

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-456

P2-96-456

Ф.А.Гареев*

ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ КВАНТОВАНИЕ
МИКРО- И МАКРОСИСТЕМ.
ПЛАНЕТАРНО-ВОЛНОВАЯ СТРУКТУРА
АДРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

*gareev@thsun1.jinr.dubna.su

1996

Существуют великие принципы, применимые к любым явлениям, такие, как закон сохранения энергии и момента количества движения. Глубокое понимание этих принципов позволяет сразу постичь очень многие вещи.

Р. Фейнман

1. Введение

Кажется парадоксальным тот факт, что любое развитие науки означает специализацию и дифференциацию. Мы наблюдаем интенсивное развитие квантовой теории и ее поразительное проникновение во многие области науки и техники. Идеи и методы квантовой теории нашли широкое применение в атомной, молекулярной и ядерной физике, в физике элементарных частиц, в биофизике, астрофизике, радиофизике, химической физике, в физике твердого тела, в теории информации и т.д. В результате такой дифференциации науки появились многочисленные журналы со своей специфической терминологией и методологией, что приводит к известной разобщенности. По-видимому, такое разветвление и разобщенность необходимы и неизбежны и, кажется, неопасны. Действительно, наличие связей между различными отраслями и направлениями все еще сохраняется, ибо они базируются на общности единства физических законов, принципов и методов. Давнишнее традиционное стремление физиков создать всеобщую теорию (в английском языке в статьях для широкого круга читателей употребляется термин "theory of everything" ¹) сейчас подкрепляется впечатляющими успехами в попытках создать единую теорию слабых, сильных, электромагнитных и гравитационных взаимодействий (Великое объединение, Суперобъединение, см., например, ²). Наметившийся кризис финансирования в ядерной физике и в физике высоких энергий также играет свою объединяющую роль, заставляя профессионалов из указанных областей физики перемещаться в смежные области науки.

Современная квантовая электродинамика (это теория электронов и позитронов — наблюдаемых частиц, которые оставляют видимые следы на фотоэмульсиях и т. д.) сказочно точна и красива. Поскольку большинство ныне живущих физиков получили свое образование на основе теории квантовой электродинамики, то объяснимо всеобщее стремление физиков сконструировать подобную теорию — квантовую хромодинамику, чтобы описать свойства частиц и ядерных сил. Это теория кварков, антикварков и глюонов. Кварки имеют дробные заряды и барионные числа. Общее число кварков и антикварков равно уже 36. Далее вводят 8 различных глюонов, W - и Z - бозоны, фотон и лептоны (e^\pm — позитрон и электрон, μ^\pm — мюоны, τ^\pm — лептоны и соответствующие нейтрино и антинейтрино) и, возможно, гравитоны. Таким образом приходят к парадигму с самого старта, ибо как легко видеть, число "элементарных кирпичиков" больше 50. Кварки и антикварки являются точечными объектами с неизвестными внутренними структурами, но они образуют по современным представлениям связанные состояния, состоящие из соответствующих кварков и антикварков в определенных комбинациях, так что все в Природе составлено из кварков, начиная от элементарных частиц вплоть до звезд. Однако "наблюдать" кварки еще не удалось, так что квантовая хромодинамика опе-

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

рирует с ненаблюдаемыми объектами, в то время как квантовая электродинамика оперировала с наблюдаемыми частицами.

Несмотря на сложность квантовой хромодинамики (КХД), а может быть, именно благодаря этому КХД стала стандартной моделью элементарных частиц. Она аккуратно классифицирует различные типы частиц (некоторые частицы были предсказаны этой моделью), объединяет слабые силы с электромагнитными и служит основой многих численных расчетов. Как правило, некоторые вычисления настолько сложны, что, например, потребовался год расчетов для определения масс восьми наблюдаемых частиц с точностью 6% отношения масс на специально сконструированной вычислительной машине (GF11) ³.

Стандартная теория имеет невычисляемые свободные параметры, так что и эта теория должна скорее считаться феноменологической, чем фундаментальной. Общепризнанные успехи КХД неоспоримы (см. монографии ⁴⁻¹³), но, учитывая большие трудности при вычислениях масс адронов, нам кажется уместным рассматривать более простые идеи, проверенные в других областях физики. В этой статье мы хотим проверить примитивную идею геометрического квантования (дetailed см. в работах ^{14, 15, 16}) масс адронов без введения свободных параметров и произвольных квантовых чисел. Мы надеемся, что полученные выводы могут быть полезны для построения лучшей теории. Ясно, когда имеется парадигм типа КХД, то естественно игнорировать все другие подходы описания свойств адронов, не попадающие в рамки КХД, что и наблюдается в течение долгого времени. КХД является на сегодняшний день лучшей теорией адронов, однако имеет известные до сих пор нерешенные серьезные проблемы. Здоровый скептицизм необходим при решении одной из оставшихся фундаментальных проблем теории Птолемея — строения Вселенной. В любом случае, простое геометрическое квантование → самоподобие → аналогии → размерный анализ — никогда, по нашему мнению, еще не применялись для систематического анализа распределений масс адронов. Такому анализу и посвящена настоящая статья.

Мы считаем, что расчетливая и экономная Природа построена на простых принципах, одинаковых для микро- и макросистем. Для этого мы проведем систематический анализ существующих экспериментальных данных по адронным резонансам, привлекая для этой цели только достаточно точные данные ($\Delta E \leq 1$ МэВ), и укажем некоторые общие свойства микро- и макросистем.

2. Водородоподобные атомы и геометрическое квантование

Имеется ограниченная информация о свойствах адронных резонансов: известны с определенной точностью массы продуктов распада нестабильной частицы и их асимптотические импульсы относительного движения, а также массы и времена жизни резонансов. Вопрос ставится нестандартным образом, а именно: можно ли в условиях ограниченной информации о свойствах адронов пытаться описать хотя бы некоторые из них на основе первых принципов без привлечения каких-нибудь не поддающихся явной проверке гипотез. Имеется в виду гросс-структура резонансов, а именно массовые траектории адронных резонансов. Как уже говорилось выше, мы хотим провести систематический анализ существующих экспериментальных данных, не привлекая для этой цели какие-нибудь модели или динамические ура-

вления и не вводя свободные параметры. Для этого мы проведем сравнительный анализ микро- и макросистем для установления их общих свойств.

Стало традицией делить физику на микро- и макрофизику. Микросистему обычно определяют как область действия квантовых законов, в то время как макромир описывается классическими закономерностями. Однако возможны и другие определения. Например, В.Л. Гинзбург относит к макрофизике атомную и ядерную физику ². Очевидно, что любое определение микро- и макрофизики должно быть рассмотрено как историческая категория. Действительно, до изобретения микроскопа считалось микрофизикой все невидимое человеческим глазом, позже микроскопическими стали считать невидимое в микроскопе. Следовательно, в любом определении микрофизики молчаливо предполагается, что объектами изучения в микрофизике являются невидимые "фундаментальные" кирпичики мироздания и законы управления этими кирпичиками, причем эти законы могут отличаться от законов макрофизики.

Мы видим, что на самом деле нет четкой границы между микро- и макромиром, проведение такой границы зависит от уровня наших знаний, и граница все время передвигается. Условность любого разделения физики на микро- и макрофизику очевидна хотя бы из того факта, что классические законы физики с успехом применяются при исследовании столкновений ядер, молекул и элементарных частиц. Более того, квантование и возникновение замкнутых орбит (стоячих волн) не являются привилегией только микросистем, а являются основными законами природы, ответственными за образование многих стабильных систем в микро- и макромире.

Мы разделяем подозрение древних, что удивительное многообразие Природы может быть обусловлено относительно простыми законами и что на простых принципах построены сложнейшие системы живой и неживой материи. Какие это законы? Кажется очевидным, что законы сохранения энергии-импульса и углового момента количества движения могут считаться всеобщими законами Природы. В любом случае пока не замечено случаев их нарушения в любых областях науки и техники. С другой стороны, мы знаем, что многие сложные стабильные системы составлены из совокупностей все менее и менее сложных подсистем: Вселенная → Галактики → Солнечная система → Спутники планет → ... твердые тела → металлические кластеры → молекулы → атомы → ядра → элементарные частицы и кварки и что же дальше? Следует задать вопрос, есть ли нечто общее между вышеперечисленными системами. Во всех этих системах наблюдаются колебательные и вращательные движения систем и подсистем, так что вращения и колебания характерны для любых микро- и макрообъектов. Далее, траектории Редже наблюдаются как в микромире, так и макромире ⁵⁵. И наконец, укажем на удивительное подобие спектров водородоподобных атомов и планет (и их спутников) в Солнечной системе. Одно из другого может быть получено масштабным преобразованием (10^{19}) ⁴⁰. Другими словами, сложнейшие системы составлены как совокупность движущихся подсистем вне зависимости от размеров рассматриваемых объектов, причем свойства различных подсистем и самой системы самоподобны. Например, угловые моменты и скорости орбит планет в Солнечной системе и спутников планет самоподобны.

