Доклады Академии наук БССР

1968. Том XII, № 3

УДК 539,12

Академик АН БССР Н. С. АКУЛОВ

О РЕОНАХ КАК СТРУКТУРНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В (1–4) показано, что элементарные частицы, включая лептоны, строятся из фундаментальных частиц (реонов) более легких, чем кварки.

Массы реонов квантуются, и если известен их спектр масс, то массу любой элементарной частицы, за исключением массы электрона, можно рассчитать, определив числа Z_i реонов, из которых она составлена. Тогда определяются также и энергии распада по различным каналам. При распаде элементарной частицы каждый возбужденный реон ($r = 1$)*) переходит в лептон ($r = 0$), сохраняя свой знак заряда и спин, равный $\hbar/2$. Поэтому можно дать следующую общую формулу для определения суммарного числа реонов в элементарной частице:

$$Z_r = 2 \sum_i |\sigma_i| \hbar^{-1}. \qquad (1)$$

Здесь $\sum_i |\sigma_i|$ сумма абсолютных значений спинов в продуктах распада в единицах $\frac{1}{2}$ $\hbar$. Так, например, π^0-пион, который можно рассматривать как квант мезонного поля, распадается на два γ-кванта**). Следовательно, $\sum_i |\sigma_i| = 2\hbar$. Из (1) находим, что π^0 состоит из четырех реонов

$$Z_r = 4. \qquad (2)$$

Учитывая экспериментальное значение массы пиона $\pi^0 = 134{,}97$, мы можем определить теперь массу нейтрального реона

$$m_1 = \frac{1}{4}\ \pi^0 = 33{,}\ 74\ \text{Мэв}/c^2. \qquad (3)$$

Реоны с такого рода массой m_1 при распаде частицы генерируют или нейтрино ν или γ-кванты. Таким образом, нейтральный пион имеет следующую реонную структуру:

$$\pi^0 = \overrightarrow{\nu_1}\ \overrightarrow{\nu_1}\ \overleftarrow{\nu_1}\ \overleftarrow{\nu_1}. \qquad (4)$$

Здесь через ν_1 обозначены нейтральные реоны, для которых главное квантовое число $r = 1$ (см. далее), а $T_3 = 0$. (В отличие от этого гравитон имеет реонную структуру $\overrightarrow{\nu}\ \overrightarrow{\nu}\ \overrightarrow{\nu}\ \overrightarrow{\nu}$, где ν имеют $r = 0$ и могут рассматриваться

*) r — главное квантовое число реона.

**) Случай распада π^0 на три γ-кванта мы рассмотрим в следующем сообщении.

как нейтрино, имеющие изоспин $I=0$. Заменяя в (4) один ν_1 на $e_1^{\pm}$, для которого $r=1$ и $T_3=1$, получаем*):

$$\pi^{\pm}=e_1^{\pm}\,\nu_1\nu_1\nu_1. \tag{5}$$

Из (3) — (5) вытекает, что масса заряженного реона $m_2=38,34$ $Мэв/c^2$. Аналогичным путем можно найти массу «странного одиночного» реона ($m_3=37,83$ $Мэв/c^2$)**). Так как (5) дает реонную структуру $\pi^{\pm}$, мы тотчас можем определить схему его распада ($\pi^{\pm}\rightarrow e_1^{\pm}\,\nu_1\nu_1+\nu_{\mu}$) и установить реонную структуру мюона ($\mu^{\pm}=e^{\pm}\,\nu_1\nu_1$). Отсюда, зная m_1 и m_2, находим массу $\mu^{\pm}=105,8$ $Мэв/c^2$. Результаты расчета хорошо согласуются с опытом (105,7 $Мэв/c^2$). Однако особенно большое значение этот метод расчета масс приобретает, если найти весь спектр масс реонов. Его можно определить и на основе экспериментальных данных и теоретически. Зная m_i, мы получаем возможность рассчитать массы большего числа частиц, их энергии распада и схемы распада, а также вскрыть физическую природу странности и обусловленную ею энергию связи (дефект масс).

