

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-82

P2-95-82

Ф.А.Гареев*, Ю.Л.Ратис, Г.С.Казача

РЕЗОНАНСЫ В СУБАТОМНОЙ ФИЗИКЕ
И ПРИНЦИПЫ ПОДОБИЯ И РАЗМЕРНОСТИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: GAREEV@THSUN1.JINR.DUBNA.SU

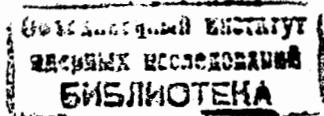
1995

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах ¹⁻⁴ был предложен полуфеноменологический подход для описания спектра масс адронных и дибарионных резонансов. При этом оказалось, что простая массовая формула (1) (см. ниже) близкая как по своей физической природе, так и по способу вывода к формуле Бальмера в старой квантовой теории Нильса Бора, описывает не только гросс-структуру (т.е. положение "центров тяжести" мультиплетов) спектра адронных масс, но и положение отдельных уровней с точностью не меньшей, чем их ширина. Результат этот оказался в высшей степени неожиданным, поскольку указанная бальмероподобная массовая формула вовсе не содержала подгоночных параметров. При этом было сделано предсказание ряда новых резонансов, успешно подтвержденное целым рядом выполненных независимо друг от друга экспериментальных работ ⁵⁻⁹. В физике известно сравнительно небольшое число примеров так называемых "грубых" систем, глобальные свойства которых прекрасно описываются в простейших подходах, однако точность описания физической картины падает в процессе ее детализации. Впервые подобное поведение систем в классической механике было открыто Анри Пуанкаре, который, собственно, и предложил удачное название для таких систем. С математической точки зрения снижение точности описания физической системы с ростом числа параметров модели очень подробно изучено в теории аппроксимации многочленами таблично заданных функций. Хорошо известно, что с ростом порядка аппроксимирующего многочлена начинается раскочка аппроксимации в межузловых интервалах, а задача корректной экстраполяции экспериментальных данных становится вообще невыполнимой. В физике классическим примером корректной работы с грубыми системами является теория дифракции. Целью настоящей работы является несколько нестандартное приложение методов теории подобия и размерности к задаче расчета спектра масс резонансов в субатомной физике.

2. Принципы подобия и размерности

В работах ¹⁻⁴ была предложена следующая концепция для описания адронных резонансов: периодическое движение, преломление и интерференция дебройлевских волн в ограниченном объеме пространства отвечает за образование резонансов в любой квантовой системе. Оказывается, что классический аналог этого утверждения, хорошо проверенный в акустике и в теории электромагнитных коле-



баний, может быть с минимальными модификациями перенесен в физику промежуточных энергий.

На основе предположений, введенных в работах ¹⁻⁴, были рассчитаны массы и ширины для большой группы адронных и дибарионных резонансов. При этом в рамках R-матричного формализма ¹⁰ мы использовали граничные условия излучения на поверхности резонанса, распадающегося на два адрона. В результате было получено новое условие квантования асимптотического импульса:

$$Pr_0 = n + \gamma, \quad (1)$$

где $\gamma=0$ или $1/2$. Случай $Pr_0 = n + 1/2$ интерпретируется как радиальное квантование, а случай $Pr_0 = L$ может рассматриваться как хорошо известное условие орбитального квантования по Бору-Зоммерфельду. В результате такого асимптотического квантования получается массовая формула бальмеровского типа:

$$m_n(R) = \sqrt{m_1^2 + P^2} + \sqrt{m_2^2 + P^2} + \Delta m_n = \sqrt{m_1^2 + \left(\frac{n+\gamma}{r_0}\right)^2} + \sqrt{m_2^2 + \left(\frac{n+\gamma}{r_0}\right)^2} + \Delta m_n, \quad (2)$$

где $\gamma=0$ или $1/2$, R означает, что мы имеем дело с резонансом, а индексы 1 и 2 соответствуют первой и второй частицам, наблюдаемым в выходном канале двухчастичного распада адронного резонанса $R \rightarrow 1 + 2$.

Формула (2) хорошо описывает гросс-структуру спектра адронных резонансов, поскольку соотношение $\Delta m_n < \Gamma$ имеет место для всех исследованных случаев сильных распадов $R \rightarrow 1 + 2$. Главный член в формуле (2) воспроизводит только положение "центра тяжести" мультиплета и именно в этом смысле описывает гросс-структуру спектра адронных и дибарионных резонансов. Тонкая структура этих спектров определяется остаточным взаимодействием и соответствующими квантовыми числами, которые отсутствуют в рамках подхода ¹⁻⁴. Таким образом, условие $\Delta m_n < \Gamma$ может рассматриваться как эмпирический факт.

Использование принципов подобия, размерности и автомодельности оказалось очень успешным в механике сплошных сред, гидродинамике, теории горения и т.п. ^{11, 12, 13}.

Проиллюстрируем работоспособность методов теории подобия на хорошо известных примерах из нерелятивистской ядерной физики.