Однако вращения и колебания требуют определенной затраты энергии - им-

пульса и углового момента и естественно возникает вопрос, откуда восполняются все эти затраты? Известно, что каждая бегущая волна несет соответствующий угловой момент и энергию, однако среднее значение углового момента и энергии стоячей волны равны нулю.

Поэтому мы выдвигаем простую рабочую гипотезу: возникновением стоячих волн (или "замкнутых орбит") обусловлена стабильность многих систем, в частности, физическая сущность адронных резонансов должна иметь такую же природу, что и связанные состояния атомов и ядер. Если это так, то должно быть что-то общее наблюдаемое в эксперименте между резонансными и связанными состояниями.

Кажется естественным, что законы сохранения энергии-импульса и углового момента ответственны за образование связанных и резонансных состояний.

Рассмотрим атом водорода. Электростатическая сила между протоном и электроном приводит к образованию связанных состояний атома водорода. Следуя Бору, потребуем равенства кулоновской и центробежной силы (теорема Эренфеста для записи уравнения движения электрона вдоль квазиклассической траектории)

$$\frac{e^2}{r^2} = \frac{m_e v^2}{r}, \quad (1)$$

и запишем условие квантования Бора-Зоммерфельда (условие сохранения углового момента — адиабатического инварианта)

$$Pr = n\hbar. \quad (2)$$

Заметим, что в конкретных случаях условие квантования (2) может иметь дополнительное слагаемое

$$Pr = (n + \gamma)\hbar. \quad (2a)$$

Например, для колебаний в сферически-симметричном осцилляционном потенциале $\gamma=3/2$. В данной работе мы не рассматриваем колебательные степени свободы, для них соотношения соизмеримостей будут несколько отличаться от приводимых ниже.

Из этих уравнений получаются допустимые значения r , или боровские радиусы

$$r_n = \frac{l^2}{m_e e^2} = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e e^2} = n^2 a_0, \quad (3)$$

где a_0 — по определению радиус первой боровской орбиты

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \alpha^{-1} \lambda_C = \lambda_D. \quad (4)$$

Соответственно допустимые значения импульса P равны

$$P_n = \frac{m_e e^2}{n\hbar}. \quad (3a)$$

Следовательно, радиус первой боровской орбиты равен соответствующей длине дебройлевской волны электрона, а отношение комптоновской длины волны к длине

дебройлевской волны равно постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$. Далее из (1) и (2) легко получить следующие полезные соотношения:

$$\alpha = \frac{r_e}{\lambda_C} = n \frac{\lambda_C}{\lambda_D} = n \frac{v}{c}, \quad (5)$$

$$r_n = n\lambda_D, \quad (6)$$

$$r_e \lambda_D = n\lambda_C^2, \quad r_e r_n = n^2 \lambda_C^2, \quad (6a)$$

где

$$r_e = \frac{e^2}{mc^2} \quad (6b)$$

— классический радиус электрона.

Другими словами, условие квантования Бора означает геометрическое квантование. Комптоновские и дебройлевские волны играют фундаментальную роль в квантовании орбит атома водорода, причем такое квантование возможно только тогда, когда отношение длины комптоновской волны к длине дебройлевской волны (v/c) соизмеримо с постоянной тонкой структуры α . Отношение (6) может быть интерпретировано как параметр подобия для атома водорода, где r_n есть радиус боровской орбиты, определяющий геометрические размеры системы (характерный радиус), а величина $\lambda_D = \hbar/P = \hbar/mv$ играет роль характеристического радиуса. Следовательно, отношение характерного радиуса к характеристическому есть рациональное (в данном случае целое) число, играющее роль параметра подобия в задаче квантования атома водорода. Другим параметром подобия является постоянная тонкой структуры α , содержащая только мировые константы e , \hbar и c , которая может быть представлена как отношение классического радиуса электрона r_e к длине комптоновской волны λ_C (5). Тогда к трем вышеупомянутым мировым константам добавляется еще масса электрона m_e . Итак, из четырех мировых констант e , \hbar , c , m_e и динамической переменной P можно составить только четыре величины r_e , λ_C , λ_D и r_n , имеющие размерность длины. Теорема Эренфеста (1) и условие квантования Бора (2) приводят к условиям самосогласования (6a) этих величин между собой.

Мы сознательно повторили Боровский рецепт квантования атома водорода, акцентируя внимание на возможности получения параметра подобия. Легко заметить, что при этом наблюдается аналогия с задачей теплообмена (уравнение непрерывности на поверхности твердого тела \iff равенство кулоновской и центробежной сил на боровской орбите). Отличие же заключается в том, что Бор в своих вычислениях использовал адиабатический инвариант (в данном случае угловой момент системы) и гипотезу его квантования. Далее, твердое тело имеет четко определенную физическую поверхность, границу, в то время как в случае атома водорода такой физической поверхности нет. Однако Бор определил "поверхность" атома водорода как квантованные орбиты, на которых имеет место равенство кулоновской и центробежной сил. Позже появление устойчивых квантованных орбит де Бройль интерпретировал как результат возникновения стоячих волн. Как видим, квантование атома водорода Бор провел на основе метода аналогий. Отметим еще раз хорошо известный факт, что Бор решил задачу квантования атома водорода в 1913 г. задолго до создания квантовой механики.

Итак, Бор определил "поверхность" атома водорода как радиус квантованных орбит. Такое определение "поверхности" атома водорода можно сформулировать как соответствующее граничное условие для уравнения Шредингера. Хорошо известно, максимумы распределения плотности вероятности $P(r) = |R_{nl}(r)|^2$ соответствуют боровским орбитам. Действительно, для данного n наибольшее значение l равно $n - 1$, и распределение

$$P(r) = |R_{nl}(r)|^2 \propto r^{2n} \exp\left(-\frac{2r}{a_0 n}\right)$$

имеет только один максимум. Максимальное значение $P(r)$ определяется из условия

$$\frac{dP(r)}{dr} = \frac{d|R_{nl}(r)|^2}{dr} = 2 \frac{d|R_{nl}(r)|}{dr} \propto 2(nr^{2n-1} - \frac{r^{2n}}{a_0 n}) \exp\left(-\frac{2r}{a_0 n}\right) = 0,$$

откуда следует результат (3). Итак, можно переформулировать граничные условия для нахождения связанных состояний уравнения Шредингера для атома водорода как граничные условия третьего рода

$$\frac{dR_{nl}(r)}{dr} \Big|_{r=n^2 a_0} = 0. \quad (7)$$

Именно с использованием граничного условия типа (7) мы получили условие квантования асимптотического импульса относительного движения продуктов распада исследуемого резонанса (детали см. в ^{14, 15}), аналогичное условию (2) — условию квантования Бора для связанных состояний атома водорода.

На глубокую геометрическую тождественность между условиями прозрачности потенциального барьера и условиями квантования для связанного состояния обратил внимание Давид Бом и дал изящное объяснение этому факту. В квазиклассическом пределе эти условия тождественны, для одномерного случая они имеют вид

$$\int_a^b \frac{P(x)}{\hbar} dx = (N + \frac{1}{2})\pi.$$

Мы приводим ниже выдержку из его книги (см. стр. 337 и 340 в ¹⁷) и его выводы, с которыми мы полностью согласны.

"Образование волны между барьерами вблизи резонанса весьма напоминает процесс возникновения интенсивных стоячих волн в органной трубке или в резонансной полости с электромагнитными колебаниями. В последних примерах малый периодический импульс, сообщаемый извне, может создать интенсивную волну внутри при условии, что этот импульс имеет частоту, близкую к частоте резонирующей системы. Чем меньше в системе потери на трение, излучение и т. д., тем больше амплитуда волны и острее резонанс. Квантомеханическая задача совершенно подобна этой, так как волна, приходящая извне, ведет себя так же, как внешняя возбуждающая сила гармонического осциллятора. Если эта волна имеет такую же частоту, как и волна, испытывающая многократное отражение внутри ямы, то там возникает интенсивное колебание. Чем меньше потери, обусловленные прозрачностью барьера, тем интенсивнее волна в яме и тем острее резонанс. Таким образом, мы видим, что существует очень близкая аналогия рассматриваемого резонанса с механическими и электрическими явлениями.