Теоретически массы всех возбужденных реонов могут быть получены на основе обобщения на элементарные частицы метода коллективных возбуждений, который был развит О. Бором ([8,9]) и А. С. Давыдовым ([10]) применительно к ядру. Предложенное обобщение базируется: 1) на замене плотности нуклонов на плотность вероятности $|\psi|^2$, где ψ волновая функция пиона; 2) на введении вместо поверхности ядра характеристической поверхности, определяемой условиями $|\psi(R,\vartheta,\varphi)|^2=|\psi(R_0,\vartheta,\varphi)|^2_{\vartheta=\varphi=0}$, $\left(\dfrac{\partial\psi}{\partial\vartheta}\right)_{\vartheta=\varphi=0}=\left(\dfrac{\partial\psi}{\partial\varphi}\right)_{\vartheta=\varphi=0}$, где $R_0=e^2/2m_0c$. Разлагая $(R-R_0)/R_0$ в ряд по сферическим функциям, где $R(\vartheta,\varphi)$ расстояние от центра частицы до точек этой поверхности, и допуская, что коллективные возбуждения связаны с изменением формы характеристической поверхности, после разложения в ряд по сферическим функциям получаем

$$R(\vartheta,\varphi)=R_0\Big[1+\sum_{\lambda\mu}\varkappa_{\lambda\mu}\,Y^*(\vartheta,\varphi)\Big], \tag{6}$$

где малые комплексные величины $\varkappa_{\lambda\nu}$ являются динамическими переменными коллективных движений в элементарной частице.

Дальнейший ход расчетов такой же, как и в теории возбужденных состояний атомных ядер ([8–10]). Именно, переходя обычным путем от динамических переменных $\varkappa_{\lambda\mu}$ и сопряженных с ними импульсов к операторам $b_{\lambda\mu}$, в случае многофононных возбуждений для энергии возбуждения находим

$$E_i=\hbar\,(n_0\,\omega_0+n_1\,\omega_1+n_2\,\omega_2\ldots), \tag{7}$$

где $n_0=0,\ 1\ldots,\ n_1=0,\ 1,\ 2\ldots$ и т. д.

Заметим уже здесь, что формула (7) вследствие общности вторичного квантования применима и к элементарным частицам, и к ядрам. Учитывая в (7), кроме фононных частот $\omega_0\omega_1$, спектр частот, соответствующий различным энергетическим уровням электронов и других частиц в атомах и молекулах, мы можем рассматривать (7) как весьма общее выражение для энергии квантовых систем***). Кризис совершенной теории элементарных частиц выз-

---

*) В ([1]) реонные структуры пионов (4) и (5) были получены путем слияния возбужденных бозонов типа $\nu_1\nu_1$ и $e_1^{\pm}\,\nu_1$. В других энергетических состояниях такого рода бозоны рассматривались в работах ряда авторов, см., например ([5–6]).

**) Для $|S|=1$, $m_3=m_2-m_0$, см. (19′) и (19″).

***) В бозонном представлении.

ван тем, что квантовая механика дает возможность расчета спектральных линий для малых ω_i. Между тем **для квантов мезонных полей и для элементарных частиц наиболее важное значение имеют частоты** ω_0 **и** ω_1. Для их нахождения необходимо развитие ультрарелятивистской механики, которая учитывает движение реонов со скоростями, близкими к скорости света.

Для того чтобы найти общие принципы, на которых должна строиться ультрарелятивистская квантовая механика, мы должны применить (7) к простейшей элементарной частице, имеющей массу покоя, именно π^0 как кванту мезонного поля. Основная цель при этом перейти от энергии в бозонном представлении (7) к энергии в фермионном представлении, т. е. от фононов к реонам, из которых строится материя. При этом мы должны учесть, что любой пион как свободный, так и внутри других частиц состоит из нейтральных реонов. В таком случае для массы нейтрального реона получаем

$$m_i = \frac{1}{4} c^{-2} \sum_l \hbar \, \omega_l \, n_l. \tag{8}$$

Здесь предполагается, что отсчет масс и энергии мы должны вести от нулевой энергии, чтобы удовлетворить условию $m_i = 0$ при $n_l = 0$. Считая, что π^0-пион состоит из частиц, движущихся по окружности с радиусом порядка классического радиуса электрона ($R_0 = e^2/2m_0c^2$) со скоростью v, очень близкой к скорости света, получаем

$$\omega_0 = c/R_0 = 2m_0c^3/e^2. \tag{9}$$

Введем теперь постулат, определяющий спектр частот ω_l через «верхнюю» частоту ω_0:

$$\omega_l = \omega_0 \alpha^l, \; l = 0, 1, 2 \ldots, \tag{10}$$

где $\alpha = e^2/c\hbar$—постоянная тонкой структуры. Подставляя значения (9) и (10) в (8), находим

$$m_i = m_q (n_0 + \alpha n_1 + \alpha^2 n_2) + \sum_k n_k \, \omega_k \, \hbar, \tag{11}$$