Согласно Вейцэкеру ¹⁴ имеет место следующая зависимость радиуса ядра

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (3)$$

от числа нуклонов в ядре A . Из формулы (3) немедленно следует, что объем ядра пропорционален числу нуклонов. Это свойство сближает ядро с обычными однородными веществами. Ландау, на основе разработанной им теории ферми-жидкости, ввел понятие квазичастиц ¹⁵. Важнейшей характеристикой ферми-жидкости оказалась дебройлевская длина волны $\lambda_f = 1/k_f$ квазичастицы, лежащей на поверхности Ферми. Введение понятия о квазичастицах представляется достаточно обоснованным только при выполнении условия

$$k_f R \gg 1, \quad R \gg \lambda_f, \quad (4)$$

что совпадает с условием применимости квазиклассического приближения квантовой механики.

В рамках теории конечных ферми-систем энергию основного состояния ядра можно представить в виде суммы

$$E = E_0 + E_1, \quad (5)$$

где E_0 и E_1 плавная и осциллирующая функции числа квазичастиц, соответственно. Согласно работе ¹⁶ энергия E_1 имеет период $\pi/2$ в шкале $k_f R$. Действительно, для квазичастиц в ядре выполняется условие применимости квазиклассического приближения. Поэтому можно применить правило радиального квантования Бора-Зоммерфельда. В итоге получается правило квантования для уровня Ферми ¹⁶

$$k_f R = \frac{\pi}{2} n, \quad n = 2, 3, 4, \dots, \quad (6)$$

достаточно хорошо воспроизводящее магические числа нуклонов в ядре. Приведенный результат можно интерпретировать следующим образом: наибольшей стабильностью обладают ядра, у которых на диаметре $d = 2R$ укладывается целое число дебройлевских полуолн квазичастицы, лежащей на поверхности Ферми.

Для ядерных резонансов коллективной природы ¹⁷ также наблюдается соотношение

$$k = \beta \frac{1}{R} = \beta_1 A^{-1/3}, \quad (7)$$

аналогичное (6). Таким образом, в приведенных примерах наблюдаемые квантовые эффекты объясняются существованием резонансных собственных частот для дебройлевских волн внутри сферической полости радиуса R .

В этом параграфе мы кратко рассмотрели гросс-структуру ядра, отвлекаясь от ее тонких деталей. Ядро рассматривалось как грубая система, динамику которой можно описать в общих чертах в рамках теории ферми-жидкости. Указанный подход был использован В.Г. Носовым ¹⁶ в монографии "Макроскопические квантовые эффекты в атомных ядрах". Для применимости такого подхода необходимо выполнение соотношений (3) и (4). При этом оказывается, что важнейшей характеристикой ядра как грубой системы является величина $k_f R$, по определению совпадающая с угловым моментом $L = k_f R$ квазичастицы, лежащей на поверхности Ферми.

Гипотеза автомодельности, введенная в физику частиц Матвеевым, Мурадяном и Тавхелидзе ¹⁸, подразумевает инвариантность по отношению к преобразованию импульсного пространства $P_i \rightarrow \xi P_i$.

Дальнейшее развитие принципы подобия, размерности и автомодельности получили в работах А.М. Балдина ¹⁹, посвященных релятивистской теории динамических систем.

Применим изложенные выше принципы для анализа спектра адронных (и других субатомных) резонансов. Воспользуемся тем, что для сферически симметричных систем угловой момент L является интегралом движения. Кроме того, он остается неизменным при преобразовании подобия

$$P \rightarrow \xi P, \quad r \rightarrow \xi^{-1} r, \quad (8)$$

где $P = \hbar k$. В этом случае длина волны де Бройля преобразуется как $\lambda_D \rightarrow \xi^{-1} \lambda_D$. Итак, в квазиклассическом приближении $L = R/\lambda_D$, то есть интеграл движения L определяется характерным размером системы и соответствующей длиной дебройлевской волны. В работах ¹⁻⁴ было показано на конкретных примерах, что условие квантования (1) может быть применено для адронных резонансов, распадающихся как за счет сильного, так и за счет слабого взаимодействия. Поэтому мы примем следующую рабочую гипотезу: условие квантования (1) справедливо для резонансов любой природы, независимо от вида взаимодействия при выполнении условия квазиклассичности (4). Другими словами здесь мы имеем дело с принципом автомодельности второго рода. То есть к принципам теории размерности и автомодельности добавляются определенные свойства асимптотического поведения рассматриваемых величин. В нашем случае это требование выполнения условия квазиклассичности (4).

Перепишем формулу (1), используя соотношения $\lambda_D = \hbar/P$, $\lambda_C = \hbar/mc$:

$$m_n(R) = \hbar c \sqrt{\lambda(1)^{-2} + \lambda_D^{-2}} + \hbar c \sqrt{\lambda(2)^{-2} + \lambda_D^{-2}}, \quad (9)$$

где λ_C комptonовская длина волны для продуктов бинарного распада резонанса. Здесь λ_D/λ_C , r_0/λ_D - параметры подобия, и при их фиксированных значениях величина инвариантной массы остается подобной самой себе при изменении всех остальных параметров задачи.

Следует заметить, что в приведенной выше формулировке принципа автомодельности для распределения масс резонансов одинаково важную роль играют длины волн де Бройля и Комптона. Только при определенных соотношениях между ними возникают резонансы

$$\frac{r_0}{\lambda_D} \propto \frac{\lambda_C}{\lambda_D} \propto n. \quad (10)$$

Несмотря на приближенный характер полученных соотношений (при их установлении было использовано асимптотическое условие квазиклассичности (4)) их точность оказалась удивительно высокой (см. работы ¹⁻⁴). Ниже мы применим эти соотношения для систематического исследования резонансов в системах (pp) , $(\pi\pi)$ и (e^+e^-) и на основе сравнительного анализа этих систем дадим интерпретацию "дармштадского эффекта".