Высокая прозрачность при резонансе вызывается тем, что волна в яме так велика, что даже если малая часть ее просочится сквозь барьер, то это дает заметный результат. Вследствие большой амплитуды появляется также большая вероятность попадания в область между барьерами. Это обусловлено тем, что ток вероятности через барьер пропорционален $\psi^* \text{grad} \psi - \psi \text{grad} \psi^*$, поэтому если амплитуда ψ достаточно велика, то компенсируется эффект малой прозрачности барьера. Зависимость прозрачности от интенсивности волны между барьерами является специфически волновым явлением. Трудно, например, представить себе, почему проникновение частиц через барьер может зависеть от того, что произойдет с ними после того, как они уже попадут внутрь ямы. Аналогию с явлением максимальных прозрачности для волны резонанса можно усмотреть в простых гармонических колебаниях маятника. Если заданная внешняя периодическая сила находится в резонансе с маятником, то скорость передачи энергии маятнику пропорциональна амплитуде колебаний, которые уже существуют.

В первом приближении волна внутри барьера напоминает волновую функцию для связанного состояния, так как она велика в ограниченной области пространства. Более того, если мы образуем волновой пакет, то увидим, что при рассмотрении его как функции времени он входит в яму, задерживается там на длительное время и медленно просачивается наружу сквозь барьер. Поэтому, пока волновой пакет находится в яме, его очень трудно отличить от волновой функции связанного состояния. Действительно, метастабильные состояния в яме с барьерами значительно больше похожи на связанные состояния, чем на метастабильные состояния в потенциальной яме без барьеров, главным образом потому, что их время жизни значительно больше из-за малой прозрачности барьеров.

Такого же типа весьма интенсивная волна получается при полном внутреннем отражении света внутри тонкой стеклянной пластинки, которая расположена с очень тонким воздушным зазором между двумя толстыми стеклянными пластинками, ... Для определенных длин волн наблюдается полная прозрачность, и свет внутри средней стеклянной пластинки имеет большую интенсивность."

Мы полностью согласны с утверждением Д.Бома. Добавим только, что при исследовании резонансов в ядрах мы давно обратили внимание на независимость свойств этих резонансов от детальной структуры внешних полей, под действием которых возбуждаются такие резонансы ^{18, 19, 20}.

В изложенных выше тезисах мы использовали метод Бора для квантования открытых систем, в частности для изучения свойств адронных резонансов (подробности см. в обзорах ^{14, 15}, здесь же мы привели, как мы надеемся, более аргументированную интерпретацию полученных результатов). При этом мы проводили аналогию с теорией α -распада и теорией открытых волновых резонаторов. Однако следует особо подчеркнуть, что энергии адронных резонансов выше потенциальных барьеров. Тем не менее и для таких резонансных состояний можно говорить об их подобии со связанными состояниями ²¹. Одним из принципиальных вопросов является вопрос о том, можно ли найти количественный критерий подобия связанных и резонансных состояний, который можно было бы проверить на основе экспериментальных и наблюдаемых данных. Для этого мы применим классические принципы, тестированные в разных областях физики.

Использование принципов подобия, размерностей и самоподобия оказалось

очень успешным в механике сплошных сред, гидродинамике, теории горения и т.п. 23-27.

Гипотеза автомодельности, введенная в физику частиц Матвеевым, Мурадяном и Тавхелидзе, подразумевает инвариантность по отношению к преобразованию импульсного пространства $P_i \rightarrow \xi P_i$, причем продольная и поперечная шкалы этого масштабного преобразования могут различаться ²⁸.

Дальнейшее развитие эти принципы получили в работах А.М. Балдина ²⁹, посвященных релятивистской теории динамических систем.

Применим изложенные выше принципы для анализа спектра адронных (и других субатомных) резонансов, а также связанных состояний микро- и макросистем. 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, по определению $l = R/\lambda_D$, то есть интеграл движения l определяется характерным размером системы и соответствующей длиной дебройлевской волны. В работах ^{14, 15} было показано на конкретных примерах, что условие квантования (2) может быть применено для адронных резонансов, распадающихся как за счет сильного, так и за счет слабого или электромагнитного взаимодействий. Поэтому мы приняли следующую рабочую гипотезу: условие квантования (2) справедливо для резонансов любой природы, независимо от вида взаимодействия при выполнении условия квазиклассичности $\lambda_C/\lambda_D \ll 1$. Другими словами здесь мы имеем дело с принципом самоподобия (в физике высоких энергий используется ^{28, 29} термин — "автомодельность второго рода", в физике сплошных сред ²² он носит название "промежуточная асимптотика"). Приведем определение автомодельности второго рода, заимствованное из монографии Баренблатта ²² и названное им как промежуточная асимптотика:

"Пусть в задаче имеются две характерные постоянные величины размерности независимой величины x_i : X_i^1 и X_i^2 . Промежуточной асимптотикой называется асимптотическое представление решения при $x_i/X_i^1 \rightarrow \infty$, но $x_i/X_i^2 \rightarrow 0$. То есть к принципам теории размерности и самоподобия добавляются определенные свойства асимптотического поведения рассматриваемых величин. В нашем случае это требование выполнения условия квазиклассичности $\lambda_C/\lambda_D \ll 1$.

Вернемся снова к примеру водородоподобного атома, предполагая, что некая частица a с массой m_a движется в кулоновском поле, создаваемом взаимодействием этой частицы с массивной частицей противоположного заряда. Перепишем формулу (3а)

$$\frac{P_{n_a}(a)}{m_a} = \frac{e^2}{n_a \hbar} = \frac{c}{n_a} \alpha = v_a = \frac{1}{n_a} v_a(1). \quad (36)$$

Пусть в таком же кулоновском поле движется другая частица b с массой m_b , тогда из (3а) получаем

$$\frac{P_{n_a}(a)}{m_a} / \frac{P_{n_b}(b)}{m_b} \equiv \frac{v_a}{v_b} = \frac{n_b}{n_a}. \quad (9)$$

Следовательно, в водородоподобных атомах с $m_a \neq m_b$ квантованные скорости соизмеримы. Соотношение (9) может быть переписано в другом виде

$$\frac{P_{n_a}(a)}{m_a} / \frac{P_{n_b}(b)}{m_b} \equiv \frac{\lambda_C(a)}{\lambda_D(a)} / \frac{\lambda_C(b)}{\lambda_D(b)} = \frac{n_b}{n_a}, \quad (10)$$

где λ_C и λ_D — комптоновские и дебройлевские длины волн, соответственно. Мы приходим к важному выводу, что квантование в водородоподобных атомах носит чисто геометрический характер. Итак, в водородоподобных атомах параметром подобия является величина

$$n_a \frac{P_{n_a}(a)}{m_a} \equiv n_a c \frac{\lambda_C(a)}{\lambda_D(a)} = \frac{e^2}{\hbar} = c\alpha, \quad (11)$$

то есть роль параметра подобия играет постоянная тонкой структуры α .

Если же мы рассмотрим один и тот же водородоподобный атом (то есть $m_a = m_b$), то из (9) следует

$$\frac{P_{n_1}(a)}{P_{n_2}(a)} \equiv \frac{\lambda_D(n_2)}{\lambda_D(n_1)} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (12)$$

В этом случае отношения длин дебройлевских волн различных квантованных состояний соизмеримы.

Запишем внутреннюю лоренцеву инвариантную энергию (без потенциальной энергии) для квантованных состояний легкой частицы в водородоподобных атомах

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + P^2 c^2}. \quad (13)$$

Отсюда получаем, что величины E_i/m_i или E_i/P_i равны при равенстве величин P_i/m_i . Выражение (13) перепишем

$$\frac{E}{m c^2} = \frac{\lambda_C}{\lambda_E} = \sqrt{1 + (\lambda_C/\lambda_D)^2}, \quad (14)$$

где

$$\lambda_E = \frac{\hbar c}{E}. \quad (15)$$

Следовательно, энергии квантованных состояний водородоподобных атомов обусловлены геометрическим квантованием.

Здесь уместно напомнить, что энергии вращательных состояний различных деформированных ядер приближенно самоподобны и в этом легко убедиться, переписав (14) в нерелятивистском пределе и используя (2)

$$2\left(\frac{E}{m c^2} - 1\right)(r m c)^2 \approx \hbar^2 J(J+1), \quad (16)$$

при этом n^2 было заменено на $J(J+1)$.