где ω_k частоты, определяемые методами обычной квантовой механики, и где*)

$$m_q = \frac{1}{2} m_0 \alpha^{-1} = 35{,}013 \; Мэв/c^2. \tag{12}$$

Если теперь ограничиться случаем, когда колебания характеристической поверхности элементарной частицы носят квадрупольный характер, n_0, n_1, n_2 и соответственно энергия возбуждения оказываются функциями (по крайней мере) пяти квантовых чисел ([10] стр. 165), из которых одно $j = 0, 1, 2, 3$ входит в инвариант импульса вращения $j(j+1)$, а остальные $n_{lk} = 0{,}1$ входят в виде слагаемых (умноженных на некоторые коэффициенты D_k). Изменение указанных квантовых чисел должно приводить к изменениям квантового состояния, в частности переводить нейтральные реоны в заряженные. Итак, в общем случае n_1 должно быть линейной функцией n_{1k} и $j(j+1)$

$$n_1 = D_j \, j(j+1) + \sum_k n_{1k} D_k. \tag{13}$$

Так как n_i при любых целочисленных значениях n_{1k} и j_1 также остается целочисленным, мы приходим к выводу, что все коэффициенты D_k являются также целыми числами. Так как $j(j+1)$ характеризует наличие

*) Величина m_q была введена впервые в ([12]) из полуэмпирических соображений и обсуждалась в ряде последующих работ (см., например ([13])). Величину $\alpha \, m_q = m_0/2$ можно рассматривать как второй квант массы (см. формулу (11)).

прецессий, коэффициент D_j может принимать и положительные, и отрицательные значения. Легко показать, что он равен $(-1)^{1+j}$ ([6]).

Теперь мы можем установить корреляцию теоретических квантовых чисел n_{1k}, характеризующих коллективные возбуждения, с известными экспериментальными квантовыми числами: главное ($r = 0$, 1) третья компонента изоспина T_3 и, кроме того, B и S. Обозначая абсолютное значение этой проекции изоспина (зарядовое число) через $\varepsilon = 0$, 1, рассмотрим следующий тип корреляции:

$$j = 2r + \varepsilon,\ n_{11} = r,\ n_{12} = l,\ n_{13} = |B|,\ n_{14} = |S| \tag{14}$$

и

$$D_j = (-1)^{j+1};\ D_1 = 1;\ D_2 = 3\varepsilon;\ D_3 = -6\varepsilon;\ D_4 = -2\varepsilon.$$

Здесь $l = 0{,}1$ — квантовое число, которое характеризует энергетическое состояние e^-, входящего в $(e^- \nu)$*) — бозон Юкавы (W^-) (масса e^- определяет суммарную энергию этого $e^- \nu$-бозона, так как масса нейтрино при $r = 0$ равна нулю). Из (7), (13) и (14) находим:

$$m_i = \frac{1}{2} m_0 \alpha^{-1} + \frac{1}{2} m_0 [r + (-1)^{1+j} j (j+1) + 3l] - 3m_0 |B| - m_0 |S|, \tag{15}$$

где B — барионное число, S — странность. На основании (15) при $B = S = 0$ получаем пять основных линий спектра масс реонов: 1) масса нейтрино $\nu = 0$ (при $r = 0$); 2) масса нейтрального возбужденного реона $m_1 = 33{,}734$ (при $r = 1$, $\varepsilon = 0$); 3) масса позитрона и электрона m_0 (при $\varepsilon = 1$, $r = l = 0$)**); 4) масса заряженного реона $m_2 = 38{,}334$ (при $r = 1$, $\varepsilon = 1$) и, наконец, 5) масса бозона Юкавы $m_W = 1{,}2755$ (пра $r = 0$, $l = \varepsilon = 1$).

