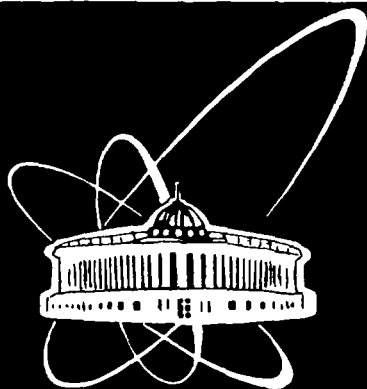




XJ9800126



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2-97-292

Ф. А. Гареев, М. Ю. Барабанов, Г. С. Казача

НОВАЯ СИСТЕМАТИКА СПЕКТРА МАСС
РЕЗОНАНСОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

L

29 - 19

1997

1 Введение

Многие согласятся с утверждением, что число "элементарных" частиц столь же велико, что и число химических элементов и их соединений. Представляется поучительным беглое обращение к истории развития химии и физики для понимания современного состояния физики элементарных частиц. Открытие периодической таблицы химических элементов нашим выдающимся соотечественником Д.И. Менделеевым [1] в 1869 г. явилось фундаментом, с которого фактически началось систематическое развитие химии. Здесь уместно привести цитату из работы [1]: "А между тем, всякий из нас понимает, что, при всей перемене в свойствах простых тел, в свободном их состоянии, нечто остается постоянным, и при переходе элемента в соединения, заключающие данный элемент. В этом отношении понятие известно только одно числовое данное, это именно атомный вес, свойственный элементу. Величина атомного веса, по самому существу предмета, есть данное, относящееся не к самому состоянию отдельного простого тела, а к той материальной части, которая обща и свободному простому телу, и всем его соединениям. Атомный вес принадлежит не углю и не алмазу, а углероду. ... Вот по этой-то причине я и старался основать систему на величине атомного веса элементов".

Первое понимание строения атома пришло с моделью Резерфорда, и в ней была заложена основа для объяснения периодической таблицы Менделеева. Далее квантовая механика дала глубокое обоснование гипотезы Бора и периодической системы элементов Менделеева. Развитие атомной физики началось с установления феноменологических закономерностей, затем были предложены соответствующие модели, что в конечном счете завершилось установлением динамических уравнений. Сейчас физика атома в основном хорошо понята физиками, хотя и здесь все еще имеются темные пятна.

Теоретическое описание свойств ядер находится в общем в удовлетворительном состоянии: многие свойства ядер описываются на основе простых приемлемых феноменологических моделей, однако многие ядерные модели не основаны на первых принципах, в них много свободных параметров, допущений и т. д.

Менее удовлетворительно описание свойств элементарных частиц: в этой области физики идет интенсивное накопление экспериментальных данных и апробирование различных моделей. Здесь уместно отметить несомненный успех современных кварковых моделей в описании свойств некоторых элементарных частиц (подробности и ссылки см. в [2]). Однако в них очень много свободных параметров, допущений, и большинство современных экспериментальных данных не находят своего объяснения в рамках таких моделей. Кварки непосредственно в эксперименте не наблюдались, и этот факт многие физики относят к недостаткам кварковых представлений. Думается, что ненаблюдаемость кварков можно объяснить на основе гипотезы А.А. Тляпкина [3]: кварки являются квазичастицами по аналогии с квазичастицами ядерной физики, физики твердого тела и т. д. (подробности см. в [4]).

Соответствие выдвигаемых гипотез физической природе явлений всегда приводило к тому, что долго обсуждаемые и непонятные в корне процессы в конечном итоге описывались точно беспараметрическими формулами. С другой стороны, новые гипотезы не отрицали общепризнанных классических достижений, а на-

борот, основывались на старых результатах и имели предсказательную силу. Как пример, можно указать гипотезы Менделеева, Рэлея, Планка и Бора.

Чем объяснить успех Д.И. Менделеева, Планка и Бора? Успех сопутствовал Д.И. Менделееву потому, что ему удалось выделить нечто общее и свободному простому телу, и всем его соединениям, а именно, атомный вес. Гипотезы Планка и Бора основывались на квантовании, или, другими словами, принципе резонатора. В теории звука Рэлея принцип резонатора также играл последнюю роль. А что же является общим для излучения черного тела, фотоэффекта, комптоновского рассеяния, атомов, ядер, молекул, твердого тела, элементарных частиц,... Мы стартовали с гипотезы, что общим для всех иерархических систем являются законы сохранения энергии-импульса и адиабатического инварианта Эрнфеста, а также принцип резонатора для стоячих волн любой физической природы. С целью доказать эту гипотезу в работах [5, 6] был проведен систематический сравнительный анализ соизмеримостей длин волн и скоростей подсистем протона и нейтрона.

Рассмотрим возможные резонансы в системе двух двух частиц a и b с образованием промежуточного нестабильного резонансного состояния R , затем распадающегося на две частицы c и d : $a + b \rightarrow R \rightarrow c + d$. Естественно, что инвариантная масса (полная энергия) резонанса может быть вычислена по формуле

$$m_R = \sqrt{m_a^2 + P_{ab}^2} + \sqrt{m_b^2 + P_{ab}^2} = \sqrt{m_c^2 + P_{cd}^2} + \sqrt{m_d^2 + P_{cd}^2}, \quad (1)$$

где P_{ab} и P_{cd} - соответствующие импульсы относительного движения частиц в системе их центра масс.

Формулу (1) можно переписать в виде [7]

$$m_R = \sqrt{m_c^2 + \left(\frac{n + \gamma}{r}\right)^2} + \sqrt{m_d^2 + \left(\frac{n + \gamma}{r}\right)^2}. \quad (2)$$

При получении формулы (2) мы воспользовались условием квантования Бора-Зоммерфельда:

$$Pr = n + \gamma. \quad (3)$$

Очевидно, формула (2) для массы резонансов элементарных частиц совпадает с соответствующими формулами для собственных частот резонаторов, интерферометров, органичных труб и т.д., то есть с формулами для собственных частот систем волновой природы. Формула (2) получена на основе законов сохранения энергии-импульса и адиабатического инварианта Эрнфеста, а также условий существования собственных частот резонаторов, и поэтому справедлива для расчетов собственных частот систем волновой природы.

Соотношение (2) использовано в работах [7] - [11] для анализа массовых распределений адронных резонансов, начиная от легких до тяжелых. Было получено хорошее описание экспериментальных данных, при этом мы полагали $\gamma = 0$ и $1/2$, а параметр r брали равным 0.86 фм.

В описанном выше подходе вычисления масс адронных резонансов имелся единственный свободный параметр r , хотя и с фиксированным значением.

Следует заметить, что экспериментальный спектр адронных резонансов очень богат, и, естественно, наш подход не в состоянии описать все наблюдаемые адронные состояния, поскольку он изначально претендует лишь на воспроизведение положения центров тяжести соответствующих мультиплетов. С другой стороны, этот подход предсказывал много новых резонансов, ранее не наблюдававшихся.

Наличие параметра r , хотя и с фиксированным значением, вызывало неудовлетворенность. Недавно в работах [5, 6] был предложен беспараметрический феноменологический метод. В этих работах подробно обсуждается соизмеримость импульсов относительного движения (или соответствующих длин волн) продуктов распада резонансов элементарных частиц. На основе такой соизмеримости описаны центроиды огромного количества существующих экспериментальных данных, а также предсказано много новых. Точность наших расчетов зависит от точности используемых экспериментальных данных, полученные теоретические значения масс резонансов элементарных частиц укладываются в рамки экспериментальных ошибок.

2 Общие соображения

Аналогия между релятивистским выражением для функции Гамильтона свободной частицы и дисперсионным соотношением для стоячих волн полого металлического резонатора (волновода) обсуждается давно (см., например, обзор [12]). Представляется, что отмеченная аналогия должна иметь глубокую физическую причину.

Для наглядности проведем сравнительный анализ квантования классического поля смещений струны $q(t, x)$ и скалярного поля, описываемых одинаковыми уравнениями (подробности можно найти в [13]). Классическое поле смещения подчиняется волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 q(t, x)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 q(t, x)}{\partial x^2} = 0, \quad (4)$$

где линейная плотность струны и скорость распространения колебаний взяты за единицу. Если струна закреплена на концах, то справедливы граничные условия $q(t, 0) = q(t, a) = 0$. Классические собственные решения уравнения (4) известны:

$$q(t, x) \sim \exp[\pm i\omega_n t] \sin(k_n x), \quad k_n a = n\pi. \quad (5)$$

Релятивистским аналогом (4) является уравнение Клейна - Фока - Гордона

$$\frac{\partial^2 \phi(t, \vec{r})}{\partial t^2} - \Delta \phi(t, \vec{r}) + [m^2 + V(\vec{r})] \phi(t, \vec{r}) = 0, \quad (6)$$

описывающее нейтральное скалярное поле. Здесь m — масса частицы, $V(\vec{r})$ — потенциал скалярного внешнего поля, взаимодействующего с полем ϕ . Найдем собственные функции и частоты для одномерного случая, когда $V = 0$ и поле ϕ определено на отрезке $[0, a]$ с нулевыми граничными условиями на концах отрезка $\phi(t, 0) = \phi(t, a) = 0$:

$$\phi_n(t, x) \sim \exp[\pm i\omega_n t] \sin(k_n x), \quad k_n a = n\pi, \quad \omega_n = \sqrt{m^2 + k_n^2} = \sqrt{m^2 + \frac{n^2 \pi^2}{a^2}}. \quad (7)$$

Итак, квантованные поля смещений и частоты классической струны и собственные функции и частоты релятивистского скалярного поля имеют тождественно одинаковую аналитическую форму, при $m = 0$ они вообще не отличаются. Другими словами, в рассматриваемом случае собственные поля смещений и частоты классической струны и собственные функции и частоты квантового скалярного поля совпадают между собой, как результат тождественности соответствующих уравнений и граничных условий. Более того, формулы для собственных частот классической струны и квантового релятивистского скалярного поля совпадают по форме с формулами для собственных частот классических резонаторов. Это и есть принцип соответствия между классической физикой и квантовой механикой, и это соответствие не зависит от постоянной Планка \hbar .

