требуется – мы и так учитываем все реоны, которые он испускает в плоскости движения электрона.

В обоих случаях электрон может двигаться по окружности, но только при двух обязательных условиях:

- 1) Центр окружности совпадает с центром соленоида (или с центром положительного заряда).
- 2) Линейная скорость движения заряда равна перпендикулярной компоненте скорости реонов в данной точке.

Следует заметить, что из-за «сноса» реонов вблизи центра соленоида образуется **кинематический вихрь**, «вращающийся» со скоростью  $c$  (рис. 14). Таким образом, даже без учета какого-либо взаимодействия реонов, при определенных условиях они все же могут образовывать вихри.



**Рис. 14.** Принцип формирования кинематического вихря. Справа траектории реонов намеренно оборваны на окружности вихря, чтобы не загромождать рисунок.

Вычислим, как зависит перпендикулярная компонента скорости реонов от расстояния до оси соленоида. Для этого введем цилиндрическую систему координат  $r, \varphi$  и рассмотрим реоны, движущиеся от электронов соленоида (рис. 15). Сравнивая пути, пройденные реонами в двух направлениях, можно показать, что:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{V_0 t}{ct} = \frac{V_0}{c}$$

$$\sin \beta = \cos \varphi = \frac{c}{\sqrt{c^2 + V_0^2}}$$

$$\frac{\sin \alpha}{R V_0/c} = \frac{\sin \beta}{r}$$

$$\sin \alpha = \frac{V_0 R}{c r} \cos \varphi$$

Перпендикулярная компонента скорости заряда направлена по единичному вектору  $\vec{e}_\varphi$

$$v_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt} = r\omega = v \sin \alpha$$

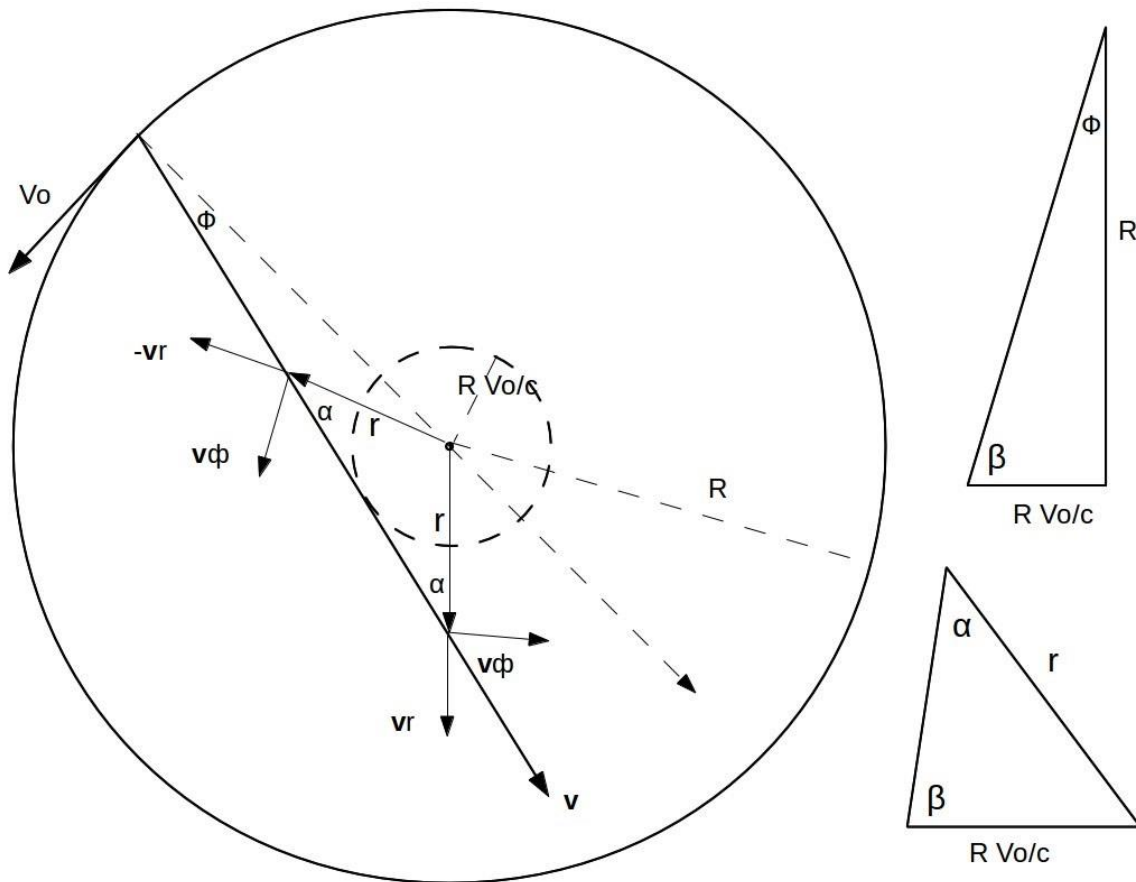
$$v = \sqrt{c^2 + V_0^2}$$

Отсюда окончательно получаем:

$$\begin{aligned} v_{\varphi} &= V_0 \frac{R}{r} \\ \omega &= V_0 \frac{R}{r^2} \end{aligned} \quad (60)$$