Пусть Z_i—число реонов в i-состоянии. Тогда для массы любой частицы находим на основании (15)

$$M_1 = Z_1 m_1 + Z_2 m_2 + Z_W m_W + B_p m_p - \delta_s, \tag{16}$$

где $Z_W = 1$ для нейтрона и $Z_W = 0$ для остальных частиц. При этом

$$m_p = Z_{1p} m_1 + Z_3 m_3. \tag{17}$$

Из (16) следует, что все барионы содержат в своем составе протон ($B = 1$), но в состав других элементарных частиц протон не входит ($B = 0$). При этом масса протона определяется из (17) ($m_3 = m_2 - 3m_0$).

При расчете δ_s в (16) будем исходить из следующей концепции о магнитной природе странных частиц. Все такие частицы содержат хотя бы один S-бозон $(e^- e^+)_{\mp}$, обладающий магнитным моментом. Обозначив относительную проекцию магнитного момента на общее направление орбитальных моментов через S_i, определим величину странности соотношением

$$S = \sum_i S_i = \mu^{-1} \sum_i \vec{\mu}_i, \tag{18}$$

где μ — абсолютное значение магнитного момента и $S_i = \pm 1$.

Все заряженные реоны за пределами этих бозонов будем называть «одиночными». Энергия их меняется под действием магнитного поля S-бозонов. Согласно (15), масса заряженного реона, не взаимодействующего с S-бозонами, равна m_2. Под действием магнитного поля S-бозона (согласно (15). при $|S| = 1$) она должна уменьшаться до $m_2 - m_0$. Пусть Z_2' — число одиночных реонов. Тогда общее уменьшение их массы за счет взаимодействия с присоединяемым S_i-бозоном

---

*) При β-распаде e^- передает часть энергии ν.

**) При $B = 1$ для заряженных реонов протона из (15) имеет $m_{2p} = m_2 - 3m_0$.

$$\delta'_s = m_0 Z'_2 = m_0 (Z_2 - 2). \qquad (19')$$

При подсоединении второго S-бозона и увеличении странности до $|S| = 2$ масса одиночных реонов дополнительно уменьшается на величину δ'_s. Кроме того, возникает дополнительное уменьшение массы элементарной частицы вследствие дипольного взаимодействия между S-бозонами. При взаимодействии двух диполей энергия пропорциональна $S_i S_j$. Соответствующее уменьшение массы

$$\delta''_s = m_0 Z_s S_1 S_2, \qquad (19'')$$

где Z_s — целое квантовое число дипольной связи. (При расчетах оно принято равным 13). Таким образом, дополнительный дефект массы, возникающий при подключении S_2-бозона к частице, содержащей S_1-бозон и Z'_2 одиночных реонов,

$$\delta''_s = m_0 (Z'_2 + Z_s) S_1 S_2. \qquad (19)$$

Странные элементарные частицы, которые содержат только один S_1-бозон $[(e^- e^+)_+$ при $S_i = 1$ или $(e^- e^+)_-$ при $S_i = -1]$, мы будем называть основными. Таковы, например, $K^{\pm}$, K^0, Λ, Σ^0. Странные частицы с $|S| = 2$ получаются путем подсоединения к основным S_2-бозона так, чтобы оба дипольных момента были направлены в одну сторону. Тогда $S_1 S_2 = 1$. При антипараллельности этих моментов $S_1 S_2 = -1$, но $|S| = 0$. При подсоединении к основным странным частицам S_2-бозонов дополнительный дефект массы определяется по (19). Однако при подсоединении к странной частице с $|S| = 2$ еще одной частицы с $|S| = 1$, например при подсоединении K^--мезона к $\Lambda(e_1^- e_1^+)_-$ с целью образования Ω^-, магнитная связь $K - \Lambda$ очень слаба и дополнительного дефекта массы при этом не возникает, хотя странность изменяется от $S = -2$ до $S = -3$.

При распаде S-бозонов часть энергии уходит на преодоление магнитных сил связи. Поэтому энергия их аннигиляции на основании (19′) и (19)

$$Q = 2m_2 n_s - \delta'_s - \delta''_s = 2m_2 n_s - Z'_2 m_0 - $$
$$- (Z'_2 + Z_s) m_0 S_1 S_2, \qquad (20)$$

где n_s — число распавшихся бозонов $(e_1^- e_1^+)_-$, $(e_1^- e_1^+)_+$ или $(e^- e^+)_0$, каждый из которых имеет массу $2m_2 = 76{,}67$ $Мэв/c^2$.