Рассмотрим атом водорода. Бор определил "поверхность" атома водорода как радиус квантованных орбит, причем на такой орбите импульс электрона тоже проквантован. Тогда квантовая теория приводит к условию квантования Бора - Зоммерфельда

$$P_n r_n = n \hbar. \quad (3a)$$

Следовательно, условие квантования Бора - Зоммерфельда следует из квантовой теории и точно выполняется на квантованных боровских орбитах для водородоподобных атомов. И это не случайное совпадение, как это будет показано ниже. Приведем отрывок из популярного учебника по квантовой механике ([14], стр. 46): "Эту планетарную теорию атома нельзя считать серьезной теорией. Она просто неверна. Тот факт, что она приводит к очень хорошим результатам в случае атома водорода, к счастью (или к несчастью), случаен. Этот успех явился для Бора и других теоретиков мощным толчком к развитию квантовой теории атома, но сам Бор никогда не обманывался, он не считал, что атом подобен планетной системе." На самом деле атом водорода подобен планетной системе [5, 15].

Боровский рецепт квантования атома водорода был следующий (см. [16] на стр. 97): он потребовал равенства кулоновской и центробежной энергий $e^2/r^2 = m_e v^2/r$, при выполнении условия квантования величины момента количества движения M_B : $M_B = n M_0 = n \hbar$. Как мы знаем, боровский рецепт квантования блестяще подтвердился при сравнении с соответствующими экспериментальными данными, а также позднее совпал с результатами квантовой теории. Однако возникли трудности при полуклассической интерпретации основных результатов квантомеханической теории водородоподобного атома. Бор назвал величину $M_B = n M_0 = n \hbar$ "моментом импульса электрона", при $l = n - 1$ ее квадрат равен $M_B^2 = (l + 1)^2 \hbar^2$, в то же время квадрат момента импульса в квантовой теории равен $M^2 = l(l + 1) \hbar^2$. Поэтому пришли к выводу, что случай $l = 0$ не имеет классического аналога, то есть принцип соответствия Бора для случая $l = 0$ не выполняется.

Квантовая теория атома водорода имеет точную и прямую классическую аналогию: условие квантования Бора - Зоммерфельда есть условие квантования инварианта Эренфеста (подробное изложение истории развития принципа соответствия Бора и теории инварианта Эренфеста дано в монографии [17]) и для атома водорода выполняется точно.

Мы показали, что условие квантования Бора - Зоммерфельда вытекает точно из квантовой теории и оно не связано с квантованием углового момента. В завершении этого параграфа приведем выдержку (см. [17], стр. 108): *Итак, адиабати-*

ческий принцип пролил свет на тайну квантовых условий. Действительно, ранее квантовое условие Бора, согласно которому "момент импульса электрона, обращющегося вокруг ядра, равен целому кратному $h/2\pi$ ", т.е. $2\pi mvr = nh$, потеряло оттенок загадочности: просто величина

$$2\pi mvr = 2\pi Pr = mv^2 \frac{2\pi r}{v} = 2 \frac{\bar{E}_{kin}}{v} \quad (8)$$

является — уже согласно теореме Больцмана — адиабатическим инвариантом. Итак, отношение \bar{E}_{kin}/v является инвариантом системы вне зависимости от вида взаимодействия конститuentов между собой, входящих в состав системы. Еще лорд Рэлей в 1902 г. указал, что в некоторых синусоидально колеблющихся системах, таких как простой маятник, подвес которого медленно укорачивается, или поперечно колеблющаяся струна, на которую медленно надвигается узкое кольцо, или стоячие волны в медленно сокращающейся полости, происходят адиабатические изменения, при которых соотношение между энергией и частотой остается неизменным [18]. Следовательно, условие квантования Бора - Зоммерфельда возникает из условия квантования адиабатического инварианта Эренфеста и выполняется точно для атома водорода. Легко показать, что для гармонического осциллятора квантование инварианта Эренфеста приводит к модификации условия квантования Бора - Зоммерфельда: $P_n r_n = (n + 3/2)\hbar$. Таким образом просто решается тайна появления слагаемого $3/2$ в условии квантования Бора-Зоммерфельда для гармонического осциллятора. В общем случае условие квантования будет примет вид $P_n r_n = (n + \gamma)\hbar$, где γ будет принимать различные значения в зависимости от рассматриваемой задачи. Например, для прямоугольной ямы с бесконечно высокими стенками $\gamma = 1$.

Наши рассуждения многим покажутся старомодными. Совпадение предсказаний, вытекающих из условия квантования инварианта Эренфеста, с правильными результатами квантовой теории, полученными в тех редких случаях, когда это удается сделать аналитически, удивляет. Адиабатический инвариант Эренфеста является интегралом движения в классической и квантовой механике при адиабатическом изменении некоторых параметров системы, поэтому квантование этого инварианта приводит к известным результатам квантовой теории. Представляется, что адиабатический инвариант Эренфеста (или обобщенное условие квантования Бора - Зоммерфельда) является универсальным инвариантом для периодических движений, и в том числе для резонансов элементарных частиц. Ниже проведем проверку этого утверждения на основе систематического анализа экспериментальных данных по асимптотическим импульсам P продуктов распада резонансов элементарных частиц, используя условие квантования Бора - Зоммерфельда (3а), переписанное в следующем виде

$$P_n = n\hbar/r_n = nP_0 \quad \text{или} \quad P_n = P_0/n. \quad (9)$$

3 Общая структура распределения масс резонансов элементарных частиц

Продemonстрируем плодотворность принципа соизмеримости распадных импуль-

сов для установления некоторых общих свойств распределения масс резонансов элементарных частиц. Другими словами, перейдем к проверке выполнения условий квантований (9) распадных импульсов. Некоторые резонансы имеют доминирующие моды распада, и представляется, что распадные импульсы таких мод должны проявляться в свойствах мод распада других резонансов. Мы знаем, что в ядрах наблюдаются почти чистые одночастичные состояния, которые проявляются затем в более сложных коллективных состояниях ядер (подробности см. [19]). По аналогии мы считаем, что доминирующие моды распада резонансов являются аналогом одночастичных состояний ядер. Проведем анализ доступных нам экспериментальных данных для проверки условий квантования распадных импульсов и масс резонансов, используя формулы, справедливые для резонаторов. Известно, что пион распадается на мюон и мюонное нейтрино с вероятностью, приблизительно равной единице и с импульсом $P = 29,7918$ ($P \approx 30$) МэВ/с. Мы не в состоянии объяснить данное свойство пиона; мы предполагаем только, что это свойство должно иметь фундаментальное значение для понимания структуры некоторых резонансов. Мы можем использовать сформулированный выше принцип резонатора для вычисления масс более тяжелых мезонов: предположим, что распадные импульсы тяжелых мезонов имеют импульсы, кратные $29,7918$ МэВ/с: $P_n = n * 29,7918$; $n = 1, 2, 3, \dots$

Вычислим массы резонансов по формуле $M_{in} = \sqrt{m_a^2 + P_n^2} + \sqrt{m_b^2 + P_n^2}$, где m_a и m_b — массы продуктов бинарного распада рассматриваемого резонанса. Результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные приведены в таблице 1. В таблицах 2-6 приведены массы резонансов, вычисленных с использованием импульсов, соизмеримых с импульсами других доминирующих каналов. Экспериментальные данные заимствованы из [2].

4 Общие выводы

Таблицы 1-6 содержат богатую информацию, и на их основе можно сделать много фундаментальных выводов: 1) Мы считаем, что результаты, представленные в таблицах, достаточно убедительно демонстрируют эмпирический факт соизмеримости импульсов продуктов распада резонансов в рамках точности существующих экспериментальных данных. Другими словами, распадные импульсы резонансов подчиняются условию квантования Бора-Зоммерфельда. Ясно, что факт соизмеримости импульсов не зависит от вида взаимодействия между продуктами распада резонанса, от квантовых чисел резонансов, от типа частиц. Более того, в работах [5, 6] было показано, что соизмеримость импульсов справедлива для резонансов и стабильных микро- и макросистем. Соизмеримость импульсов есть универсальное свойство Природы, именно это свойство ответственно за возникновение многих периодических структур. И здесь возникает главный вопрос: является ли такая соизмеримость точной или приближенной? Ответа мы не знаем, однако представляется, что соизмеримость импульсов должна быть точной — как это имеет место в твердых телах и кристаллах. Если это так, то общая структура элементарных частиц должна быть аналогична структуре твердого тела и кристаллов. В любом случае открываются прекрасные возможности предсказания новых резонансов и уточнения масс существующих.

Таблица 1. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся на бинарные каналы с импульсами $P_n = n * 29.7918$ Мэв/с.