3. Нестранные дибарионные резонансы

История дибарионных резонансов драматична и противоречива. Современный статус дибарионных резонансов представлен в недавних обзорах ^{5, 6, 7}, где анализируются экспериментальные данные об узких дибарионных резонансах в области инвариантных масс до 2300 МэВ. Характерной особенностью дибарионных резонансов является их аномально малая ширина. Объяснение этой особенности является весьма серьезным тестом для любой теоретической модели. Обзор теоретических работ представлен в ²⁰ (см. также недавние публикации ^{21, 22}). Существующие теоретические модели не в состоянии объяснить узость ширин дибарионных резонансов. Последняя доступная нам работа ²³ дает оценку для ширины $\Gamma \leq 40$ МэВ. По нашему мнению ²⁴, малость ширин дибарионных резонансов по сравнению с ширинами адронных резонансов обусловлена малостью NN

взаимодействия по отношению к πN взаимодействию в области формирования резонанса. Значения инвариантных масс дибарионных резонансов, вычисленные в существующих теоретических моделях ²⁰, систематически больше на 300 МэВ чем экспериментальные значения. На сегодняшний день наш подход ¹⁻⁴ является единственной моделью, с хорошей точностью описывающий как ширины, так и инвариантные массы дибарионных резонансов.

Однако следует заметить, что экспериментальный спектр дибарионных резонансов очень богатый, и, естественно, наш подход не в состоянии описать все наблюдаемые дибарионные состояния, поскольку он изначально претендует лишь на воспроизведение положения центров тяжести соответствующих мультиплетов. Поэтому ниже мы проанализируем экспериментальный спектр дипротонных резонансов, привлекая для этой цели все доступные нам экспериментальные данные. Для этого будет использовано соотношение

$$m_n(R) = \sqrt{m_1^2 + P^2} + \sqrt{m_2^2 + P^2}, \quad (11)$$

из которого мы вычислим импульс P наблюдаемого протона (антипротона) в системе центра инерции распадающегося резонансного состояния. Далее полученное для разных дипротонных и антипротон-протонных состояний распределение P мы применим для вычисления спектра масс для e^+e^- системы, используя принцип масштабной инвариантности (8) и формулу (11). Экспериментальные данные в совокупности с результатами наших расчетов на основе формул (1) и (2) представлены в Таблице 1 (заметим, что в нашем подходе массы дипротонных и протон-антипротонных резонансов должны быть равными и как видно из Таблицы 1, такое равенство в самом деле выполняется с хорошей точностью). В этих расчетах, как и в расчетах резонансных масс для двух пионов, параметр $r_0 = 0,86$ фм был фиксирован.

4. "Дармштадский эффект"

Современное состояние экспериментов и теоретических моделей по "дармштадскому эффекту" дано в обзоре Ю.Н. Покотиловского ³³ (Литература по данной проблеме чрезвычайно богата, см. ³³). Суть "дармштадского эффекта" состоит в том, что при столкновении тяжелых ионов при энергии ниже кулоновского барьера наблюдаются узкие позитронные линии и электронно-позитронные пары в диапазоне эффективных масс 1,4-1,9 МэВ с ширинами 2-40 кэВ. Сейчас можно считать общепризнанным фактом наличие самого эффекта. Постоянство, с которым узкие линии проявляются в независимых экспериментах совместно с их статистической значимостью 5-6 σ , не позволяет интерпретировать их как статистические флуктуации. Также можно отметить как общепризнанный вывод о том, что гипотеза двухчастичного распада на позитрон и электрон свободной элементарной или составной частицы, покоящейся в системе центра масс сталкивающихся ионов, не может быть признана адекватной физике рассматриваемого эффекта. Аналогичный эффект наблюдался также при упругом рассеянии позитронов при низких энергиях на атомных электронах.

Таблица 1. Спектр масс дипротонных и протон-антипротонных резонансов (в МэВ): Экспериментальные данные для протон-антипротонных резонансов взяты из компиляции ²⁵.

	теория	эксперимент NN	эксперимент NN
		1877,5±0,5 ³²	
		1886±1 ²⁶	
1890		1892 ²⁹	
		1898±1 ²⁶ , 1902 ⁶	1897±1
		1916±2 ^{26, 6} , 1918±3 ²⁷	1920
1932		1937±2 ²⁶ , 1932±3 ²⁷	1930±2
		1941 ⁶	1942±5, 1949±10
		1955±2 ²⁶ , 1956±3 ²⁸	
		1965±2 ²⁶ , 1969 ⁶	1968
		1980±2 ²⁶	
1999		1999±2 ²⁶	
		2008±3 ²⁶ , 2016 ⁶ , 2017±3 ²⁶	2022±6
		2035±8 ²⁸	
		2046±3 ²⁶ , 2052 ⁶	
		2087±3 ^{26, 6}	2080±10, 2090±20
		2106±2 ²⁶ , 2122 ⁶	2110±10
		2129±5 ²⁶ , 2155 ⁶	
		2172±5 ²⁶	2180±10
2199		2194 ⁶	2207±13
		2220 ³⁰ , 2236 ⁶ , 2238±3 ²⁶	2229
		2282±4 ^{26, 6}	2260
2327			2307±6
		2350 ³⁰	2380
2470			2480±30, 2450±10 ≈2500
2625			
2790		2735 ³¹	2710±20 2850±5
2964			
3145			
3332			3370±10
3524			3600±20
3720			