Приведем в качестве примера способ определения структуры и расчет массы Λ-частицы.

1. Судя по продуктам распада, в Λ должен входить μ^-. В соответствии с правилом, что любой барион дополнительно к протону может содержать лишь бозоны, находим, что [вместо бозона Юкавы $(e^- \nu)$] в Λ входит $(\mu^- \nu)$-бозон, в котором ν-реон имеет массу, равную нулю. (Реон при $r = 0$, $l = \varepsilon = 0$). При β-распаде, однако, его энергия может возрастать за счет энергии электрона или мюона.

2. Согласно (18), Λ-гиперон, поскольку он имеет странность $S = -1$, должен содержать $(e_1^- e_1^+)_-$.

Из первого и второго условия вытекает структурная формула Λ-гиперона (см. таблицу)

$$\Lambda = p(\mu^- \nu)(e_1^- e_1^+)_-. \qquad (21)$$

Учитывая, что для протона $Z'_2 = 9$ (см. далее), находим, что Λ содержит $Z'_2 = 12 - 2 = 10$ одиночных (заряженных) реонов. Поэтому, согласно (19′),

$$\delta'_s = m_0 (Z_2 - 2) = 5{,}11 \ Мэв/c^2. \qquad (22)$$

На основании (21) в формуле (16) следует принять $Z_1 = 2$, $Z_2 = 3$, $B = 1$, $Z_W = 0$ и $\delta_s = \delta'_s$. Отсюда находим

Структуры, массы, каналы и энергии распада элементарных частиц

Элементарная частица	Структура	Масса ($Мэв/c^2$)		Канал распада		Энергия распада	
		теор.	опыт	теор.	опыт	теор.	опыт
$\mu^\pm$	$e_1^\pm \nu_1\nu_1$	105,801	105,66	$e^\pm \nu\nu$	$e^\pm \nu\nu$	105,29	105,15
π^0	$\nu_1\nu_1\nu_1\nu_1$	134,936	134,97	2γ	2γ	134,94	135
$\pi^\pm$	$e_1^\pm \nu_1\nu_1\nu_1$	139,535	139,58	$\mu^\pm\nu$	$\mu^\pm\nu$	33,74	33,92
$K^\pm$	$\pi^\pm \pi^- \pi^+ (e_1^- e_1^+)_\pm$	493,76	493,78	$\pi^\pm \pi^- \pi^+$	$\pi^+ \pi^- \pi^+$	75,13	75
K^0	$\pi^+\pi^- (e_1^- e_1^+)_- \pi_1^0$	497,85	497,87	$\pi^-\pi^+$	$\pi^-\pi^+$	218,8	218,5
η	$\pi^0\pi^0\pi^-\pi^+$	548,96	548,8	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	134,94	134,8
p	$(e_1^-\pi^+\pi^-)(e_1^+\pi^-\pi^+)(e_1^+\pi^-\pi^+)$	938,40	938, 26	—	—	—	—
n	$p\,(e^-\nu)$	939,70	939,55	$pe^-\nu$	$pe^-\nu$	0,77	0,78
Λ	$p\,(\mu^-\nu)\,(e_1^- e_1^+)_-$	1115,8	1115,4	$p\,\pi^-$	$p\,\pi^-$	37,8	37,6
Σ^0	$\Lambda\,(e_1^- e_1^+)_0$	1192,5	1192,6	$\Lambda\gamma$	$\Lambda\gamma$	76,7	77
Σ^-	$p\,(e_1^-\nu)\,(e_1^-\nu_1)\,(e_1^+ e_1^-)_- \times \times (e_1^+ e_1^-)_0$	1196,6	1197,2	$n\,\pi^-$	$n\,\pi^-$	117,7	118,1
Σ^+	$p\,(\nu_1\nu_1\nu_1\nu)\,(e_1^+ e_1^-)_- \times \times (e_1^+ e_1^-)_0$	1188,3	1189,4	$n\,\pi^+$	$n\,\pi^+$	109,2	110,3
Ξ^0	$\pi^0\Lambda\,(e_1^- e_1^+)_-$	1315,7	1314,3	$\Lambda\pi^0$	$\Lambda\pi^0$	65,0	63,9
Ξ^-	$\pi^-\Lambda\,(e_1^- e_1^+)_-$	1319,8	1320,8	$\Lambda\pi^-$	$\Lambda\pi^-$	64,5	65,8
Ω^-	$K^-\Lambda\,(e_1^- e_1^+)_-$	1674,5	1674,3	$K^-\Lambda$	$K^-\Lambda$	64,9	66
$N^*_{3/2}$	$n\,\pi^0\,(e_1^- e_1^+)_-(e_1^- e_1^+)_+$	1234,6	1236,5 1,4	$n\,\pi^0$	$n\,\pi^0$	160,0	160
Λ_β	$\Sigma^0\pi^0\,(e_1^- e_1^+)_0$	1404,0	1405,5	$\Sigma^0\pi^0$	$\Sigma^0\pi^0$	76,7	76