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
π^\pm	$\mu^\pm \nu_\mu$	30	1	30	139.56995	139.56995
X(285)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	1	29.79	не наб.	285.43
X(300)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	2	29.79	не наб.	303.51
X(330)	$\pi^\pm \pi^\mp$	89.87	3	29.96	$332 \pm 3[20]$	331.47
X(370)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	4	29.79	не наб.	367.05
X(400)	$\pi^- \pi^-$	141.15	5	28.23	397 ± 7	408.26
X(450)	$\pi^\pm \pi^\mp$	179.66	6	29.94	455 [21]	453.57
X(450)	$\pi^- \pi^-$	174.56	6	29.09	$447 \pm 7 [20]$	453.57
X(500)	$\pi^- \pi^-$	213.41	7	30.49	$510 \pm 7[20]$	501.88
X(550)	$\pi^\pm \pi^\mp$	236.95	8	29.62	550[21]	552.39
X(600)	$\pi^\pm \pi^\mp$	265.56	9	29.51	$\sim 600[21]$	604.55
X(650)	$\pi^\pm \pi^\mp$	294.61	10	29.46	$652 \pm 2[20]$	657.98
X(650)	$\pi^- \pi^-$	293.51	10	29.35	$650 \pm 8[20]$	657.98
X(700)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	11	29.79	не наб.	712.39
$\rho(770)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	358	12	29.83	768.5 ± 0.6	767.56
X(820)	$\pi^- \pi^-$	386.58	13	29.74	$822 \pm 9[20]$	823.35
X(880)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	14	29.79	не наб.	879.64
X(936)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	15	29.79	не наб.	936.33
X(980)	$\pi^\pm \pi^\mp$	469.70	16	29.36	980 ± 10	993.36
X(1050)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	17	29.79	не наб.	1050.68
X(1100)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	18	29.79	не наб.	1108.24
X(1165)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	19	29.79	не наб.	1165.99
X(1220)	$\pi^\pm \pi^\mp$	—	20	29.79	не наб.	1223.93
$f_2(1270)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	622.03	21	29.62	1275 ± 5	1282.01
$\rho(1450)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	719	24	29.96	1424 ± 25	1457.00
$f'_2(1525)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	749.62	25	29.98	1525 ± 5	1515.52
$f_0(1500)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	738.43	25	29.54	1503 ± 11	1515.52
$f_2(1565)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	769.95	26	29.61	1565 ± 20	1574.12
$f_2(1640)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	807.02	27	29.89	1638 ± 6	1632.79
$\rho_3(1690)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	831.37	28	29.69	1686 ± 4	1691.53
$\rho(1700)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	853.67	29	29.44	1730 ± 30	1750.33
X(1740)	$\pi^\pm \pi^\mp$	860.76	29	29.68	1744 ± 15	1750.33
$f_2(1810)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	896.70	30	29.89	1815 ± 12	1809.17
$f_2(1950)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	988.19	33	29.95	~ 1996	1985.97
$\rho(2150)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	984.15	33	29.82	~ 1988	1985.97
$f_2(2050)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1012.42	34	29.78	2044 ± 11	2044.98
$f_2(2150)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1015.45	34	29.87	$\sim 2050, \sim 2070$	2044.98
$\rho(2150)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1040.68	35	29.73	~ 2100	2104.02
$f_0(2200)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1051.78	35	30.05	~ 2122	2104.02
$\rho(2150)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1075.99	36	29.89	~ 2170	2163.10
$f_2(2150)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1104.21	37	29.84	~ 2226	2222.19
$f_0(2200)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1152.08	39	29.54	~ 2321	2340.47
$f_0(2510)$	$\pi^\pm \pi^\mp$	1247.21	42	29.70	2510 ± 30	2518.03

Таблица 1. Продолжение.

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/η	M_{exp}	M_{th}
$\rho(1250)$	$\omega\pi^0$	363.46	12	30.29	1250	1241.92
$\rho(1250)$	$\omega\pi^0$	392.51	13	30.19	1290 ± 40	1282.74
$\rho(1450)$	$\omega\pi^\pm$	510.46	17	30.03	1463 ± 25	1456.97
$\rho_3(1690)$	$\omega\pi^\pm$	655.78	22	29.81	1691 ± 5	1705.97
$\rho(2150)$	$\omega\pi^0$	921.57	31	29.73	2140 ± 30	2143.47
$\rho(2150)$	$\omega\pi^0$	938.66	32	29.33	2170 ± 30	2195.84
$\rho_3(2350)$	$\omega\pi^0$	1028.86	35	29.40	2330 ± 35	2355.35
$\rho(770)$	$\eta\pi^0$	149.09	5	29.82	768.5 ± 0.5	768.37
$\tilde{\rho}(1405)$	$\eta'\pi^0$	358.71	12	29.89	1406 ± 20	1404.45
$\tilde{\rho}(1405)$	$\eta\pi^0$	538.52	18	29.92	1323.1 ± 4.6	1320.08
$\rho(1450)$	$\phi\pi^0$	359.54	12	29.96	1465 ± 25	1462.42
$\rho(1450)$	$\eta\rho^0$	296.14	10	29.61	1446 ± 10	1446.61
$\rho(1450)$	$\eta\rho^0$	323.83	11	29.44	1470 ± 20	1472.63
$\rho_3(1690)$	$\phi\pi^0$	526.59	18	29.26	1691 ± 5	1704.83
$\rho_3(1690)$	$\rho^0\rho^0$	352.53	12	26.88	1691 ± 5	1693.46
$\rho_3(1690)$	$\eta\pi^0$	750.50	25	30.02	1691 ± 5	1681.28
$\rho(1700)$	$\rho^0\rho^0$	363.19	12	30.27	1700 ± 20	1693.46
$\rho(1700)$	$\rho\eta$	534.34	18	29.69	1701 ± 15	1703.44
$\rho(1700)$	$\rho\eta$	564.57	19	29.71	1740 ± 20	1741.17
$\rho(2150)$	$p\bar{p}$	529.77	18	29.43	2155 ± 15	2161.41
$\rho(2150)$	$p\bar{p}$	567.41	19	29.86	2193 ± 2	2191.58
$\rho_3(2350)$	$\rho_3(1690)\pi^\pm$	537.74	18	29.92	2330 ± 35	2328.11
$\rho_3(2350)$	$p\bar{p}$	714.75	24	29.87	2359 ± 2	2359.31
$h_1(1170)$	$\rho^0\pi^+$	311.06	10	31.11	1170 ± 20	1152.34
$h_1(1380)$	$\rho^0\pi^+$	не наб.	16	29.79	1380 ± 20	1400.97
$a_1(1260)$	$\rho^0\pi^+$	356.49	12	29.71	1230 ± 40	1230.51
$\pi_2(1670)$	$\rho^0\pi^+$	649.17	22	29.51	1670 ± 20	1679.43
$\pi_2(2100)$	$\rho^0\pi^+$	897.58	30	29.92	2090 ± 29	2082.70
$h_1(1380)$	$K\bar{K}^*(892)$	-	1	-	1380 ± 20	1386.66
$\eta(1440)$	$K^\pm\bar{K}^*(892)^\mp$	138.45	5	27.69	1415 ± 10	1419.61
$f_1(1420)$	$K^0\bar{K}^*(892)^0$	146.54	5	29.31	1426.8 ± 2.3	1427.88
$f_1(1510)$	$K^\pm\bar{K}^*(892)^\mp$	292.30	10	29.23	1512 ± 4	1516.64
$\pi_2(1670)$	$K^\pm\bar{K}^*(892)^\mp$	452.92	15	30.19	1670 ± 20	1663.21
$\phi_3(1850)$	$K^\pm\bar{K}^*(892)^\mp$	601.75	20	30.09	1854 ± 7	1846.14
$f_1(1285)$	$a_0(980)\pi^0$	235.01	8	29.38	1282.2 ± 0.7	1285.87
$f_1(1420)$	$a_0(980)\pi^0$	356.10	12	29.68	1426.8 ± 2.3	1428.59
$f_1(1510)$	$a_0(980)\pi^0$	не наб.	14	29.79	1512 ± 4	1506.67
$f_1(1285)$	$\gamma\rho^0$	410.80	14	29.34	1282.2 ± 0.7	1290.65
$f_1(1420)$	$\gamma\rho^0$	506.44	17	29.79	1426.8 ± 2.3	1426.05
$f_1(1510)$	$\gamma\rho^0$	не наб.	19	29.79	1512 ± 4	1519.75

Таблица 1. Продолжение.