Однако поиски резонансных состояний при рассеянии позитронов на электронах при соответствующих энергиях дают значительно более сильные ограничения на их ширину: $\Gamma < 10^{-3}$ эВ (см. ссылки на экспериментальные данные в ²⁵, а также теоретическую работу ³⁴). Привлекательность эффекта состоит в необычности ситуации: прекрасно известная система e^+e^- проявляет свойства, никак ранее не подозреваемые и никогда не предсказанные. Ситуация подогревалась еще в связи с проблемой гипотетического аксиона, нейтральной ($J^P = 0^-$) частицы с непредсказываемой теорией массой. Проблема аксиона вызвала много безуспешных

экспериментов по его обнаружению. Поэтому для объяснения дармштадского эффекта были созданы модели, зачастую основанные на фантастических идеях. В качестве вывода приведем заключение из обзора ³³: Основные особенности дармштадского эффекта представляют серьезную проблему для интерпретации и не находят объяснения.

Еще раз подчеркнем: резонансные пики при рассеянии позитронов на свободных электронах не обнаружены, однако они обнаружены в e^+e^- системе при рассеянии тяжелых ионов, а также при рассеянии позитронов на (связанных) атомных электронах. Другими словами, дармштадский эффект наблюдается только при условии присутствия внешнего силового центра.

Нам представляется чрезвычайно важным указать некоторые хорошо известные аналогичные случаи в разных областях физики:

1) ABC "частицы" или ABC эффект. Сообщение о наблюдении ABC "частицы" впервые было опубликовано в ³⁵ авторами Abashian, Booth, Crowe (название этой частицы было присвоено по первым буквам фамилий авторов) в реакции:



при энергии падающих протонов от 624 до 743 МэВ. В распределении импульса ${}^3\text{He}$ в лабораторной системе координат наблюдался острый пик, который в дальнейшем был интерпретирован как проявление резонансной структуры в системе двух пионов при массе 315 МэВ. Поскольку не было найдено такого же четкого эффекта в реакции



то авторы работ пришли к выводу, что изоспин ABC "частицы" равен нулю. Литература по экспериментальному изучению ABC эффекта довольно богата, современное состояние вопроса отражено в обзоре ³⁶. Отметим, что этот эффект экспериментально исследовался в различных реакциях (авторы обзора ³⁶ отмечают 54 реакции). ABC эффект наиболее четко наблюдается только тогда, когда в продуктах реакции наряду с двумя пионами присутствует третья частица (или много частиц). Согласно этому обзору не исключается возможность существования 4-х резонансно-подобных состояний $I = 0, J^P = 0^+$ с большими ширинами при энергиях 315, 455, 550 и 750 МэВ. Следует особо отметить, что (в противоположность случаю дармштадского эффекта, который вызвал большой поток теоретических работ) ABC эффект остался фактически незамеченным. ABC частицы никогда никем не предсказывались. За исключением нашей работы ³, где мы предсказывали резонансно-подобную структуру для двухпионной системы при энергии 360 МэВ.

Компиляция доступных нам экспериментальных данных и результаты нашего анализа по формулам (1) и (2) приведены в Таблице 2.

Эти указания на возможность существования новых резонансов могут открыть чрезвычайно интересную область физики резонансов немного выше порогов рождения n -частиц, например, двух, трех, четырех, ... пионов, мезонов, нуклонов и т.д. Вспомним немножко историю открытия резонансов. Так ρ -мезон с массой 770 МэВ и шириной $\Gamma = 152$ МэВ был открыт ⁴² при изучении угловых и энергетических

Таблица 2. Спектр масс дипионных резонансов(в МэВ)

теория	эксперимент $\pi\pi$
	315, $\Gamma=25$ ³⁶ , 313±3 ⁴¹
	332±3 ⁴¹
361	350±10 ⁴⁸
	395 ³⁷ , 400 ³⁹ , 388±2 ⁴¹
	425 ³⁸
	455 ³⁶ , 470±7 ⁴¹
537	550 ³⁶ , 520 ³⁷
	583±3 ⁴¹
	600, $\Gamma=600$ ⁴⁰
	652±2 ⁴¹
743	750 ³⁶ , 769,9±0,8 $\Gamma=151,2\pm1,2$ ²⁵
959	980±10, $\Gamma=$ от 40 до 400 ²⁵
1180	1275±5, $\Gamma=185\pm20$ ²⁵
1405	1465±25, $\Gamma=310\pm60$ ²⁵

зависимостей $\pi\pi$ -рассеяния. ρ -мезон распадается на два пиона ($\approx 100\%$) и является единственным твердо установленным двухпионным резонансом с минимальной массой 770 МэВ. Изучение трехпионных систем привело к открытию $\omega(782)$ мезона с $\Gamma=8.4$ МэВ при рассеянии антипротонов на протонах ⁴³ и $\eta(547)$ -мезона ⁴⁴ с $\Gamma=1,2$ кэВ в реакции $\pi^+ + d \rightarrow p + p + \pi^+ \pi^- \pi^0$. Действительно, трехпионный канал распада является доминирующим для этих мезонов: для $\eta(547)$ -мезона 55%, для $\omega(782)$ -мезона 89%. Совсем недавно было объявлено ⁴⁵ о наблюдении резонанса 0^- с массой 749±30 МэВ и $\Gamma=32\pm17$ МэВ в системе трех пионов в реакции $\pi^- + A \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- + A$. Были предсказаны векторные мезоны ρ и ω (см. ссылки в обзоре ³⁶), также было предсказано ⁴⁶ существование резонанса 0^- с массой 749±30 МэВ в системе трех мезонов, однако о возможности существования η -мезона никто и не подозревал.