3. Атомные ядра, атомы, металлические кластеры и геометрическое квантование

Проиллюстрируем работоспособность методов теории подобия на хорошо известных примерах из нерелятивистской ядерной физики. Согласно Вейцекеру³⁰ радиус ядра зависит от числа нуклонов A как

$$R = R_0 A^{1/3}. \quad (17)$$

Т.е. объем ядра пропорционален числу нуклонов.

При построении теории квантовых жидкостей Ландау ввел понятие о квазичастицах³¹, позволившее систематически применять для анализа сильно взаимодействующих плотных систем приближение независимых квазичастиц. Важнейшей характеристикой квазичастиц в конечных ферми-системах оказалась дебройлевская длина волны $\lambda_f = 2\pi/k_f$ квазичастицы, лежащей на поверхности Ферми. Однако введение понятия "квазичастица" представляется достаточно обоснованным только при выполнении условия

$$k_f R \gg 1, \quad R \gg \lambda_f, \quad (18)$$

что совпадает с условием применимости квазиклассического приближения квантовой механики.

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

$$E = E_0 + E_1, \quad (19)$$

где E_0 и E_1 — плавная и осциллирующая функции числа квазичастиц соответственно. Согласно работе³² 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 Ферми³²

$$k_f R = \frac{\pi}{2} N, \quad R = \lambda_f \frac{N}{4}, \quad N = 2, 3, 4, \dots, \quad (20)$$

достаточно хорошо воспроизводящее магические числа нуклонов в ядре. Интересно, что условие квазиклассического квантования импульса Ферми квазичастиц в ядре аналогично условию квантования Бора (2) а также условию "квантования" классических резонаторов. Приведенный результат можно интерпретировать следующим образом: наибольшей стабильностью обладают ядра, у которых на диаметре $d = 2R$ укладывается целое число дебройлевских полуволн квазичастицы, лежащей на поверхности Ферми. Подобное поведение квантовой системы с классической точки зрения соответствует возбуждению собственных колебаний дебройлевских волн внутри сферической полости радиуса R .

Выше 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. Носовым³² в монографии "Макроскопические квантовые эффекты в атомных ядрах". Для применимости такого подхода необходимо выполнение соотношения (18). 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.

Из изложенного материала видно, что многие свойства адронных резонансов можно понять на основе глубокой физической аналогии с теорией резонансных явлений в ядерной физике. Резонансы мы рассматриваем как результат возбуждения собственных колебаний взаимодействующих систем для случая их инфинитного движения. С понятием "самоподобия" предлагаемые закономерности роднит то, что рассматриваются симметрии решений и свойства граничных условий. Соизмеримость длин волн рассеиваемых частиц с характерными размерами взаимодействующих или образующихся систем (или, другими словами, соизмеримость длин дебройлевских и комптоновских волн) приводит к квантованию импульса и простой формуле спектра масс резонансов типа серий атомных и ядерных линий. Тем самым установлено подобие в среднем спектров адронных резонансов, ядерных и атомных спектров.

Приведем еще один интереснейший пример, малоизвестный в физике высоких энергий. Мы имеем в виду физику так называемых металлических кластеров, обнаруженных сравнительно недавно — в 1984г. Выяснилось, что атомы некоторых металлов образуют связанные системы, состоящие из огромного числа атомов (до 20000). В экспериментах³³ было показано, что в металлических кластерах существуют оболочки, причем с такими же магическими числами, как в атомных ядрах и атомах. Это открытие означает, что в природе существует еще одна малая система, обладающая средним полем. Сейчас можно считать общепринятым, что металлические кластеры представляют собой систему валентных электронов, движущихся в среднем поле положительно заряженных ионов (см. обзоры^{34, 35, 36} и оригинальные статьи^{37, 38}). Наличие среднего поля и, как результат, наличие оболочечных эффектов приводит к тому, что металлические кластеры имеют ряд общих подобных свойств как с адронными резонансами, так и с атомами, ядрами и с твердым телом. Таким образом, металлические кластеры представляют собой уникальное явление, находящееся на стыке физики элементарных частиц, атомной и ядерной физики, а также физики твердого тела, кристаллографии, термодинамики, квантовой и классической статистической физики и т.д. Поэтому здесь следует ожидать появления новых интересных результатов (см. обзоры^{34, 35, 36}). Например, в работе³⁵ была сделана попытка проследить переход от атома к твердому телу и понять, на каком этапе металлический кластер представляет собой уже "эмбрион" твердого тела, несущий в себе его основные свойства.

Физическая природа такого подобия спектров большого числа разнообразных систем сейчас понятна. Оболочки в ядрах, атомах и металлических кластерах являются общим характерным свойством квантовых замкнутых систем, и сейчас считается общепринятой точка зрения, что оболочки появляются как результат возникновения замкнутых периодических орбит движения частицы в замкнутой полости. Эти орбиты размываются и запутываются из-за квантовых флуктуаций системы и выживают только простейшие орбиты. Эти орбиты можно интерпретировать как колебания с близкими частотами и амплитудами. Когерентная интер-

ференция этих амплитуд приводит к появлению эффекта биения результирующей амплитуды. В этом состоит физическая суть оболочек.

4. Планеты и их спутники в Солнечной системе и геометрическое квантование

Итак, мы привели примеры подобия спектров большого числа разнообразных систем, отличающихся по своим эффективным размерам по крайней мере в 10^{15} раз. Действительно, размеры элементарных частиц $\approx 10^{-13}$ см, а размеры классических резонаторов могут быть очень большими, так что приведенная выше оценка может считаться минимальной. Возникает естественный вопрос: не следует ли ожидать, что принцип подобия и вообще общие физические законы, установленные в лабораторных условиях, будут меняться при переходе к грандиозным масштабам Вселенной? Вопрос не праздный и он до сих обсуждается в литературе³⁹. В самом деле установление единства физических явлений и законов всегда представляло собой наиболее притягательную сторону физики. В этой статье мы попытаемся обратить внимание на неслучайность подобия орбит планет в Солнечной системе и электронных орбит водородоподобных атомов.

Первоначально теория атома водорода, по существу, была построена Бором по аналогии с планетарной Солнечной системой и называлась "планетарной теорией атома водорода". Это было стартовой точкой развития квантовой теории или "волновой механики" по старой терминологии. Обратное, по аналогии с теорией водородоподобных атомов начинают рассматривать Солнечную систему как волновую динамическую систему^{40, 41}. При этом оказалось, что спектр волновых частот Солнечной системы можно представить в форме, напоминающей схему спектроскопических уровней водородоподобного атома. Концепция волнового резонанса Солнечной системы оказалась весьма успешной при описании ритмов астродинамики⁴². Ниже мы заимствуем результаты работ^{40, 41} для установления соответствующих соизмеримостей средних движений планет и их спутников в Солнечной системе.

Отметим, что впервые идею квантования пытался использовать для описания спектра Солнечной системы английский математик Дж. Николсон (John William Nicholson, 1881-1955) в 1912 г.

Нам представляется довольно любопытным тот факт, что эмпирический закон планетарных расстояний Тициуса-Боде и периоды обращения планет не нашли объяснения в рамках классических представлений более чем за двести лет. В механике все орбиты планет равновероятны, все зависит от начальных условий. То же самое можно сказать по поводу резонансных явлений и их соизмеримостей, хотя уже Лаплас занимался выяснением соизмеримости в системе спутников Юпитера. Объяснение этих и других важнейших вопросов структуры Солнечной системы дано в работах^{40, 42} в рамках концепции волнового резонанса, здесь же мы продемонстрируем подобие распределения орбит планет и их спутников с распределением соответствующих орбит электронов в водородоподобных атомах, а также с единой точки зрения обсудим соизмеримость комптоновской и дебройлевской длин волн.