резонансы	каналы распада	$P_{\text{ср}}$	n	$P_{\text{ср}}/\eta$	$M_{\text{ср}}$	$M_{\text{л}}$
$\eta(1295)$	$a_0(980)\pi^0$	246.54	8	30.82	1295 ± 4	1285.87
$\eta(1440)$	$a_0(980)\pi^0$	346.80	12	28.9	1415 ± 10	1428.59
$\eta(1760)$	$a_0(980)\pi^0$	не наб.	20	29.79	1760 ± 11	1760.84
$\eta(2225)$	$a_0(980)\pi^0$	не наб.	30	29.79	~ 2221	2232.82
$\eta(1295)$	$\gamma\rho^0$	не наб.	14	29.79	1295 ± 4	1290.65
$\eta(1440)$	$\gamma\rho^0$	498.81	17	29.34	1415 ± 10	1426.05
$\eta(1760)$	$\gamma\rho^0$	не наб.	24	29.79	1760 ± 11	1763.99
$\eta(2225)$	$\gamma\rho^0$	не наб.	33	29.79	~ 2221	2230.40
$\eta(1440)$	$K^\pm \bar{K}^\mp (892)^\mp$	138.45	5	27.69	1415 ± 10	1419.61
$a_0(980)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	89.11	3	29.70	1003.3 ± 7	1003.40
$a_0(980)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	119.80	4	29.95	1016 ± 10	1015.71
$a_2(1320)$	$K_S^0 K^-$	443.32	15	29.55	1330 ± 11	1334.76
$f_0(1370)$	$2K_S^0$	418.12	14	29.87	~ 1300	1298.67
$f_0(1370)$	$2K_S^0$	509.88	17	29.99	1425 ± 15	1420.11
$f_2(1430)$	$K^+ K^-$	504.70	17	29.69	1412 ± 3	1414.52
$f_0(1370)$	$2K_S^0$	536.11	18	29.78	1463 ± 9	1463.9
$\rho(1450)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	541.15	18	30.06	1465 ± 25	1457.78
$f_0(1370)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	513.75	17	30.22	1425 ± 15	1414.52
$f_0(1370)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	524.10	18	29.12	1440 ± 20	1457.78
$f_0(1500)$	$2K_S^0$	577.69	19	30.40	~ 1525	1507.43
$f_2^*(1525)$	$K^+ K^-$	562.61	19	29.61	1497^{+8}_-9	1502.16
$f_2^*(1525)$	$2K_S^0$	563.76	19	29.67	1504 ± 12	1507.43
$f_2^*(1525)$	$2K_S^0$	592.14	20	29.61	1547^{+10}_-2	1552.67
$\rho(1700)$	$K_S^0 K^\pm$	618.99	21	29.48	1586 ± 30	1596.38
$\phi(1680)$	$K^+ K^-$	664.11	22	30.19	1655 ± 17	1641.09
$f_J(1710)$	$K^+ K^-$	653.49	22	29.70	1638 ± 10	1641.09
$\phi(1680)$	$K^+ K^-$	685.79	23	29.78	1690 ± 10	1689.06
$\phi(1680)$	$K^+ K^-$	707.85	24	29.49	1726 ± 22	1737.75
$\rho_3(1690)$	$K^+ K^-$	689.48	23	29.08	1696 ± 4	1689.06
$f_J(1710)$	$K^+ K^-$	685.79	23	29.82	1690 ± 4	1689.06
$f_J(1710)$	$K_S^0 K^-$	694.20	23	30.18	1706 ± 10	1693.74
$f_J(1710)$	$2K_S^0$	714.82	24	29.78	1742 ± 15	1742.31
$a_4(2040)$	$K_S^0 K^-$	812.19	27	30.08	1903 ± 10	1889.68
$f_2(2010)$	$2K_S^0$	855.82	29	29.51	1980 ± 20	1994.10
$a_4(2040)$	$K_S^0 K^-$	891.46	30	29.72	2040 ± 30	2044.01
$f_4(2050)$	$K^+ K^-$	862.74	29	29.75	1988 ± 7	1990.12
$f_4(2050)$	$K^+ K^-$	898.28	30	29.94	2050 ± 25	2042.07
$\rho_3(2250)$	$K^+ K^-$	949.31	32	29.67	~ 2140	2147.16
$f_2(1640)$	$\omega\omega$	143.51	5	28.7	1590 ± 30	1592.00
$f_2(1640)$	$\omega\omega$	238.49	8	29.81	1635 ± 7	1634.91

Таблица 1. Продолжение.

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
$\rho(1450)$	$K^\pm K^\pm$	541	18	30.06	1465 ± 25	1457.78
$\rho_5(2350)$	$K^\pm K^\pm$	1055.23	36	29.31	2330 ± 35	2361.34
$a_2(1320)$	$\eta\pi^\pm$	535.62	18	29.76	1319.4 ± 2.1	1320.45
$X(1775)$	$\rho^\pm \pi^\mp$	714	24	29.75	1776 ± 13	1778.18
$X(2000)$	$\rho_3(1690)\pi^+$	328.92	11	29.90	2080 ± 40	2078.65
D^\pm	$\rho^\pm \eta'$	355	12	29.58	1869.3 ± 0.5	1869.9
$b_1(1235)$	$\omega\pi^0$	348	12	29.00	1231 ± 10	1241.92
$b_1(1235)$	$\phi\pi^\pm$	146	5	29.20	1231 ± 10	1241.92
$b_1(1235)$	$\eta\rho^0$	—	1	—	1311 ± 10	1316.40
$a_2(1320)$	$\eta\pi^0$	535	18	29.72	1318.1 ± 0.7	1319.31
$\omega_3(1670)$	$b_1(1235)\pi^0$	359	12	29.92	1667 ± 4	1663.99
$f_2(1565)$	$\rho\rho$	147.36	5	29.47	1565 ± 20	1565.61
$f_J(1710)$	$\rho\rho$	359.67	12	29.97	1697 ± 4	1695.17
$f_2'(1525)$	$\eta\eta$	530.76	18	29.49	1525 ± 5	1532.67
$f_2(1810)$	$\eta\eta$	723.78	24	30.16	1815 ± 12	1801.03
$f_2(2300)$	$\phi\phi$	529.00	18	29.39	2297 ± 28	2303.71
$K_3^*(1770)$	$K^0\eta$	715	24	29.79	1770 ± 10	1771.67
$D_1(2420)^0$	$D^*(2010)^\pm \pi^\mp$	355	12	29.58	2422.2 ± 1.8	2425.33
D_s^\pm	$\phi\pi^\pm$	712	24	29.67	1968.5 ± 0.6	1973.66
$B(1876)$	$p\bar{p}$	29.94	1	29.94	$1877.5 \pm 0.5[22]$	1877.49
$B(1880)$	$p\bar{p}$	—	2	—	не наб.	1880.32
$B(1885)$	$p\bar{p}$	94.31	3	31.44	$1886 \pm 1[22]$	1885.04
$B(1890)$	$p\bar{p}$	120.67	4	30.17	1892[22]	1891.62
$B(1900)$	$p\bar{p}$	142.29	5	28.49	$1898 \pm 1[22]$	1900.05
$X(1900)$	$p\bar{p}$	138.91	5	27.78	1897 ± 1	1900.05
$B(1910)$	$p\bar{p}$	180.62	6	30.10	1911[22]	1910.30
$B(1920)$	$p\bar{p}$	207.76	7	29.68	1922[22]	1922.34
$X(1920)$	$p\bar{p}$	203.09	7	29.01	~ 1920	1922.34
$B(1936)$	$p\bar{p}$	240.08	8	30.01	$1936 \pm 0.3[23]$	1936.14
$X(1936)$	$p\bar{p}$	240.08	8	30.01	$1937.3_{-0.7}^{+1.3}$	1936.14
$B(1950)$	$p\bar{p}$	274.14	9	30.46	$1951 \pm 0.3[23]$	1951.66
$B(1970)$	$p\bar{p}$	298.14	10	29.81	$1969 \pm 2[24]$	1968.87
$X(1970)$	$p\bar{p}$	296.48	10	29.65	1968	1968.87
$B(1990)$	$p\bar{p}$	328.15	11	29.83	$1989 \pm 1[23]$	1987.71
$B(2008)$	$p\bar{p}$	357.30	12	29.76	2008 ± 3	2008.15
$X(2008)$	$p\bar{p}$	361.49	12	30.12	2011 ± 7	2008.15
$X(2030)$	$p\bar{p}$	381.86	13	29.37	2026 ± 5	2030.12
$B(2050)$	$p\bar{p}$	415.12	14	29.65	2052[24]	2053.60
$B(2080)$	$p\bar{p}$	447.44	15	29.83	$2079 \pm 4[23]$	2078.51
$X(2080)$	$p\bar{p}$	448.60	15	29.91	2080 ± 10	2078.51
$B(2105)$	$p\bar{p}$	477.97	16	29.87	$2106 \pm 4[22]$	2104.82
$B(2130)$	$p\bar{p}$	502.80	17	29.58	$2129 \pm 5[22]$	2132.47
$B(2160)$	$p\bar{p}$	—	18	—	не наб.	2161.41
$B(2190)$	$p\bar{p}$	566.45	19	29.81	$2192 \pm 3[23]$	2191.58

Таблица 2. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 144.7$ МэВ/с. Реперный импульс в два раза меньше, чем импульс распада $K^*(892)^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ ($\sim 100\%$)

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
$K^*(892)^\pm$	$K^\pm \pi^0$	289.4	2	144.7	891.59 ± 0.24	891.59
$f_1(1420)$	$K^\pm \bar{K}^*(892)^\pm$	164.09	1	164.09	1426.8 ± 2.3	1417.7
$f_1(1510)$	$K^\pm \bar{K}^*(892)^\pm$	292	2	146	1512 ± 4	1510
$\pi_2(1670)$	$K^\pm \bar{K}^*(892)^\pm$	452.92	3	150.97	1670 ± 20	1649.05
$a_2(1320)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	437	3	145.66	1318 ± 0.7	1314.77
$f_2'(1525)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	581	4	145.25	1525 ± 5	1521.47
$K_1(1650)$	$K^\pm \phi$	311.88	2	155.94	1650 ± 50	1632
$K_2(1770)$	$K^\pm \phi$	441.30	3	147.1	1773 ± 8	1765.3
$K_2(1770)$	$K_2^*(1430)^\pm \pi^0$	287	2	143.5	1773 ± 8	1773.8
$K_3^*(1780)$	$K_2^*(1430)^\pm \pi^0$	284	2	142	1770 ± 10	1773.8
$K_3(1770)$	$K^\pm \pi^0$	287	2	143.5*	1773 ± 8	1773.8
$K_1(1400)$	$K^\pm \omega$	285	2	142.5	1402 ± 7	1406
$B(1898)$	pp	142.29	1	142.29	$1898 \pm 1[22]$	1898.73
$B(1964)$	pp	291.46	2	145.73	$1965 \pm 2[22]$	1963.78
$X(1964)$	$p\bar{p}$	296.48	2	148.24	1968	1963.78