$$m[\Lambda] = 2m_1 + 3m_2 + m_p - \delta_s' = 1115{,}6 \ \text{Мэв}/c^2, \tag{23}$$

что превосходно*) согласуется с экспериментальным значением $m_\Lambda = 1115{,}4$ $Мэв/c^2$. При распаде по каналу $\Lambda \to p\pi^-$ мы имеем переход $(\mu^-\nu) \to \pi^-$, т. е. мы имеем здесь $(\nu)_{r=0} \to (\nu)_{r=1}$, т. е. ν переходит в ν_1, что требует затраты энергии $Q' = 33{,}755$. В результате энергия распада $Q = 76{,}67 - 33{,}735 - 5{,}11 = 37{,}8$ $Мэв/c^2$, что очень хорошо согласуется с опытом $Q = 37{,}6$ $Мэв/c^2$.

Что касается протона, то, согласно существующим представлениям, он состоит из трех «кварков», при соединении которых аннигилирует значительная часть их масс. Для оставшейся после аннигиляции структуры «кварков» примем $q_1^+ = q_2^+ = (\pi^+\pi^-)\, e_1^+$; $q_3 = (\pi^+\pi^-)\, e_1^-$. Отсюда вытекает, что дробные заряды $+2/3$ и $-1/3$ могут возникать в среднем как следствие миграции отрицательного заряда среди трех «квазикварков». Из этой структуры p следует $Z_{1p} = 18$, $Z_3 = 9$, что согласуется с найденными выше значениями. После подстановки Z_{1p} и Z_3 в (17) получаем значение массы протона (см. таблицу). При теоретическом значении m_p в таблице дан расчет масс остальных барионов. Около двух пар $(e^-e^+)_-(e^-e^+)_+$ (см., напр., $N^*_{3/2}$) магнитное поле равно нулю. Поэтому связь с заряженными реонами отсутствует и, согласно (19), $\delta_s = -13m_0$.

Как мы видим, согласие теории с опытом для всех частиц, для которых были рассчитаны массы и энергии распада, является очень хорошим.

Отдел физики неразрушаемого контроля
АН БССР

Поступило 27.XII 1967

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. С. Акулов, ДАН БССР, **10**, № 3, 7, 12, 1966. [2] Н. С. Акулов, ДАН БССР, **11**, № 1, 2, 1967. [3] Н. С. Акулов, ДАН БССР, **11**, № 3, 1967. [4] Н. С. Акулов, ДАН БССР, **11**, № 9, 1967. [5] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan, **17**, 48, 1953. [6] М. А. Марков, Нейтрино, изд-во «Наука», 1964, стр. 42. [7] Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, ГИФМЛ, М., 1963. [8] A. Bohr, Kgl. Dansk. Vid. Selsk, Mat. Fys. Midd, **26**, № 14, 1952. [9] О. Бор, Б. Моттельсон, Атомная энергия, **14**, 41, 1963. [10] А. С. Давыдов, Возбужденные состояния атомных ядер, М., 1967. [11] E. Y. I. Sternglass, Nuovo Cimente, **35**, 227, 1965. [12] Y. Nambu, Progr. Theor. Phys., **7**, 595, 1952. [13] В. Г. Кадышевский, ДАН СССР, **131**, 6, 1960; П. Г. Кард, ТЭТФ, **27**, 2, 259, 1954.

---

*) В этом примере нами использовано экспериментальное значение $m_p' = 938{,}27$ $Мэв/c^2$. Оно несколько отличается от теоретического значения $m_p = 938{,}4$ $Мэв/c^2$, на основе которого рассчитаны массы барионов в таблице.