Рассмотрим планетарную систему в полной аналогии с водородоподобными

атомами. Электростатическая сила между протоном и электроном приводит к образованию связанных состояний атома водорода, точно так же предположим, что сила тяготения между Солнцем и планетой приводит к образованию стабильных орбит планет. Следуя Бору, потребуем равенства кулоновской и центробежной силы, а в случае Солнечной системы равенства силы тяготения и центробежной силы (закон сохранения энергии). Воспользуемся также вторым законом Кеплера (сравните с законом сохранения углового момента и с условием квантования Бора). Как во всей этой статье, мы требуем только выполнения двух законов сохранения: энергии-импульса и секториальной скорости. Итак, формализуем рассмотренную выше аналогию

АТОМ ВОДОРОДА \Leftrightarrow СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА

$$\frac{e^2}{r^2} = \frac{m_e v^2}{r} \Leftrightarrow \frac{GMm_G}{R^2} = \frac{m_G V^2}{R}, \quad (21)$$

$$rv = n \frac{\hbar}{m_e} \Leftrightarrow RV = N \frac{\hbar}{m_G}, \quad (22)$$

$$v_n = \frac{e^2 c}{\hbar c n} = \alpha \frac{c}{n} \Leftrightarrow V_N = \frac{GMm_G c}{\hbar c N} = \alpha_G \frac{c}{N}, \quad (23)$$

$$r_n = n^2 \frac{1}{\alpha} \frac{\hbar}{m_e c} = n^2 \frac{1}{\alpha} \lambda_C(e) \Leftrightarrow R_N = N^2 \frac{1}{\alpha_G} \frac{\hbar}{m_G c} = N^2 \frac{1}{\alpha_G} \Lambda_C, \quad (24)$$

$$\lambda_C = \frac{\hbar}{m_e c} \Leftrightarrow \Lambda_C = \frac{\hbar}{m_G c}, \quad (25)$$

$$r_n = n \lambda_D \Leftrightarrow R_N = N \Lambda_D, \quad (26)$$

$$\lambda_D = \frac{\hbar}{m_e v} \Leftrightarrow \Lambda_D = \frac{\hbar}{m_G V}, \quad (27)$$

$$\alpha = n \frac{\lambda_C}{\lambda_D} = n \frac{v}{c} \Leftrightarrow \alpha_G = N \frac{\Lambda_C}{\Lambda_D} = N \frac{V}{c}. \quad (28)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \Leftrightarrow \alpha_G = \frac{GMm_G}{\hbar c}. \quad (29)$$

Все обозначения стандартные и очевидные. Среднее значение константы \hbar/m_G может быть определено из известных данных по секториальным скоростям планет в Солнечной системе, и оно оказалось равным $\hbar/m_G \approx 0.91 \cdot 10^{19} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ (см. таблицу 1). Эти константы сильно различаются для спутниковых систем различных планет.

Закон Тициуса-Боде, предложенный еще 1772 г., заключается в том, что расстояния планет от Солнца в единицах расстояния Земли от Солнца можно выразить формулой

$$a_k = 0.4 + 0.3 \cdot 2^k, \quad (30)$$

где $k = -\infty, 0, 1, 2, \dots, 8$. В таблице 2 сопоставлены вычисленные по формуле (30) Тициуса-Боде значения a_k и наблюдаемые значения больших полуосей планет, а также результаты наших вычислений согласно формуле (24). Среднее отклонение результатов наших вычислений по сравнению с наблюдаемыми данными не

превышает 5%. Закон Тициуса - Боде является чисто эмпирическим, и он дает завышенное значение a_k для Нептуна и Плутона. Как мы знаем, еще никому не удавалось подвести под него общепризнанную теоретическую базу.

Таблица 1

Характерные секториальные скорости \hbar/m_G (в $\text{см}^2/\text{сек}^{-1}$) и характерные гравитационные силовые факторы $\alpha_G = GMm_G/\hbar c$ для семи систем⁴¹ (планетарная Солнечная система и системы спутников планет)

Система	\hbar/m_G	W	$\alpha_G = GMm_G/\hbar c$
Планетарная	$0.90526 \cdot 10^{19}$	1/1736	$1/(14.93 * 137) \approx 1/(15 * 137)$
Юпитера	$2.3755 \cdot 10^{16}$	1/617	$1/(41.01 * 137) \approx 1/(41 * 137)$
Сатурна	$0.341353 \cdot 10^{16}$	1/160	$1/(19.69 * 137) \approx 3/(59 * 137)$
Урана	$0.20668 \cdot 10^{16}$	1/35	$1/(78.07 * 137) \approx 1/(78 * 137)$
Нептуна	$0.8026 \cdot 10^{16}$	1/16	$1/(255.98 * 137) \approx 1/(256 * 137)$
Марса	$0.010404 \cdot 10^{16}$	1/25	$1/(531.67 * 137) \approx 1/(532 * 137)$
Земли	$0.130078 \cdot 10^{16}$	1/80	$1/(697.1 * 137) \approx 1/(697 * 137)$

Таблица 2

Орбиты и характеристики планет. Расстояния даны в астрономических единицах - среднее расстояние Земли от Солнца: $a.e. = 1.495979 \cdot 10^{13}$ см, средние орбитальные скорости даны в км/с, наблюдаемые величины взяты из⁴³.

Планета	закон (30)	Расстояние от Солнца	Расчеты по формуле (26)	Орбит. скорость	Расчеты по формуле (23)	N
Меркурий	0.4	0.39	0.38	47.89	48.71	3
Венера	0.7	0.72	0.67	35.03	36.53	4
Земля	1.0	1.00	1.03	29.79	29.22	5
Марс	1.6	1.52	1.49	24.13	24.35	6
Астероиды	2.8	2.9	2.66		18.15	8
Юпитер	5.2	5.20	5.00	13.06	13.28	11
Сатурн	10.0	9.54	9.35	9.64	9.74	15
Уран	19.6	19.18	20.11	6.81	6.64	22
Нептун	38.8	30.06	30.31	5.43	5.41	27
Плутон	77.2	39.44	37.42	4.74	4.87	30

В таблице 2 также сравниваются вычисленные по формуле (23) и наблюдаемые средние орбитальные скорости планет. Из таблицы 2 видно, что боровское квантование хорошо описывает распределение орбитальных скоростей для планет, однако наблюдается незаселенность некоторых орбит (детальное обсуждение этого вопроса дано в⁴⁰). Из таблицы 2 легко вычислить отношение наблюдаемых орбитальных скоростей планет

$$\frac{V_{N1}}{V_{N2}} = \frac{N2}{N1}, \quad (31)$$

и убедиться, что оно выполняется с точностью не хуже 3%.

Следовательно, наблюдаемые орбитальные скорости планет соизмеримы, как и в случае водородоподобных атомов. Также легко убедиться, что орбитальные скорости спутников для любой выбранной планеты тоже соизмеримы. Более того, можно показать справедливость более сильного утверждения, что все орбитальные скорости планет, их спутников и также электрона атома водорода соизмеримы между собой. Для этого достаточно вспомнить формулу (23)

$$v_n = \alpha \frac{c}{n} \iff V_N = \alpha_G \frac{c}{N}, \quad (23a)$$

и обратиться к таблице 1, откуда следует, что

$$\frac{\alpha}{\alpha_G} = i, \quad (32)$$

где i — целые числа. Итак, все орбитальные скорости планет, их спутников и электрона в атоме водорода пропорциональны α или α_G

На рис. 1 представлены отношения $VR/(\hbar/m_G)$ как функции главного квантового числа N . На этом рисунке представлены наблюдаемые данные по 42 объектам и эти данные ложатся на прямую линию с удивительной точностью. Все эти наблюдения приводят нас к выводу, что по свойствам распределения расстояний, секториальных и орбитальных скоростей планет и их спутников наблюдается самоподобие между планетной системой и системами спутников планет, а также между спутниковыми системами различных планет. Отметим, что на ту же линию на рис. 1 ложатся отношения $vr/(\hbar/m_e)$ для атома водорода. Итак, все доступные нам наблюдаемые и экспериментальные данные подтверждают квантованность адиабатического инварианта $VR/(\hbar/m_G)$ или $vr/(\hbar/m_e)$ для рассматриваемых макро- и микросистем. Другими словами, планеты Солнечной системы, а также их спутники являются масштабированными аналогами атома водорода.