Таблица 3. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 117.7659$ МэВ/с. Реперный импульс в два раза меньше, чем импульс распада $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ ($\approx 64\%$)

резон.	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
K^\pm	$\mu^\pm \nu_\mu$	236	2	118	493.677 ± 0.016	493.677
$\eta(547)$	$\pi^\pm \pi^\pm$	236	2	118	547.45 ± 0.19	547.56
$f_0(980)$	$\pi^\pm \pi^\pm$	470	4	117.5	980 ± 10	982.60
$f_2(1430)$	$\pi^\pm \pi^\pm$	701.25	6	116.88	≈ 1430	1440.48
$\rho(2150)$	$\pi^\pm \pi^\pm$	1065.40	9	118.38	2149 ± 17	2138.07
$f_1(1285)$	$\phi \gamma$	236	2	118	1282.2 ± 0.7	1281.80
$f_1(1285)$	$a_0(980)\pi^0$	234	2	117	1282.2 ± 0.7	1282.78
$X(1935)$	$p\bar{p}$	234.78	2	117.39	$1934.4^{+2.6}_{-1.4}$	1934.76
$f_2'(1525)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	581	5	116.2	1525 ± 5	1536.79
$\rho(1700)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	691.94	6	115.32	1700 ± 20	1724
$\rho(2150)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	954.38	8	119.3	2149 ± 17	2127.27
$\rho_s(2350)$	$K^\pm \bar{K}^\pm$	1055.23	9	117.25	2330 ± 35	2338.44
$\rho(1700)$	$K^\pm \bar{K}^*(892)^\pm$	479.01	4	119.75	1700 ± 20	1690.74
$\hat{\rho}(1405)$	$\eta \pi^\pm$	586.98	5	117.4	1406 ± 20	1409.14
$\psi(3770)$	$D^\pm \bar{D}^\pm$	242	2	121	3769.9 ± 2.5	3768.16
$\psi(4415)$	$D^\pm \bar{D}^\pm$	1174.21	10	117.42	4415 ± 6	4418.67
$\psi(4040)$	$D^*(2007)^0 \bar{D}^*(2007)^0$	232	2	116	4040 ± 10	4040.95
$\Upsilon(4S)$	$B^\pm \bar{B}^\mp$	342.51	3	114.17	10580 ± 3.5	10581.42
B^0	$D^*(2010)^0 D_s^{*\mp}$	1649	14	117.79	5279.2 ± 1.8	5279.33
Ξ^0	$\Sigma^0 \gamma$	117	1	117	1314.9 ± 0.6	1316.12
Ξ^-	$\Sigma^- \gamma$	118	1	118	1321.32 ± 0.13	1320.98

Таблица 4. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 91.24$ МэВ/с. Реперный импульс в три раза меньше, чем импульс распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (38.8%)

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
η	2γ	274	3	91.33	547.45 ± 0.19	547.45
ω	$\pi^+\pi^-$	365	4	91.25	781.94 ± 0.12	781.47
$f_2(1270)$	2γ	637	7	91	1275 ± 5	1277.36
$\rho^0(1450)$	e^+e^-	732	8	91.5	1465 ± 25	1459.84
$\rho^\pm(1450)$	$\phi\pi^\pm$	358	4	89.5	1465 ± 25	1473.51
$\omega(1600)$	$\rho^0\pi^0$	644	7	92	1662 ± 13	1652.03
$\omega_3(1670)$	$b_1(1235)\pi^0$	359	4	89.75	1668 ± 5	1673.08
$\pi_2(1670)$	$K^\pm\bar{K}^*(892)^\mp$	453	5	90.6	1670 ± 20	1673.71
$\phi(1680)$	$K^0\bar{K}^*(892)^0$	462	5	92.4	1680 ± 50	1680.66
$f_4(2050)$	$\pi^\pm\pi^\mp$	1012	11	92	2044 ± 11	2026.6
$f_3(2300)$	$\phi\phi$	529	6	88.17	2297 ± 28	2314.21
$f_2(2340)$	$\phi\phi$	573	6	95.5	2339 ± 60	2314.21
$K_1(1400)$	$K^0\omega$	285	3	95	1402 ± 7	1396.45
$K_3^*(1780)$	$K_2^*(1430)^0\pi^\pm$	284	3	94.67	1770 ± 10	1765.58
$K_2(1820)$	$K^\pm\omega$	638	7	91.14	1816 ± 13	1816.86
$K_4^*(2045)$	$\phi K^*(892)^\pm$	363	4	90.75	2045 ± 9	2046.17
D^\pm	$K^*(892)^\pm\bar{K}^*(892)^0$	273	3	91	1869.4 ± 0.4	1869.64
D^0	$K^0 f_0(980)$	549	6	91.5	1864.6 ± 0.5	1862.38
D^0	$K_0^*(1430)^\pm\pi^\mp$	364	4	91	1864.6 ± 0.5	1862.11
D_s^\pm	$\omega\pi^\pm$	822	9	91.33	1968.5 ± 0.7	1966.84
B_s^\pm	$D^0 D_s^\pm$	1735	19	91.32	5278.7 ± 1.8	5276.78
B^0	$D^*(2010)^\pm D_s^\mp$	1735	19	91.32	5279.0 ± 1.8	5277.32
B^0	$D^\pm D_s^\mp$	1733	19	91.21	5279.0 ± 1.8	5280.3
$\eta_c(1S)$	$\rho^0\rho^0$	1275	14	91.07	2978.8 ± 1.9	2981.44
$\psi(2S)$	$\gamma\eta_c(1S)$	639	7	91.29	3686.0 ± 0.09	3685.18
$\Upsilon(3S)$	$\gamma\chi_{b2}(2P)$	87	1	87	10355.3 ± 0.5	10360.15
$N(1520)D_{13}$	$n\pi^0$	456	5	91.2	≈ 1520	1520.21
$N(1535)S_{11}$	$p\eta$	182	2	91	≈ 1535	1532.91
$N(1650)S_{11}$	$n\pi^0$	547	6	91.17	≈ 1650	1651.69
$N(1675)D_{15}$	$\Delta^0\pi^0$	364	4	91	≈ 1675	1674.04
$N(1680)F_{15}$	$\Delta^0\pi^\pm$	369	4	92.25	≈ 1680	1675.66
$N(1710)P_{11}$	$K^\pm\Lambda$	264	3	88	≈ 1710	1713.26
$\Lambda(1820)F_{05}$	$p^\pm K^\mp$	545	6	90.83	≈ 1820	1823.83
$\Lambda(1820)F_{05}$	$\Sigma(1385)^0\pi^0$	362	4	90.5	≈ 1820	1820.14
$\Lambda(2350)H_{09}$	$p^\pm K^\mp$	915	10	91.5	≈ 2350	2346.15
Λ_c^+	$\Lambda\rho^+$	638	7	91.14	2284.9 ± 0.6	2284.81
$\Sigma_c^{++}(2455)$	$\Lambda_c^+\pi^+$	90	1	90	2452.9 ± 0.6	2453.47

Таблица 5. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 68.67 \text{ МэВ/с}$. Реперный импульс в три раза меньше, чем импульс распада $K_S^0 \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\mp}$ (68.6%)