Итак, нижайший резонанс в трехпионной системе η -мезон имеет инвариантную массу меньше на 225 МэВ по сравнению с массой нижайшего резонанса в двухпионной системе (ρ -мезона), при этом $\Gamma\rho/\Gamma\eta \approx 10^5$ ²⁵. Более того, все вышеупомянутые резонансы, имеющие доминирующие трехпионные каналы распада, живут гораздо дольше, чем ρ -мезон. Далее, $\eta'(958)$ -мезон, распадающийся преимущественно на $\pi\pi\eta$ (65%), имеет ширину 200 кэВ, то есть живет дольше ρ -мезона в 760 раз.

Приведем еще один интересный пример. Дипионные массовые распределения, наблюдаемые при распаде Υ -мезонов, невозможно объяснить в рамках существующих теоретических моделей (см. обзор ⁴⁷). Так, при распаде $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(2S) + \pi^+ \pi^-$ наблюдается пик в распределении масс двух пионов при энергии 350±10 МэВ ⁴⁸, а при распаде $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S) + \pi^+ \pi^-$ при энергии ≈ 310 МэВ ⁴⁹. Более того, при распаде $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S) + \pi^+ \pi^-$ наблюдаются два пика — при энергиях ≈ 400 и ≈ 800 МэВ ⁴⁹, соответственно. Следовательно, система из двух пионов при наличии третьей частицы проявляет резонансные свойства при более низких значениях инвариантной массы двухпионной подсистемы по сравнению со случаем свободного $\pi\pi$ -взаимодействия.

Резюме: ABC эффект наиболее четко наблюдается в случаях присутствия третьей частицы (или частиц), в полной аналогии с дармштадским эффектом.

Далее приведем несколько примеров, хорошо известных в ядерной физике. Два протона не имеют связанного состояния, упругое рассеяние протона на протоне при малых энергиях не проявляет никаких особенностей, однако есть экспериментальные указания на то, что в реакции $p + n \rightarrow (pp) + \pi^-$ при инвариантной массе двух протонов 1877,5±0,5 МэВ ³² наблюдается узкая статистически обеспеченная нерегулярность. В работе ⁵⁰ наблюдался дипротонный резонанс в реакции $dd \rightarrow 2n + (2p)$: пиковое значение энергии развала резонанса — 0,43±0,09 МэВ, среднее ее значение — 0,45±0,05 МэВ, полная ширина резонанса — 0,14±0,13 МэВ. При добавление к двум протонам нейтрона образуется связанная система (тритон) с полной энергией связи 8,48 МэВ. В реакции $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + (nn)$ обнаружена ⁵¹ резонансно-подобная структура в системе двух нейтронов при энергии относительного движения 50 кэВ или при импульсе $P=5$ МэВ/с в СЦИ двух нейтронов. Следовательно, в этом случае дебройлевская длина волны нейтрона равна ≈ 40 фм. То есть эффективное расстояние между двумя нейтронами ≈ 40 фм. Известно, что тритон t не имеет резонансных состояний (сечение упругого $p + d$ рассеяния не имеет никаких особенностей), однако в реакции $^6\text{He} + H \rightarrow \alpha + t$ обнаружен ⁵² резонанс у тритона с $E^* = 7,0 \pm 0,3$ МэВ и шириной $\Gamma = 0,6 \pm 0,3$ МэВ.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Интенсивные исследования "дармштадского" эффекта начались немедленно после обнаружения ⁵³ удивительно узких позитронных пиков при рассеянии тяжелых ионов. Экспериментальные значения спектра масс e^+e^- приведены в Таблице 3. Узкие резонансы в суммарном позитрон-электронном спектре наблюдались группой ORANGE ⁵⁴ для систем $U+Ta$ с энергией пиков $E_{e^+} + E_{e^-} = 634 \pm 5, 803 \pm 6$ кэВ, $U+Pb$ с энергией пиков $E_{e^+} + E_{e^-} = 575 \pm 6, 787 \pm 8$ кэВ и $U+U$ с энергией $E_{e^+} + E_{e^-} = 555 \pm 8, 630 \pm 8, 815 \pm 8$ кэВ. Группа EPOS ⁵⁵ наблюдала пики при энергиях 620, 750 и 810 кэВ. Для резонанса с энергией 634 кэВ, наблюдаемого при столкновении $U+Ta$, были проведены измерения угловых корреляций лептонов. Результаты этих измерений противоречат предположению о распаде нейтральной свободной частицы с нулевым спином. Некоторые e^+e^- -пики свидетельствуют о разлете частиц на 180°, что обычно интерпретируется как соответствие сценарию распада свободной частицы, движущейся со скоростью центра масс сталкивающихся ионов. В работе ⁵⁴ сделан вывод о том, что электрон-позитронная пара не может излучаться из движущего отдельного ядра и что e^+e^- пара излучается в окрестности кулоновского поля третьего тяжелого положительно заряженного партнера, движущегося с малой трансверсальной скоростью ($|v_{\perp}| < 0,02c$). И наконец, имеются указания на то, что сечение процесса, как функция энергии налетающих ионов, имеет резонансный характер.