Из сравнения наблюдаемых (секториальных скоростей, орбитальных расстояний и орбитальных скоростей планет и их спутников) и вычисленных в рамках рассматриваемой модели можно сделать заключение, что в Солнечной системе имеется геометрическое квантование адиабатического инварианта и как следствие этого квантуются секториальные, орбитальные скорости и орбитальные расстояния планет и их спутников в полной аналогии с кван-

тованием движений водородоподобных атомов. Проанализировав характеристики 42 объектов Солнечной системы, мы не смогли найти ни одного случая отклонения от условия "квантования" Бора. Во всех случаях описание наблюдаемых данных было не хуже 5% (детальный анализ можно найти в ⁴⁰). И это удивительно, ведь мы исходили только из законов сохранения энергии-импульса и углового момента, при этом мы решали уравнение Ньютона для двух тел, полностью пренебрегая влиянием остальных тел Солнечной системы. В модели есть невычисляемая константа \hbar/m_G или m_G , она определялась из наблюдаемых величин согласно формулам (22)-(24). Происхождение этой константы берет свое начало от условия макроскопического квантования (22) секториальных скоростей планет и их спутников. Из формул видно, что константы \hbar/m_e и \hbar/m_G играют фундаментальную роль в описании гросс-структуры спектра водородоподобных атомов и Солнечной системы, на что обратил внимание А.М. Чечельницкий ⁴⁰ еще в 1980 г. Фундаментальность константы \hbar/m_G станет очевидной, если ее переписать следующим образом

$$\frac{\hbar}{m_G} = \frac{\hbar}{m_G c} c = c \Lambda_C. \quad (33)$$

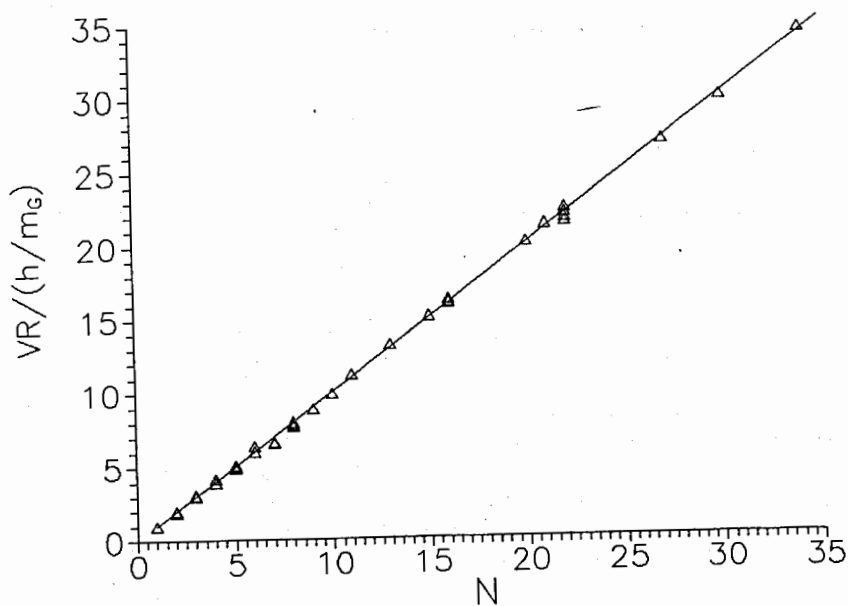


Рис. 1. Отношения $VR/(\hbar/m_G)$ как функции главного квантового числа N . Треугольники — наблюдаемые секториальные скорости, деленные на константу \hbar/m_G , для наглядности вычисленные отношения даны сплошной линией.

Следовательно, константа оказалась равной комптоновской длине волны в Солнечной системе, умноженной на скорость света c , и, соответственно, комптоновская длина волны равна $\Lambda_C \approx 3 * 10^8$ см.

Еще раз обратим внимание на то, что константа \hbar/m_e есть квант секториальной скорости электрона в атоме водорода по определению. Вспомним в этой связи, что в сверхтекучем гелии \hbar/m_{He} (m_{He} — масса гелия) тоже квантована. Такое совпадение не может быть случайным и к этому вопросу мы вернемся при обсуждении адронных резонансов.

Для Солнечной системы мы ввели постоянную тонкой структуры α_G по аналогии с постоянной тонкой структурой α для атома водорода. Хотя обе постоянные являются безразмерными, однако они составлены из разного количества мировых констант (см. формулу (29)). Из таблицы 1 видно, что наблюдается корреляция между α и α_G , которая не имеет объяснения на сегодняшний день. Сразу бросается в глаза, что в самом деле постоянная α_G есть отношение двух характерных длин GM/c^2 и $\hbar/m_G c$.

В высшей степени парадоксально, что распределение расстояний орбит планет и их спутников, а также их скоростей и угловых моментов подчиняются тем же законам, что и для электронов водородоподобных атомов. В классической механике все орбиты равновероятны, все зависит от начальных условий. В классической физике r и $P = mv$ независимы, Бор ввел $rmv = n\hbar$, аналогичное соотношение $VR = N\hbar/m_G$ было использовано нами выше для планет Солнечной системы и их спутников.

Следуя работе ⁴¹, оценим вероятность случайного распределения тел по орбитам в Солнечной системе. Напомним, что константы \hbar/m_G вычислялись по формуле

$$\hbar/m_G = (\sum VR) / \sum N \quad (34)$$

с использованием наблюдаемых данных о секториальных скоростях тел в Солнечной системе. Далее вычислялись величины

$$\Delta N = VR/(\hbar/m_G) - N, \quad (35)$$

где N — целое число. Максимальное значение отклонения ΔN от ближайшего допустимого целого числа равно $1/2$, в то же время среднее значение ΔN равно $1/4$ для хаотического распределения секториальных скоростей VR для большого числа тел. Следовательно, измеряемое среднее отклонение относительно к хаотическому отклонению для χ тел может быть записано в виде

$$|\bar{\psi}| = |\sum \Delta N| / (\chi/4), \quad (36)$$

так что вероятность случайного совпадения с теорией этого среднего фактора отклонения для χ тел равна

$$W = |\bar{\psi}|^\chi. \quad (37)$$

Таблица 3. Наблюдаемые секториальные скорости ($\text{см}^2\text{сек}^{-1}$), квантовые числа N и ошибки $\Delta N = |VR/(\hbar/m_G) - N|$ для всех тел Солнечной системы. Таблица заимствована из работы ⁴¹

тело	VR	N	ΔN
Солнце/синх.	$1.83206 \cdot 10^{19}$	2	0.02379
Меркурий	$2.71252 \cdot 10^{19}$	3	-0.00360
Венера	$3.788798 \cdot 10^{19}$	4	0.18531
Земля	$4.434324 \cdot 10^{19}$	5	-0.07951
Земля/синх.	$0.12967 \cdot 10^{16}$	1	-0.00314
Земля/1R	$0.390642 \cdot 10^{16}$	3	0.00314
Марс	$5.475066 \cdot 10^{19}$	6	0.04806
Марс/1	$0.020021 \cdot 10^{16}$	2	-0.07569
Марс/синх.	$0.0315 \cdot 10^{16}$	3	0.02761
Марс/2	$0.031713 \cdot 10^{16}$	3	0.04808
Астероиды	$7.248132 \cdot 10^{19}$	8	0.00668
Юпитер	$10.149647 \cdot 10^{19}$	11	0.21185
Юпитер/синх.	$4.76 \cdot 10^{16}$	2	0.00379
Юпитер/5	$4.7876 \cdot 10^{16}$	2	0.01541
Юпитер/1	$7.311068 \cdot 10^{16}$	3	0.07770
Юпитер/2	$9.222 \cdot 10^{16}$	4	-0.11786
Юпитер/3	$11.64714 \cdot 10^{16}$	5	-0.09697
Юпитер/4	$15.44646 \cdot 10^{16}$	7	-0.49760
Юпитер/6	$37.6564 \cdot 10^{16}$	16	-0.14801
Юпитер/7	$37.7326 \cdot 10^{16}$	16	-0.11593
Юпитер/10	$38.2502 \cdot 10^{16}$	16	0.10196
Юпитер/8R	$50.03436 \cdot 10^{16}$	21	0.06266
Юпитер/12R	$51.13925 \cdot 10^{16}$	22	-0.4722
Юпитер/11R	$52.3457 \cdot 10^{16}$	22	0.03566
Юпитер/9R	$52.6205 \cdot 10^{16}$	22	0.15134
Сатурн	$13.737788 \cdot 10^{19}$	15	0.17552
Сатурн/синх.	$2.16 \cdot 10^{16}$	6	0.32776
Сатурн/10	$2.2532 \cdot 10^{16}$	7	0.18669
Сатурн/1	$2.65334 \cdot 10^{16}$	8	-0.22699
Сатурн/2	$3.0006 \cdot 10^{16}$	9	-0.19387
Сатурн/3	$3.3445 \cdot 10^{16}$	10	-0.20222
Сатурн/4	$3.7851 \cdot 10^{16}$	11	0.08852
Сатурн/5	$4.473 \cdot 10^{16}$	13	0.10373
Сатурн/6	$6.80623 \cdot 10^{16}$	20	-0.06102
Сатурн/7	$7.46069 \cdot 10^{16}$	22	-0.14377
Сатурн/8	$11.6193 \cdot 10^{16}$	34	0.03896
Сатурн/9R	$21.8747 \cdot 10^{16}$	64	0.08234