резонансы	каналы распада	$P_{\text{ср}}$	n	$P_{\text{ср}}/n$	$M_{\text{ср}}$	M_{th}
K^0	$\pi^+\pi^-$	206	3	68.67	497.672 ± 0.031	497.672
$\omega(1420)$	$\rho^{\pm}\pi^{\mp}$	488	7	69.71	1419 ± 31	1406.99
$\eta(1440)$	$\omega_0(980)^{\pm}\pi^{\mp}$	347	5	69.4	1415 ± 10	1412.34
$\rho(1450)$	$K^0\bar{K}^0$	541	8	67.63	1465 ± 25	1482.53
$f_0(1500)$	$\eta\eta'(958)$	—	1	68.67	1503 ± 11	1511.97
$f_2'(1525)$	$\pi^0\pi^0$	750	11	68.18	1525 ± 5	1534.67
$\omega(1600)$	e^+e^-	824	12	68.67	1649 ± 24	1648.08
$\phi(1680)$	$K^+\bar{K}^-$	681	10	68.1	1680 ± 20	1691.48
$\rho_3(1690)$	$K^+\bar{K}^-$	686	10	68.6	1691 ± 5	1691.48
$\rho(1700)$	$K^{\pm}\bar{K}^{\mp}(892)^{\mp}$	479	7	68.43	1700 ± 20	1701.96
$f_7(1710)$	$K^+\bar{K}^-$	690	10	69	1697 ± 4	1696.15
$f_4(2050)$	$K^0\bar{K}^0$	895	13	68.85	2044 ± 11	2044.12
$K^*(1410)$	$K^*(892)^{\pm}\pi^0$	408	6	68	1412 ± 12	1415.75
$K_0^*(1430)$	$K^0\pi^{\pm}$	621	9	69	1429 ± 6	1427.09
$K^*(1680)$	$K^*(892)^{\pm}\pi^0$	615	9	68.33	1714 ± 20	1717.44
$K_3^*(1780)$	$K^0\rho^{\pm}$	612	9	68	1770 ± 10	1779.68
$K_2(1820)$	$K^{\pm}\phi$	481	7	68.71	1816 ± 13	1816.1
$K_2(1820)$	$\pi^0 K^*(892)^{\pm}$	680	10	68	1816 ± 13	1825.22
$K_4^*(2045)$	$K^{\pm}\pi^0$	958	14	68.43	2045 ± 9	2051.53
D^{\pm}	$K^*(892)^{\pm}\bar{K}^{\mp}(892)^0$	273	4	68.25	1869.3 ± 0.5	1870.2
D^0	$\bar{K}^0 f_0(980)$	549	8	68.63	1864.5 ± 0.5	1864.74
$D^*(2007)^0$	$D^0\gamma$	137	2	68.5	2006.7 ± 0.5	2006.89
$D^*(2010)^{\pm}$	$D^{\pm}\gamma$	136	2	68	2010.0 ± 0.5	2011.68
D_s^{\pm}	$K^*(892)^{\pm}\bar{K}^{\mp}(892)^0$	412	6	68.67	1968.5 ± 0.6	1968.47
$D_s^{*\pm}$	$D_s^{\pm}\gamma$	139	2	69.5	2112.4 ± 0.7	2110.63
B^{\pm}	$\bar{D}^*(2007)^0 D_s^{*\pm}$	1650	24	68.75	5278.9 ± 1.8	5275.99
B^0	$D^*(2010)^{\pm} D_s^{*\mp}$	1649	24	68.71	5279.2 ± 1.8	5278.54
$\eta_c(1S)$	$K^*(892)^0\bar{K}^0$	1307	19	68.79	2979.8 ± 2.1	2979.24
$J/\psi(1S)$	$f_1(1285)\phi$	1032	15	68.8	3096.88 ± 0.04	3093.91
$J/\psi(1S)$	$\Sigma^0\Lambda$	1032	15	68.8	3096.88 ± 0.04	3094.28
$\chi_{c2}(1P)$	$p\bar{p}$	1510	22	68.64	3556.17 ± 0.13	3556.79
$\psi(2S)$	$\eta\eta'(958)$	1719	25	68.76	3686.00 ± 0.09	3682.6
$N(1440)P_{11}$	$\pi^{\pm}\Delta^0$	143	2	71.5	≈ 1440	1435.44
$N(1440)P_{11}$	$n\gamma$	413	6	68.83	≈ 1440	1437.96
$N(1535)S_{11}$	$p\gamma$	481	7	68.71	≈ 1535	1534.93
$N(1650)S_{11}$	$p\pi^0$	547	8	68.38	≈ 1650	1652.97
$N(1650)S_{11}$	$\Delta^0\pi^0$	344	5	68.8	≈ 1650	1649.58
$N(1675)D_{15}$	$K^0\Lambda$	209	3	69.67	≈ 1675	1673.16
$\Lambda(1670)S_{01}$	nK^0	414	6	69	≈ 1670	1672.03
$\Lambda(1670)S_{01}$	$\Lambda\eta$	64	1	64	≈ 1670	1669.54

Таблица 5 (продолжение)

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
$\Lambda(1690)D_{03}$	$\Sigma^0 \pi^0$	409	6	68.17	≈ 1690	1695.29
$\Lambda(1820)F_{05}$	$p^{\pm} \bar{K}^{\mp}$	545	8	68.13	≈ 1820	1825.86
$\Lambda(1830)D_{05}$	$n \bar{K}^0$	553	8	69.13	≈ 1830	1829.65
$\Lambda(2100)G_{07}$	$p^{\pm} \bar{K}^{\mp}$	751	11	68.27	≈ 2100	2106.93
$\Lambda(2100)G_{07}$	$\Lambda \eta$	617	9	68.56	≈ 2100	2101.05
$\Lambda(2100)G_{07}$	$K^+ \Xi^-$	483	7	69	≈ 2100	2095.08
$\Sigma(1670)D_{13}$	$p^{\pm} \bar{K}^{\mp}$	414	6	69	≈ 1670	1667.77
$\Sigma(1915)F_{15}$	$p^{\pm} \bar{K}^{\mp}$	618	9	68.67	≈ 1915	1914.53
$\Sigma(1940)D_{13}$	$\Delta^0 \bar{K}^{\mp}$	410	6	68.33	≈ 1940	1942.09
$\Sigma(2030)F_{17}$	$K^0 \Xi^-$	412	6	68.67	≈ 2030	2030.16
$\Xi(1820)D_{13}$	$\Xi^- \pi^+$	413	6	68.83	1823 ± 5	1819.09
Λ_c^+	$\Sigma^0 \pi^+$	824	12	68.67	2284.9 ± 0.6	2282.72
Ω_c^0	$\Omega^- \pi^+$	827	12	68.91	2704 ± 4	2700.21

Таблица 6. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 74.39$ МэВ/с. Реперный импульс равен импульсу распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ ($\sim 100\%$)

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
Σ^0	$\Lambda \gamma$	74	1	74	1192.55 ± 0.08	1192.55
$\Lambda(1405)S_{01}$	$\Sigma^0 \pi^0$	153.74	2	76.87	1407 ± 4	1402.68
$\Lambda(1670)S_{01}$	$\Sigma^0 \pi^0$	392.07	5	78.41	≈ 1670	1644.88
$\Lambda(1800)S_{01}$	$\Sigma^0 \pi^0$	491.83	7	70.26	≈ 1800	1839.21
$\Lambda(2000)$	$\Sigma^0 \pi^0$	641.72	9	71.30	2010 ± 30	2050.59
$\Lambda(1670)S_{01}$	$\Sigma(1385)^+ \pi^0$	229.18	3	76.39	≈ 1670	1661.51
$\Lambda(1800)S_{01}$	$\Sigma(1385)^+ \pi^0$	347.26	5	69.45	≈ 1800	1827.63
$\Xi(1690)$	$\Xi(1530)^0 \pi^0$	78.58	1	78.58	1690 ± 10	1686.92
$\Xi(1820)D_{13}$	$\Xi(1530)^0 \pi^0$	237.23	3	79.08	1823 ± 5	1808
$\Xi(1950)$	$\Xi(1530)^0 \pi^0$	353.11	5	70.62	1950 ± 15	1971.22
$\Xi(1530)P_{13}$	$\Xi^- \pi^+$	146.55	2	73.28	1531.8 ± 0.32	1533.67
$\Xi(1620)$	$\Xi^- \pi^+$	239.45	3	79.82	≈ 1620	1603.25
$\Xi(1690)$	$\Xi^- \pi^+$	303.69	4	75.92	1690 ± 10	1683.07
$\Xi(1950)$	$\Xi^- \pi^+$	513.71	7	73.39	1950 ± 15	1959.32

2). Многие резонансы можно интерпретировать как радиальные возбуждения резонатора. Например (см. таблицу 1), $\rho(770)$ -, $\rho(1450)$ - и $\rho(2150)$ -мезоны распадаются на два пиона с импульсами 358, 719 и 1065 МэВ/с соответственно, то есть кратны между собой. Это наблюдение дает простой способ предсказания масс и квантовых чисел радиально-возбужденных резонансов.

3). Способ представления цепочки распадов резонансов и далее, в свою очередь, продуктов их распадов [2] наводит на простую идею о структуре резонансов элементарных частиц: все тяжелые частицы распадаются на более легкие деревоподобным образом, и конечными продуктами распадов являются электроны, фотоны, нейтрино и протоны. При этом распад резонансов носит каскадный характер, причем соответствующие распадные каналовые импульсы соизмеримы.

4). Все исследованные нами распады резонансов подчиняются изложенным выше правилам; нам, во всяком случае, не удалось обнаружить каких-нибудь экзотических распадов резонансов. Как пример, обсудим только проблему f_1^- и f_2^- -резонансов (см. мини-обзор [2] на стр. 558). Кварковая $q\bar{q}$ -модель предсказывает два изоскалярных 1^3P_1 -состояния. В эксперименте известны три состояния $f_1(1285)$, $f_1(1420)$ и $f_1(1510)$ с квантовыми числами 1^{++} , так что одно из них не укладывается в рамки кварковой модели, и поэтому предлагаются различные сценарии для ее спасения. Из вышеприведенных таблиц видно, что распадные импульсы этих резонансов подчиняются правилу соизмеримости. То же самое верно для тензорных мезонов $f_2 2^{++}$. Кварковая модель предсказывает два таких мезона, но обнаружено больше. На самом деле число резонансов f_1 и f_2 должно быть гораздо больше по сравнению с экспериментально наблюдаемым. Должны быть их радикально возбужденные резонансы, массы которых вычисляются просто по правилу кратности импульсов.

Итак, мы приходим к выводу, что резонансы имеют чрезвычайно богатую структуру. Они представляют собой сложные волновые системы, все движения подсистем в которых соизмеримы согласно законам волновой механики, что приводит к самосогласованию составных частей материи друг с другом и с полной системой независимо от вида взаимодействия между этими частями. Более того, составные части (кластеры) материи подобны друг другу и всей системе. Действительно, резонансы распадаются по цепочке деревоподобным образом на все более легкие частицы. При этом распады подобны, как ветки дерева подобны между собой и подобны самому дереву в целом.