Мы вычислили с помощью формулы (11) импульсы P относительного движения, используя экспериментальные значения масс резонансов из Таблиц 1, 2 и 3 для дипротонных, дипионных и e^+e^- резонансов (см. Таблицу 3 и рис. 1). Для дипротонных и e^+e^- резонансов в распределении P наблюдается четкая регулярная

структура с интервалом ≈ 25 МэВ/с и ≈ 53 кэВ/с соответственно. Что же касается дипионных резонансов, то здесь трудно прийти к определенному выводу из-за большой неопределенности масс и ширин этих резонансов, хотя при желании можно было бы и в этом случае усмотреть некую регулярность в распределении P . Из Таблицы 3 и Рис. 1 можно заключить, что действительно наблюдается подобие между распределениями $P(pp)$ и $P(e^+e^-)$ для дипротонных и e^+e^- резонансов. Из сравнения экспериментальных данных между $P(pp)$ и $P(e^+e^-)$ мы нашли, что

$$P(pp) = 420P(e^+e^-), \quad (14)$$

и тем самым определили значения $P(e^+e^-)$ из экспериментальных данных по протон-протонным и антипротон-протонным резонансам (см. Таблицу 3). Далее с помощью формулы (11) мы вычислили инвариантные массы для e^+e^- резонансов, используя импульсы $P(e^+e^-)$, найденные из соотношения (14). Полученные результаты и сравнение с экспериментальными данными представлены в Таблице 4. Как видно из таблицы 4, погрешность описания экспериментальных данных составляет менее одного процента. При этом в нашем подходе содержится только один варьируемый параметр — параметр подобия ξ . В рассматриваемом случае он оказался равным 420.

Наблюдается также подобие между распределениями импульсов $P(pp)$ и $P(\pi\pi)$ для дипротонных и дипионных резонансов (см. Таблицу 3 и Рис. 1) с параметром подобия $\xi \approx 1$.

Итак, мы показали, что имеет место инвариантность преобразования (8) для дипротонных, дипионных и e^+e^- резонансов. В первых двух случаях она имеет место для сильно взаимодействующих систем, а в последнем случае для системы с электромагнитным взаимодействием. Другими словами инвариантность масштабного преобразования (8) и принцип автомодельности справедливы для резонансов любой физической природы независимо от вида взаимодействия.

Таким образом, на основании вышеизложенного мы приходим к выводу о том, что дармштадский эффект должен интерпретироваться как резонанс в системе e^+e^- в присутствии третьего (тяжелого) партнера, в полной аналогии с физикой резонансов для дипронов и дипионов. Исходя из принципа неопределенности Гейзенберга, мы можем оценить характерные размеры e^+e^- резонансов: 200 - 4000 фм. Следовательно, e^+e^- резонансы имеют большие размеры, порядка и больше длины комптоновской волны электрона (386 фм), что полностью согласуется с нашей концепцией квантования асимптотического импульса (см. параграф 2).

Подобная трактовка "дармштадского эффекта" позволяет количественно оценить такую важную характеристику как величина переданного импульса. В эксперименте среднее значение переданного лептоном импульса равно 800 - 1000 кэВ/с⁵⁴ для резонанса с массой 1652 кэВ, что по порядку величины хорошо согласуется с нашей оценкой 650 кэВ/с.

Таким образом, дармштадский эффект может быть объяснен в рамках традиционных физических представлений без введения гипотез о существовании аксионов или каких либо иных новых "элементарных частиц". Удивительно, однако, другое. До сих пор никто не обращал внимания (нам неизвестны такие работы) на то, что в ядерной физике и в физике элементарных частиц имеется много явлений аналогичных дармштадскому эффекту.

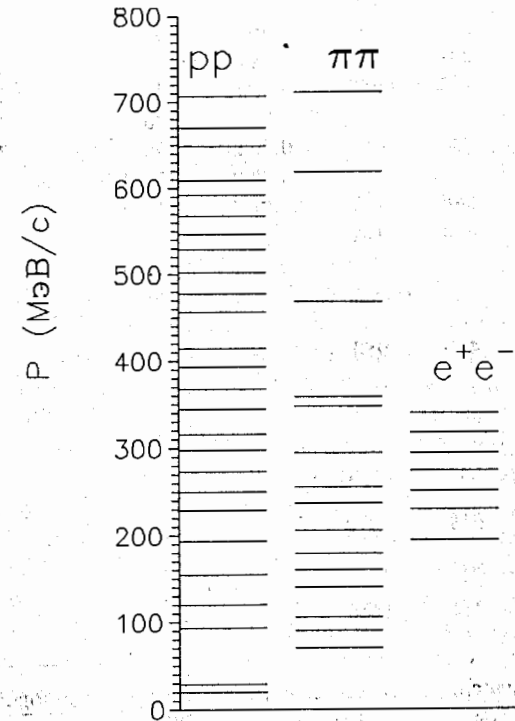


Рис. 1. Экспериментальные значения импульсов P для продуктов распада резонансов в системах pp , $\pi\pi$ и e^+e^- , вычисленные по формуле (11).