Продолжение

тело	VR	N	ΔN
Уран	$19.48961 \cdot 10^{19}$	22	-0.47070
Уран/синх.	$0.628 \cdot 10^{16}$	3	0.04161
Уран/5	$0.86905 \cdot 10^{16}$	4	0.20709
Уран/1	$1.05373 \cdot 10^{16}$	5	0.10113
Уран/2	$1.24373 \cdot 10^{16}$	6	0.02092
Уран/3	$1.59309 \cdot 10^{16}$	8	-0.28781
Уран/4	$1.842284 \cdot 10^{16}$	9	-0.08146
Нептун	$24.42334 \cdot 10^{19}$	27	-0.02063
Нептун/синх.	$0.770 \cdot 10^{16}$	1	-0.04062
Нептун/1R	$1.56224 \cdot 10^{16}$	2	-0.05353
Нептун/2	$4.08871 \cdot 10^{16}$	5	0.09433
Плутон	$27.08923 \cdot 10^{19}$	30	-0.07596

Значения W приведены в таблице 1. Как видно, вероятность случайного теоретического описания наблюдаемых данных о секториальных скоростях планет в Солнечной системе равна $1/1736$, для спутниковых систем Юпитера, Сатурна и Нептуна она равна $1/617$, $1/160$ и $1/25$, соответственно, в то время как для всех 42 тел в Солнечной системе эта вероятность равна 10^{-12} . Такой эмпирический факт нам кажется дает еще один аргумент в пользу справедливости модели макроскопического квантования орбит небесных тел.

С самого начала становления квантовой механики ^{44, 45} оживленно обсуждается вопрос о возможности наблюдения квантового поведения макроскопических тел. При этом речь идет о динамике какой-либо одной из огромного числа степеней свободы макросистемы и как возможный пример обычно приводят сверхпроводящий туннельный переход ⁴⁶. Параметры макросистемы являются средними по движению составляющих микросистем. С начала 60-х годов обсуждаются "квантовые" макроскопические либо когерентные эффекты. Наиболее известным квантовым макроскопическим явлением может служить квантование магнитного потока в полых сверхпроводящих цилиндрах. Например, как следствие квантования магнитного потока плюс квантование Ландау электронного движения в сильном магнитном поле возникает квантованный эффект Холла ⁴⁷, который зависит исключительно от фундаментальных констант \hbar/e . При этом сопротивление Холла равно

$$\pi \hbar/e^2(j+1) = \pi c/\alpha(j+1), \quad (11a)$$

где j -целые числа. Это означает, холловское сопротивление полевого транзистора определяется только значениями констант e^2 и \hbar и совершенно не зависит от свойств вещества. Выше было показано (см. формулу (11)), что "квантом" скорости в водородоподобном атоме является отношение двух фундаментальных констант e^2/\hbar , а в случае квантованного эффекта Холла "квант" сопротивления Холла равен обратному отношению этих фундаментальных констант. Здесь уместно вспомнить также эффект Джозефсона ^{46, 48, 49}). Суть этих эффектов состоит в том, что некоторые макроскопические величины, характеризующие макросистемы, оказываются связанными друг с другом соотношениями (геометрическое квантование), которые вытекают из основ квантовой механики и в явном виде содержат постоянную Планка и другие фундаментальные константы.

5. Адронные резонансы. Общие соображения

Ниже проведем тщательный нумерологический анализ продуктов распада некоторых адронных резонансов на основе вышеприведенных представлений. Микомодом заметим, что из истории науки мы знаем примеры, когда нумерология на много лет опережала теорию. Бальмер⁵¹ (учитель геометрии) в 1885 году получил формулу для частот спектральных линий атома водорода на основе нумерологического анализа существующих экспериментальных данных. В 1913 году она была объяснена Бором и в 1926 году с большей точностью Дираком и Паули на основе квантовой теории.

Боде⁵² в 1772 году предложил простую формулу (30), которая хорошо описывала расстояния от Солнца до шести известных к тому времени планет и сыграла решающую роль при открытии планеты Уран и полосы астероидов, однако она не в состоянии описать расстояния Нептуна и Плутона от Солнца. Разумного общепринятого объяснения этой формулы до сих пор не было и, по-видимому, модель Чечельницкого является первой удачной попыткой объяснения этой формулы и других наблюдаемых закономерностей планет и их спутников Солнечной системы на основе гипотезы макроскопического квантования.

Ниже везде систематика и обозначения, а также соответствующие экспериментальные данные взяты из⁵³, массы и энергии ниже приведены в МэВ, а импульсы в МэВ/с.

Рассмотрим распад адрона на два γ -кванта, тогда $m_R = 2P_\gamma$, то есть

$$\lambda_D = 2\lambda_C. \quad (38)$$

Пусть адрон распадается на две частицы a и b , тогда

$$m_R = \sqrt{m_a^2 + P^2} + \sqrt{m_b^2 + P^2} \equiv E_a + E_b, \quad (39)$$

то есть

$$\frac{1}{\lambda_C} = \frac{1}{\lambda_E(a)} + \frac{1}{\lambda_E(b)} \equiv \frac{1}{\lambda_E(ab)} \quad (40)$$

или

$$\lambda_E(ab) = \lambda_C, \quad (41)$$

где

$$\lambda_C = \frac{1}{m_R}, \quad \lambda_E(i) = \frac{1}{E_i}, \quad \lambda_E(ab) = \frac{\lambda_E(a)\lambda_E(b)}{\lambda_E(a) + \lambda_E(b)}. \quad (41a)$$

Если адрон распадается на две одинаковые частицы ($a = b$), то

$$\lambda_E = 2\lambda_C. \quad (42)$$

Следовательно, вышеуказанные геометрические квантования (38), (40) и (42) являются следствием закона сохранения энергии-импульса и, естественно, выполняются точно независимо от вида взаимодействия между продуктами распада резонанса.

Выше мы пришли к выводу, что для связанных состояний и резонансов должны выполняться соотношения соизмеримостей для асимптотических импульсов или дебройлевских волн

$$\frac{P_{n_1}(a)}{P_{n_2}(a)} \equiv \frac{\lambda_D(n_2)}{\lambda_D(n_1)} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (12)$$

Проверку этих соотношений мы провели для огромного числа адронных резонансов, из-за ограниченности места мы приводим результаты такого анализа только для распада Ω -бариона. Ниже приведена вся цепочка последовательных каналов распада Ω -бариона, а также соответствующие распадным импульсы $P(i)$, где i означает соответствующий двухчастичный канал распада Ω -бариона и его продуктов распада. Например, соотношение

$$P(1)/P(26) = 3.9977 \pm 0.0095 \approx 4$$

означает, что рассматривается отношение импульса в распаде $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ к импульсу в канале $\mu \rightarrow e^- \gamma$.

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^- (67.8 \pm 0.7)\%, \quad P_1 = 211.1916, \quad v_s(1) = 2.74 * 10^{-3},$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^- (23.6 \pm 0.7)\%, \quad P_2 = 293.6753, \quad v_s(2) = 3.82 * 10^{-3},$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0 (8.6 \pm 0.4)\%, \quad P_3 = 289.8280, \quad v_s(3) = 3.87 * 10^{-3},$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi(1530)^0 \pi^- (4.3 * 10^{-4})\%, \quad P_4 = 16.6495, \quad v_s(4) = 7.77 * 10^{-3},$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma (< 2.2 * 10^{-3})\%, \quad P_5 = 314.2702, \quad v_s(5) = 3.92 * 10^{-3},$$