Здесь  $v_{\varphi}$  – перпендикулярная компонента линейной скорости реонов,  $\omega$  – гипотетическая скорость «вращения» кинематического вихря в данной точке.

Формулы (60) справедливы и для вращающегося положительного заряда (рис. 13б), но с учетом того, что  $R$  – радиус заряда, а не соленоида.



**Рис. 15.** Схема для расчета перпендикулярной скорости реонов и скорости вращения заряда.

Из формул (60) следует любопытное соотношение между кинетической энергией и частотой электрона, вращающегося по окружности в условиях, изображенных на рис. 13.

$$E_k = \frac{M v_{\varphi}^2}{2} = \frac{M V_0^2 R^2}{2 r^2} \quad (61)$$

$$\begin{aligned} E_k &= \eta \omega \\ \eta &= \frac{M V_0 R}{2} \end{aligned} \quad (62)$$

Другими словами, мы получили связь между энергией и частотой, аналогичную закону Планка, где  $\eta$  – некоторая постоянная с размерностью момента импульса (или действия), не зависящая от радиуса орбиты. Если при этом использовать известные значения постоянной Планка и массы электрона, получим:

$$V_0 R = \frac{2\hbar}{M} = 2.315 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$$

Делать какие-либо выводы из соотношения (62) преждевременно, однако оно демонстрирует, что соотношение между частотой и энергией, использованное Планком при выводе формулы излучения абсолютно черного тела, далеко не обязательно должно быть постулировано исходя из «квантовых» представлений. Оно может следовать и из классической физики.

### **Заключение**

В данной работе показано, что баллистическая теория, основываясь на простейших и интуитивно понятных предположениях, имеет огромный потенциал в объяснении различных явлений природы.

Однако, необходимы дальнейшие точные расчеты, которые позволят сравнить выводы теории с экспериментальными данными о взаимодействии и движении заряженных частиц (пока тут наблюдаются противоречия, по крайней мере с общепринятой трактовкой движения частиц в магнитном поле). Возможно, для достоверного совпадения результатов теории и эксперимента требуется ее доработка по следующим направлениям:

- 1) Учет размера реонов. В этом случае существует вероятность их столкновения, принцип суперпозиции выполняться не будет, а в случае высокой плотности реонов (например, при сближении зарядов) они будут вести себя как идеальный газ.
- 2) Учет экранирования потока реонов зарядами. Это необходимо даже для «точечных» реонов и может заметно менять характер взаимодействия между близко расположенными зарядами.
- 3) Создание конкретной модели структуры заряженных частиц, и учет ее влияния на характер взаимодействия зарядов и реонов.
- 4) Учет конкретной модели протонов, ядер и строения твердых тел для анализа взаимодействия проводников и движения заряженных частиц рядом с ними.
- 5) Возможно и более кардинальное изменение модели, например, такое, как предложил Роберт Фритциус [4]. У него все массы положительны, а эффект притяжения достигается за счет того, что импульс, переданный при отражении реона в два раза превышает импульс, переданный при его поглощении (то есть, заряды разных знаков тоже отталкиваются, но в два раза слабее, чем заряды одного знака). Такая модель, однако требует учета коллективных эффектов, а потому чрезвычайно сложна для расчета.

и т.д.

Во второй части работы планируется рассмотреть движение заряда внутри соленоида с учетом углового распределения реонов, а также полностью описать взаимодействие двух свободно движущихся зарядов одного или разных знаков.

## Литература

- [1] Семиков С.А. “Баллистическая Теория Ритца и картина мироздания” – 3-е изд., перераб. и доп. – Нижний Новгород: Перспектива, 2013,– 612 с.
- [2] Carlucci, Donald E. “Ballistics: theory and design of guns and ammunition”, CRC Press, 2007, формулы (8.100), (8.102)
- [3] Burchell B. “Alternative Physics”, 2010, <http://www.alternativephysics.org/>
- [4] Robert Fritzius “Emission-Absorption-Scattering (EAS) Sub-Quantum Physics”, <http://www.datasync.com/~rsf1/eas.htm>