Таблица 3. Распределение импульсов P и масс для дипротонных, дипионных и e^+e^- резонансов

$P(NN)$	$m(NN)$	$P(\pi\pi)$	$m(\pi\pi)$	$P(e^+e^-)$	$420 * P(e^+e^-)$	$m(e^+e^-)$
20	1877	71	313			
29	1877,5	90	332			
94	1886	105	350			
120	1892	140	395			
155	1902	160	425			
193	1916	206	497	0,4637	195	1,380
230	1932	237	550	0,5476	230	1,498
250	1942	255	583	0,5992	252	1,575
274	1955			0,6553	275	1,662
298	1969	295	652	0,7029	295	1,738
316	1980			0,7566	318	1,826
344	1999	348	750	0,8109	341	1,917
368	2016	359	770			
394	2035					
415	2052					
457	2087					
477	2106	470	980			
502	2129					
529	2155					
547	2172					
568	2194					
593	2220					
609	2238	619	1270			
649	2282					
670	2307					
707	2350	711	1450			
731	2380					

Таблица 4. Спектр масс e^+e^- резонансов (в кэВ). Параметр подобия $\xi=420$.

	теория	1026	1031	1116	1172	1260	1375	1497	1568		
экспер	1043	⁵⁸	1062	⁵⁸			1380	⁵⁴	1498	1532	⁵⁶
экспер			1067	⁵⁷						1575	⁵⁴
теория	1657		1749	1818	1932	2029	2134	2225	2402		
экспер	1662	^{56, 59}	1738	⁵⁶	1831	1917	⁵⁶				
экспер	1652	⁵⁴			1837	⁵⁴					

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируем вышесказанное следующим образом:

1) Резонансы в субатомных системах подчиняются принципу подобия, согласно которому длины волн де Бройля и Комптона соизмеримы.

2) Во всех исследованных случаях резонансы возникали при условии соизмеримости длины волны де Бройля с геометрическими размерами системы, независимо от физической природы взаимодействия.

3) "Дармштадтский эффект" и "ABC"-эффект находят простое и естественное объяснение в рамках предложенной концепции. Они объясняются возникновением резонансов в волновой системе, которая оказалась локализованной в пространстве из-за наличия силового центра (третьей частицы или нескольких дополнительных частиц).

Литература

- [1] Yu.L. Ratis and F.A. Gareev, Preprint JINR E2-92-3, (Dubna, 1992); Proc. of the Workshop on Gross properties of Nuclei and Nuclear Excitation XX, Hirshegg, Austria, 1992.
- [2] Yu.L. Ratis and F.A. Gareev, Preprint JINR E2-92-158, (Dubna, 1992); Proceedings of III International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Dubna, Russia, 1992, (World Sci. Publ. Co. Pte. Ltd, Singapore, 1993) p. 795.
- [3] F.A. Gareev et al. Preprint JINR E2-92-474, (Dubna, 1992); Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Structure and Nuclear Reactions at Low and Intermediate Energies Dubna, Russia, 1992, p. 272; Proc. of the Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations XXI, Hirshegg, Austria, 1993, p. 197.
- [4] F.A. Gareev Yu.L. Ratis and E.A. Stokovsky, Preprint JINR E2-93-426, (Dubna, 1993); Proc. of the 7th Intern. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms, Varenna, June 6-11, 1994, p.621; Proc. of the 14th Intern. IUPAP Conf. on Few Body Problems in Physics, Williamsburg, May 26-31, 1994, p.365.
- [5] Yu.A. Troyan, Physics of Elementary Particles and Nuclei, **24** (1993)603;
- [6] B. Tatischeff et al., Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, World Scientific, 1990, p.177; Invited talk presented at the XIIth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Russia, 1994.
- [7] E.N. Komarov, Proc. of the XIIth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1994, p.321;
- [8] I.I. Strakovsky, Physics of Elementary Particles and Nuclei, **22**(1991)615.
- [9] M. Schepkin, O. Zaboronsky, and H. Clement, Zeitschrift fur Physik **A345** (1993) 407; R. Bilger et al. Phys. Rev. Lett. **71**(1993)42; *ibid* **72**(1994)2971.
- [10] A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. of Modern Physics **30**(1958)257.
- [11] Г.И. Баренблат. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеоиздат (1982).
- [12] Л.И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука (1987).
- [13] G. Birkhoff, Hydrodynamics. A study in logic, fact and similitude, Princeton, New Jersey, Princeton University Press (1960).
- [14] C.F. Weizsacker, Z. Phys. **Vd 96**(1935)431.
- [15] Л.Д. Ландау, ЖЭТФ, **30**(1956)1058.
- [16] В.Г. Носов. Макроскопические квантовые эффекты в атомных ядрах. М.: Атомииздат (1980).
- [17] О. Бор, Б. Моттelson, Структура атомного ядра, том 2, М.: "Мир" (1977)
- [18] В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе, ТМФ **15**(1973)332.