Систематический анализ продуктов распада резонансов показывает, что соответствующие движения составных частей не существуют сами по себе, независимо. Движения составных частей материи в одном резонансе самосогласованы с движениями соответствующих частей в другом. Каждый резонанс сам по себе играет триединую роль: имеет сложную структуру, входит в состав другого резонанса и участвует в обмене между компонентами вещества, поддерживая целостность структуры. Таким образом устанавливается гармоническое единство движений всех частиц. Ни одна частица не может быть более фундаментальной, чем все остальные. Следовательно, приходим к выводам, близким по духу выводам теории бутстрапа для сильных взаимодействий [25]. Однако между двумя подходами имеются глубокие различия: выводы бутстрапа следуют из теории S -матрицы для сильных взаимодействий, наши выводы не зависят от вида взаимодействий и основаны на принципах соизмеримости и самоподобия, следующих из законов сохранения энергии-импульса и адиабатического инварианта Эренфеста. Самосогласование движений в подсистемах одного резонанса с соответствующими подсистемами другого резонанса и движений самих резонансов, а также участие этих подсистем и самих резонансов в обмене приводит к иерархии движений и к самоорганизации материи на квантовом уровне.

5 Предсказания масс резонансов элементарных частиц

Выше мы провели систематический анализ доступного экспериментального материала для выяснения условий квантования распадных импульсов резонансов частиц. При этом анализе мы выбирали распадные импульсы резонансов из их доминирующих каналов в качестве реперных импульсов. И пришли к выводу, что в таких случаях действительно импульсы и массы резонансов квантуются согласно соответствующим условиям квантования резонаторов.

Естественно возникает вопрос, а какую роль при этом играют распадные каналы резонансов, имеющие очень малую долю (малый вес)? Из ядерной физики мы знаем (см., например, обзор [19], посвященный методам смешивания конфигураций), что базисные векторы, имеющие малые веса в основных состояниях ядер, становятся доминирующими в сильно возбужденных состояниях. То же самое должно быть и в физике резонансов.

Рассмотрим распады:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad P(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) = 209.0472,$$

$$\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp \quad P(\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp) = 26.12992.$$

Отношение этих каналовых импульсов равно

$$P(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) / P(\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp) = 8.0003.$$

Предположим, что это соотношение должно быть целым, то есть равно 8. Поскольку значение импульса $P(\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp)$ известно более точно по сравнению с импульсом $P(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$, то предположим, что

$$P(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) = 8P(\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp),$$

и с этим новым значением импульса вычислим массу K_S^0 -мезона. Она равна $M(K_S^0) = 497.65858$ МэВ, что ближе к более точному экспериментальному значению 497.661 ± 0.033 [2], чем усредненному 497.672 ± 0.031 МэВ. Ниже в таблицах 7-8 мы приводим результаты некоторых предсказаний масс резонансов.

Очевидно, что точность предсказанных масс резонансов зависит от точности используемых в расчетах масс продуктов распада. Необходимо провести самосогласованные расчеты по всем имеющимся экспериментальным данным с учетом погрешностей с соблюдением необходимых соизмеримостей. Поэтому наши предсказания масс резонансов нужно считать сугубо предварительными. Мы просим читателей присылать нам информацию по более современным точным экспериментальным данным масс резонансов, за что заранее благодарны.

Таблица 7. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 26.1299$ МэВ/с. Реперный импульс взят из распада $\pi^0 \rightarrow e^{\mp} \mu^{\pm}$ ($\approx 10^{-8}\%$)

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
π^0	$e^{\pm} \mu^{\mp}$	26	1	26	134.9764 ± 0.0006	134.9764
τ	$e^{\pm} \gamma$	888	34	26.11	$1777.0^{+0.30}_{-0.27}$	1776.84
$f_1(1285)$	$\phi \gamma$	236	9	26.22	1282.2 ± 0.7	1281.36
$f_1(1285)$	$a_0(980) \pi^0$	234	9	26	1282.2 ± 0.7	1282.38
$a_2(1320)$	$\eta'(958) \pi^0$	287	11	26.09	1318.1 ± 0.7	1317.51
K_S^0	$\pi^0 \pi^0$	209	8	26.13	497.672 ± 0.031	497.66
$K_2^*(1430)^{\pm}$	$K^{\pm} \gamma$	627	24	26.13	1425.4 ± 1.3	1425.24
D^{\pm}	$\bar{K}^0 \pi^{\pm}$	862	33	26.12	1869.3 ± 0.5	1869.11
D^0	$\bar{K}^0 f_0(980)$	549	21	26.14	1864.5 ± 0.5	1863.97
D^0	$\phi \rho^0$	260	10	26	1864.5 ± 0.5	1864.08
D_s^{\pm}	$f_0(980) \pi^{\pm}$	732	28	26.14	1968.5 ± 0.6	1967.82
D_s^{\pm}	$\eta'(958) \rho^{\pm}$	470	18	26.11	1968.5 ± 0.6	1968.03
$D_{s1}(2536)^{\pm}$	$D^0 K^{\pm}$	392	15	26.13	2535.35 ± 0.34	2535.6
B^{\pm}	$e^{\pm} \gamma$	2639	101	26.13	5278.9 ± 1.8	5278.24
B^0	$e^{\pm} \mu^{\mp}$	2639	101	26.13	5279.2 ± 1.8	5280.35
$\eta_c(1S)$	$K^*(892)^{\pm} \bar{K}^{\mp}$	1307	50	26.14	2979.8 ± 2.1	2978.38
$\psi(2S)$	$\gamma \chi_{c0}(1P)$	261	10	26.1	3686.00 ± 0.09	3686.38
$\chi_{b0}(1P)$	$\gamma \Upsilon(1S)$	391	15	26.07	9859.8 ± 1.3	9860.44
$\Upsilon(2S)$	$\gamma \chi_{b1}(1P)$	131	5	26.2	10023.3 ± 0.31	10023.41
$\Sigma(1385)^0$	$\Lambda \pi^0$	208	8	26	1383.7 ± 1.0	1383.93
Λ_c^+	$\Xi(1530)^0 K^+$	471	18	26.17	2284.9 ± 0.6	2284.25
$\Lambda_c(2593)^+$	$\Lambda^+ \pi^0$	261	10	26.1	2593.6 ± 1.0	2593.9
Ξ_c^+	$\Sigma^+ \bar{K}^*(892)^0$	653	25	26.12	2465.6 ± 1.4	2465.89
Ξ_c^0	$\Omega^- K^+$	522	20	26.1	2470.3 ± 1.8	2471.11
$\Xi_c(2645)$	$\Xi_c^+ \pi^-$	107	4	26.75	2643.8 ± 1.8	2642.18

Таблица 8. Инвариантные массы резонансов, распадающиеся по бинарным каналам с импульсами $P_n = n * 52.828$ МэВ/с. Реперный импульс взят из распада $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \gamma$ ($\approx 10^{-11}\%$)

резонансы	каналы распада	P_{exp}	n	P_{exp}/n	M_{exp}	M_{th}
μ^{\pm}	$e^{\pm} \gamma$	52	1	52	105.658389 ± 0.000034	105.658389
τ	$\bar{\nu} \eta$	475	9	52.78	$1777.0^{+0.3}_{-0.27}$	1776.95
ρ^0	$\mu^{\pm} \mu^{\mp}$	369	7	52.71	768.5 ± 0.6	769.19
$K^*(1430)^0$	$K^*(892)^{\pm} \pi^{\mp}$	423	8	52.88	1432.4 ± 1.3	1431.76
D^{\pm}	$K^{\pm} \bar{K}^0$	792	15	52.8	1869.3 ± 0.5	1869.36
B^{\pm}	$p \bar{\Lambda}$	2430	46	52.83	5278.9 ± 1.8	5278.9
$\eta_c(1S)$	$\omega \omega$	1268	24	52.83	2979.8 ± 2.1	2979.21
$\chi_{b1}(1P)$	$\gamma \Upsilon(1S)$	422	8	52.75	9891.9 ± 0.7	9892.43
Ω^-	$K^- \Lambda$	211	4	52.75	1672.45 ± 0.29	1672.52

6 Заключение

Представляется, что богатый экспериментальный материал по резонансам элементарных частиц не может быть понят без привлечения новых знаний о внутренней структуре частиц, вылетающих при распаде резонансов. Мы привели достаточно веские аргументы в пользу того, что природа описанных выше резонансов одинакова: само наличие резонансов свидетельствует о сложной внутренней структуре частиц. Всеобщее мнение основано на том, что резонансы появляются при столкновении низкоэнергетических частиц и, следовательно, на больших расстояниях. Поэтому они не могут дать информацию о самих частицах. Отсюда стандартное заключение: информация о внутренней структуре микрочастиц может быть извлечена из высокоэнергетических столкновений и становится более "ценной" с ростом энергии. Мы считаем, что резонансы обусловлены сложной внутренней структурой самих микрочастиц, так что "ценны" экспериментальные данные по резонансам при всех энергиях. Представленный в данной работе материал, как нам кажется, демонстрирует адекватность этого утверждения физике процесса. Наш феноменологический подход, основанный на первых принципах, не содержит свободных параметров и воспроизводит центроиды экспериментальных данных. Точность вычислений зависит от точности реперных данных. Часто наши вычисления дают более высокую точность значения масс резонансов по сравнению с существующими экспериментальными данными, если используемые реперные экспериментальные данные имеют высокую точность. Например, мы предсказываем массу K_S^0 (497.6586 МэВ) с точностью, определяемой точностью измерения значения масс π^0 , e^\pm и μ^\pm . Таких предсказаний значений масс резонансов в статье приведено много, и эти предсказания проверяемы. Наш систематический анализ, несомненно, приводит к выводу о квантованности распадных импульсов резонансов (совпадающей с экспериментальной точностью масс и импульсов исследуемых резонансов).

Как следствие такого вывода мы приходим к заключению о существовании радиально-возбужденных состояний и в этом мы уверены. Многие хорошо установленные резонансы имеют своих радиально возбужденных партнеров с кратными распадными импульсами по сравнению с соответствующими импульсами низколежащих или высоколежащих резонансов. Отмеченное наблюдение может служить хорошим инструментом для предсказания новых радиально возбужденных резонансов с заранее определенными квантовыми числами. Таким образом, найден простой феноменологический принцип систематизации спектра масс резонансов элементарных частиц. Радиальные возбужденные состояния известны во многих областях физики (в атомах, ядрах, молекулах, твердых телах,...) и естественно, что такие состояния должны наблюдаться и в мире резонансов частиц. И наконец, при обсуждении резонансов в PP - и $\bar{P}P$ -системах [4] мы установили, что экспериментальные значения масс совпадают в рамках точности экспериментальных данных. Действительно, законы сохранения энергии и адиабатического инварианта для систем частица-частица и частица-античастица должны выполняться одинаковым образом. Такое удивительное наблюдение было сделано еще в ранних наших работах [5, 6]. Отсюда следует фундаментальный вывод: многие мезонные резонансы должны иметь своих дибарионных партнеров. Если это так, то открываются

хорошие перспективы для сравнительного систематического анализа мезонных и дибарионных резонансов.

Чтобы понять, как нестабильная частица (резонанс) может сообщаться с несколькими открытыми каналами, мы сочли необходимым провести аналогию между поведением нестабильных частиц и резонирующих полостей, таких, как органичные трубы, электромагнитные резонаторы. Здесь лишь укажем, что впервые на такую аналогию еще в 1964 году обратили внимание Чью, Гелл-Манн и Розенфельд [26]. В указанной работе они подробно обсуждали возможность представления резонансов элементарных частиц в виде резонирующих полостей в полной аналогии с нашим подходом. Однако работа [26] осталась незамеченной.

Таким образом, предложенный беспараметрический подход, основанный на первых принципах, дает возможность сформулировать стратегию экспериментального поиска новых резонансов, иногда с заранее определенными квантовыми числами.

Мы начали наши исследования под влиянием следующей концепции: разнообразные явления в природе обусловлены простыми законами, общими для микро- и макросистем [5]. Ими являются законы сохранения энергии-импульса и адиабатического инварианта Эренфеста. Тогда и геометрическое квантование должно носить универсальный характер, поскольку оно является простым объединением этих законов. Такое объединение позволяет сформулировать принцип резонатора и принцип соизмеримости движений в микросистемах. Для проверки нашего утверждения достаточно существующих установок для низких, средних, промежуточных и высоких энергий. Обычно используют влияние внешнего поля для определения собственных частот резонатора. Резонансные явления возникают, когда частота внешнего поля совпадает с собственной частотой резонатора. Поэтому мы предлагаем естественный метод для определения собственных частот (энергий) элементарных частиц, основанный на столкновениях одинаковых и различных частиц. Резонансы возникнут, когда собственные частоты относительного движения будут соизмеримы с собственными частотами сталкивающихся частиц.

Справедливость нашего феноменологического подхода подтверждается результатами систематического анализа продуктов распада огромного числа резонансов. Наиболее весомым доказательством служит прекрасное описание массового распределения резонансов и предсказание новых. Информация о внутренней структуре протона, нейтрона, пиона, мюона, электрона может быть получена на существующих экспериментальных установках с хорошим разрешением и с большой статистикой при низких, промежуточных и высоких энергиях.

В этой работе мы представили единое беспараметрическое и безмодельное воспроизведение экспериментального распределения масс огромного числа резонансов элементарных частиц. Представляется, что за этим беспрецедентно точным воспроизведением экспериментальных данных должна быть простая и красивая физика. Мы предлагаем единый теоретический сценарий для интерпретации наблюдаемых резонансов в живой и неживой Природе, обусловленных разными взаимодействиями (гравитационными, слабыми, электромагнитными и сильными). Основы этого единого сценария — законы сохранения энергии-импульса и адиабатического инварианта Эренфеста \Leftrightarrow геометрическое квантование \Leftrightarrow стоячие волны. Представляется, что наблюдаемые повсеместно в макросистемах периодичность,

соизмеримость, самоподобие и фрактальность многих структур есть результат последовательного образования иерархических структур на разных уровнях самоорганизации материи, начиная от микро уровня.

В заключение отметим, что многие идеи, представленные в этой работе, родились под влиянием работы А.М. Балдина [27]. Мы очень признательны Я. Ваагену, Ю. Ратису, Б. Барбашову, М. Широкову, М. Надь, А. Тяпкину, Р. Джолос, К. Гридневу, А. Ширкову, Ф.Пенькову, В. Дубовику, В. Федянину, А. Чечельницкому, П. Коровину, Ю. Попову за полезные обсуждения и доброжелательную критику.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант No 96-02-17216).

Литература

- [1] Менделеев Д.И. //Периодический закон. М.: Из-во АН СССР. 1958.
- [2] // Phys. Rev. D. 1996. V.54. Part.1.
- [3] Тяпкин А.А. //Preprint JINR E2-9826. Dubna. 1976; ЯФ. 1977. Т.26. С. 1271; Sov. Journal of Nucl. Phys. 1977. V.62. P.670.
- [4] Gareev F.A., Varabanov M.Yu., Kazacha G.S. //Preprint JINR E4-97-183.
- [5] Gareev F.A. // JINR Communications P2-96-456. Dubna. 1996.
- [6] Gareev F. A.// JINR Communications E4-97-25. Dubna. 1997.
- [7] Гареев Ф.А., Казача Г.С., Ратис Ю.Л. // ЭЧАЯ. 1996. Т.27. С.97.
- [8] Gareev F.A., Kazacha G.S., Ratis Yu.L. // Chinese Journal of Physics 1996. V.34. P.673.
- [9] Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. // Изв. РАН. сер. физ. 1996. Т.60. С.121.
- [10] Gareev F.A., Kazacha G.S., Ratis Yu.L., Strokovsky E.A., Airapetyan R.G. // Turkish Journal of Physics. 1996. V.20. P.465.
- [11] Ратис Ю.Л., Гареев Ф.А. // Ядерная физика. 1996. Т.59. С.1005..
- [12] Ривлин Л.А. //УФН 1997. Т.167. С.309.
- [13] Мостепаненко В.М., Трунов Н.Н. //Эффект Казимира и его приложения. М.: Энергоатомиздат. 1990.
- [14] Вихман Э. //Квантовая физика. М.: Наука. 1986.
- [15] Чечельницкий А.М. //Экстремальность, устойчивость в астродинамике и космонавтике. М.: Машиностроение. 1980.
- [16] Бор Н. //Избранные труды. Часть I. М.: Наука. 1970.
- [17] Джеммер М. //Эволюция понятий квантовой механики. М.: Наука. 1985.

- [18] *Lord Rayleigh* // *Philosophical Magazine*. 1902. V. 3. P.338.
- [19] *Bang J., Gareev F.A., Pinkston W.T., Vaagen J.*//*Physics Reports* 1985. V.125. P.253.
- [20] *Troyan Yu.A. et al.* // *JINR Rapid Communications* 6(80)-96. Dubna. 1996.
- [21] *Codino A., Plouin F.* // *Preprint LNS/Ph/94-06, Laboratoire National Saturne*. 1994.
- [22] *Троян Ю. А.* // *ЭЧАЯ*. 1993. Т.24. С. 683.
- [23] *Комаров Е.* // *Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems*. Dubna. 1994. P.321.
- [24] *Tatischeff B. et al.* // *Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems*. Dubna. 1990. P.177. *Preprint IPNO-DRE 94-19*. 1994.
- [25] *Chew G.F., Frautschi S.C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V.7. P.394.
- [26] *Chew G.F., Gell-Mann M., Rosenfeld A.H.* // *Sci. Am.* February 1964. P.74.
- [27] *Baldin A.M.* // *Nucl. Phys.* 1985. A. V.447. P.203; *Preprint JINR P2-94-463*. Dubna. 1994; *Preprint JINR E2-96-296*. Dubna. 1996.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 сентября 1997 года.

Гареев Ф. А., Барабанов М. Ю., Казача Г. С.

P2-97-292

Новая систематика спектра масс резонансов элементарных частиц

Проведен систематический анализ резонансов элементарных частиц на основе первых принципов: законов сохранения энергии-импульса и адиабатического инварианта Эренфеста. В результате установлена квантованность импульсов продуктов распада резонансов и соответственно масс резонансов, а также обнаружены их радиально-возбужденные состояния. Эти наблюдения дают возможность сформулировать стратегию экспериментального поиска новых резонансов и произвести систематизацию известных.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Gareev F. A., Barabanov M. Yu., Kazacha G. S.

P2-97-292

The New Classification of Elementary Particle Resonance Mass Spectra

Elementary particle resonances have been systematically analyzed from the first principles: the conservation laws of energy-momentum and Ehrenfest adiabatic invariant. As a result, resonance decay product momenta and masses of resonances were established to be quantized. Radial excited states of resonances were revealed. These observations give us a possibility to formulate to strategy of experimental searches for new resonances and to systematize already known ones.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997

Редактор М.И.Зарубина. Макет Т.Е.Попеко

Подписано в печать 07.10.97

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 2,38

Тираж 530. Заказ 50194. Цена 2856 р.

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области**