- [19] A.M. Baldin, Nucl. Phys. **A447**(1985)203; Препринт ОИЯИ P2-94-463, Дубна, 1994.
- [20] В.К. Лукьянов, А.И. Титов, Известия АН СССР, сер. физ. **54**(1990)2082.
- [21] L.Ya. Glozman et al. J.Phys.G:Nucl. Part. Phys. **20**(1994)49.
- [22] P. LaFrance et al. Preprint CTP 2133, 1993; E. Lomon, J. Physique 51 Supple, Colloque **C6**(1990)363.
- [23] I.I. Vazhanskij et al., Preprint JINR P2-88-501, Dubna, 1988.
- [24] Ю.Л. Ратис, Ф.А. Гареев, Препринт ОИЯИ P4-95-15, Дубна, 1994.
- [25] Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D50** (1994).
- [26] Ю.А. Троян, В.Н. Печенов, ЯФ **56**(1993)191.
- [27] С.О. Едогоров и др. Препринт ФТИ 141-91-ФВЭ, Ташкент, 1991.
- [28] V.P. Andreev et al., Z. Phys. **A327**(1987)363.
- [29] Ю.А. Троян, Препринт ОИЯИ P2-86-35, Дубна, 1986.
- [30] Y. Ohashi et al., Phys. Rev. **C36**(1987)2422.
- [31] J. Ball et al., Phys. Rev. Lett. **B320**(1994)206.
- [32] Б.М. Абрамов и др. ЯФ **57**(1994)850.
- [33] Ю.Н. Покопильский, ЭЧАЯ, **24**(1993)5.
- [34] J.J. Griffin, Phys. Rev. **47**(1993)351.
- [35] A. Abashian, N.E. Booth, K.M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **5** (1960)258.
- [36] A. Codino, F.Plouin, Preprint LNS/Ph/94-06, 1994.
- [37] N.P. Samios et al., Phys. Rev. Lett. **9**(1962)139.
- [38] M. Foster et al., Phys. Rev. **B138**(1964)812.
- [39] A. Abdivaliev et al., Nucl. Phys. **B168**(1980)385.
- [40] F. Plouin, Proc. of the Workshop on Production and Decay of Light Mesons, 3 - 4 March 1988, Paris, ed. by P.Fleury (World Scientific, Singapore, 1988), p.114.
- [41] Yu.A. Troyan et al., Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 24 - 29 September 1990, p.1490.
- [42] J.A. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. **6**(1961)365, D. Stonehill et al., Phys. Rev. Lett. **6**(1961)624, A. Erwin et al., Phys. Rev. Lett. **6**(1961)628.
- [43] B. Maglic et al., Phys. Rev. Lett. **7**(1961)178.
- [44] A. Pevsner et al., Phys. Rev. Lett. **7**(1961)421.
- [45] Yu.I. Ivanishin et al., Preprint JINR E1-93-155, Dubna, 1993.
- [46] Ю.И. Иванышин и др. Сообщение ОИЯИ P2-83-727, Дубна, 1983.
- [47] D. Besson, T.Skwarnicki, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993)333.
- [48] I.C. Brock et al., Phys. Rev. **D43**(1991)1448.
- [49] Q.W. Wu et al., Phys. Lett. **B301**(1993)307.
- [50] Z. Ying et al., Phys. Rev. **C45**(1992)528.
- [51] A. Galonsky et al., in Proc. of CORINNE II - International Workshop on Multiparticle Correlations and Nuclear Reactions, Nantes, France September 6-10, 1994.
- [52] Д.В. Александров и др. Письма в ЖЭТФ, **59**(1994)301.

- [53] H. Bokemeyer et. al., GSI Scientific Report 81-2(1981) p.127; E. Berderman et al., GSI Scientific Report 81-2(1981) p.128.
- [54] I. Koinig et al., Z. Phys. **A346**(1993)153.
- [55] P. Salabura et al., Phys. Lett. **B245**(1990)153.
- [56] W. Koenig et al., Phys. Lett. **B218**(1989)12.
- [57] M.Sakai et al., To be published in "Proc. on Nuclear Physics in Our Times", Sanibel Island, FL, November 17-21, 1992, World Scientific Co., Singapore.
- [58] K. Danzmann et al., Phys. Rev. Lett. **59**(1987)1885; **62**(1987)2353.
- [59] Chr. Bargholtz et al., J. Phys. **G13**(1987)L265; Phys. Rev. **C40**(1990)1188; K.A. Erb et. al., Phys. Lett. **B181**(1986)52.

Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л., Казаха Г.С.
Резонансы в субатомной физике
и принципы подобия и размерности

P2-95-82

В рамках модели открытых квантовых резонаторов исследована применимость принципов подобия, размерности и автомодельности к анализу бальмероподобной массовой формулы для спектра масс адронных резонансов. Показано, что в субатомной физике принцип подобия формулируется в виде утверждения о соизмеримости длин волн де Бройля и Комптона. Дано качественное объяснение ABC и «дармштадского» эффектов на основе применения принципа подобия к спектрам масс узких дибарионных резонансов, дипионных резонансов и резонансов в системе (e^+e^-) , находящейся в поле третьего (тяжелого) партнера.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Gareev F.A., Ratis Yu.L., Kazacha G.S.
Resonance Phenomena in the Subatomic Physics
and Principles of Similitude and Dimensions

P2-95-82

In the framework of the open quantum resonators model the applicability of the similitude, dimensions and automodelity principles for the analysis of Balmer-like hadronic resonances mass formula is investigated. It is demonstrated that in subatomic physics the similitude principle is formulated as a statement of the commonsurability of the de Broglia and Compton wavelengths. The qualitative explanation of the ABC and «Darmstadt» effects is given on the base of application of the similitude principle for the mass spectrum of the narrow dibaryonic resonances, dipionic resonances and resonances in the (e^+e^-) -system in the external field of the third (heavy) partner.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995