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda \pi^- (< 1.9 * 10^{-4})\%, \quad P_6 = 448.7094, \quad v_s(6) = 2.96 * 10^{-3},$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi^- (63.9 \pm 0.5)\%, \quad P_7 = 100.5814, \quad v_s(7) = 6.87 * 10^{-3},$$

$$\Lambda \rightarrow n \pi^0 (35.89 \pm 0.5)\%, \quad P_8 = 103.9785, \quad v_s(8) = 6.93 * 10^{-3},$$

$$\Lambda \rightarrow n \gamma (1.75 * 10^{-3})\%, \quad P_9 = 162.2176, \quad v_s(9) = 7.21 * 10^{-3},$$

$$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^0 \pi^0 (100)\%, \quad P_{10} = 157.7000, \quad v_s(10) = 5.57 * 10^{-3},$$

$$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+ (100)\%, \quad P_{11} = 146.5503, \quad v_s(11) = 5.69 * 10^{-3},$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0 (99.54 \pm 0.05)\%, \quad P_{12} = 135.2125, \quad v_s(12) = 6.12 * 10^{-3},$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma (1.06 * 10^{-3})\%, \quad P_{13} = 184.1247, \quad v_s(13) = 6.31 * 10^{-3},$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma (3.5 * 10^{-3})\%, \quad P_{14} = 116.6577, \quad v_s(14) = 9.40 * 10^{-3},$$

$$\Xi^0 \rightarrow p \pi (< 4 * 10^{-5})\%, \quad P_{15} = 299.1383, \quad v_s(15) = 4.05 * 10^{-3},$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma (100)\%, \quad P_{16} = 74.3888, \quad v_s(16) = 1.43 * 10^{-2},$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- (\approx 100)\%, \quad P_{17} = 139.0379, \quad v_s(17) = 5.96 * 10^{-3},$$

$$\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma (1.27 * 10^{-4})\%, \quad P_{18} = 118.0745, \quad v_s(18) = 9.30 * 10^{-3},$$

$$\Sigma^- \rightarrow \pi^- n (< 1.9 * 10^{-5})\%, \quad P_{19} = 193.0738, \quad v_s(19) = 5.24 * 10^{-3},$$

$$K^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu (63.51)\%, \quad P_{20} = 235.5318, \quad v_s(20) = 8.12 * 10^{-3},$$

$$K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 (21.16)\%, \quad P_{21} = 205.1382, \quad v_s(21) = 8.10 * 10^{-3},$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu (99.9877)\%, \quad P_{22} = 29.7918, \quad v_s(22) = 4.27 * 10^{-2},$$

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e (1.23 * 10^{-4})\%, \quad P_{23} = 69.7840, \quad v_s(23) = 2.87 * 10^{-2},$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma (98.798)\%, \quad P_{24} = 67.4882, \quad v_s(24) = 2.96 * 10^{-2},$$

$$\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp (< 3.1 * 10^{-8})\%, \quad P_{25} = 26.1299, \quad v_s(25) = 4.74 * 10^{-2},$$

$$\mu^\pm \Rightarrow e^\pm \gamma (< 4.9 \cdot 10^{-11}\%), \quad P_{26} = 52.8280, \quad v_s(26) = 3.38 \cdot 10^{-2}, \quad (43)$$

Итак, перечислим ниже только некоторые такие соизмеримости:

$$\frac{P(20)}{P(23)} = 3.3751 \pm 0.0001 \approx \frac{27}{8}; \quad \frac{P(7)}{P(22)} = 3.3761 \pm 0.0003 \approx \frac{27}{8} = 3.3750. \quad (44)$$

$$\frac{P(3)}{P(19)} = 1.5011 \pm 0.0016 \approx \frac{3}{2}; \quad \frac{P(6)}{P(15)} = 1.5000 \pm 0.0032 \approx \frac{3}{2}. \quad (45)$$

$$\frac{P(10)}{P(18)} = 1.3356 \pm 0.0045 \approx \frac{4}{3}; \quad \frac{P(5)}{P(20)} = 1.3343 \pm 0.001 \approx \frac{4}{3}. \quad (46)$$

$$\frac{P(16)}{P(22)} = 2.4970 \pm 0.0025 \approx \frac{5}{2}; \quad \frac{P(21)}{P(14)} = 1.7584 \pm 0.0083 \approx \frac{7}{4}. \quad (47)$$

$$\frac{P(10)}{P(12)} = 1.1663 \pm 0.009 \approx \frac{7}{6}; \quad \frac{P(10)}{P(24)} = 2.3367 \pm 0.0054 \approx \frac{7}{3}. \quad (48)$$

В (44)-(46) мы объединили отношения импульсов для разных каналов, имеющих одинаковые соизмеримости. Из (48) следует, что должно выполняться соотношение $P(12)/P(24) = 2$ и экспериментальные данные подтверждают это $\frac{P(12)}{P(24)} = 2.0035 \pm 0.0011 \approx 2$.

Также убеждаемся в том, что отношения различных длин волн λ_C, λ_E и λ_D , а также отношения скоростей $v_j = P_j/E_j$ для разных продуктов цепочки распада адронов являются соизмеримыми в рамках экспериментальных ошибок. По крайней мере можно прийти к более осторожному выводу: отношения различных длин волн, а также отношения скоростей для разных продуктов цепочки распада адронов являются для скоростей приблизительно соизмеримыми. Действительно, в атоме водорода условия квантования Бора (2) выполняются точно только в нерелятивистском приближении при пренебрежении, скажем, спин-орбитальными взаимодействиями и т. д.. Так что о соизмеримости отношений скоростей электрона в атоме водорода можно говорить в среднем, пренебрегая тонкими деталями движений.

Рассмотрим цепочку бинарных каналов распада Σ^- -бариона:

$$\begin{aligned} \Sigma^- &\Rightarrow n\pi^- (\approx 100\%), \quad v(n) = 0.201c, \quad v(\pi^-) = 0.810c, \\ \pi^- &\Rightarrow \mu^- \nu_\mu (\approx 100\%), \quad v(\mu^-) = 0.271c, \quad v(\nu_\mu) = c, \\ \pi^- &\Rightarrow e^- \nu_e (\approx 10^{-4}\%), \quad v_1(e^-) = c, \quad v(\nu_e) = c, \\ \mu^- &\Rightarrow e^- \gamma (\approx 10^{-11}\%), \quad v_2(e^-) = c, \quad v(\gamma) = c. \end{aligned} \quad (49)$$

Получаем следующие отношения скоростей:

$$\frac{v(\pi^-)}{v(n)} = 4.026 \approx 4 \text{ (0.7\%)}, \quad \frac{v(\pi^-)}{v(\mu^-)} = 2.986 \approx 3 \text{ (0.5\%)}, \quad \frac{v(\mu^-)}{v(n)} = 1.348 \approx \frac{27}{20} \text{ (0.1\%)}, \quad (49a)$$

где в скобках указаны отличия предполагаемых соизмеримостей от экспериментальных. Отношения скоростей $v(\nu_\mu), v_1(e^-), v(\nu_e), v_2(e^-)$ и $v(\gamma)$ равны единице.

Как следующий пример рассмотрим распад K^\pm -мезона:

$$\begin{aligned} K^\pm &\Rightarrow \mu^\pm \nu_\mu, \quad v_1(\mu) = 0.917c, \quad v(\nu_\mu) = c, \\ K^\pm &\Rightarrow \pi^\pm \pi^0, \quad v(\pi^\pm) = 0.827c, \quad v(\pi^0) = 0.835c, \\ \pi^\pm &\Rightarrow \mu^\pm \nu_\mu, \quad v_2(\mu) = 0.271c, \quad v(\nu_\mu) = c, \\ \pi^\pm &\Rightarrow e^\pm \nu_e, \quad v(e) = v(\nu) = c, \\ \pi^0 &\Rightarrow \gamma\gamma, \quad v(\gamma) = c, \\ \pi^0 &\Rightarrow \mu^\pm e^\mp, \quad v_3(\mu) = 0.240c, \quad v(e) = c, \\ \mu^\pm &\Rightarrow e^\pm \gamma, \quad v(e) = v(\gamma) = c. \end{aligned} \quad (50)$$

Выпишем только несколько отношений скоростей:

$$\begin{aligned} \frac{v_1(\mu)}{v(\pi^\pm)} &= 0.906 \approx \frac{9}{10} \text{ (0.7\%)}, \quad \frac{v_1(\nu_\mu)}{v(\pi^0)} = 0.915 \approx \frac{9}{10} \text{ (1.7\%)}, \\ \frac{v_2(\mu)}{v_1(\mu)} &= 0.297 \approx \frac{3}{10} \text{ (1\%)}, \quad \frac{v_3(\mu)}{v_2(\mu)} = 0.885 \approx \frac{9}{10} \text{ (1.6\%)}, \quad \frac{v_3(\mu)}{v_1(\mu)} = 0.267 \approx \frac{27}{100} \text{ (1\%)}. \end{aligned} \quad (50a)$$

Этот пример интересен тем, что имеются три канала канала распада с вылетом μ -мезона и квантованные скорости μ -мезонов соизмеримы. Действительно, первый μ -мезон появляется как прямой продукт распада самого K^\pm -мезона, а вторые и третьи μ -мезоны являются вторичными продуктами распада K^\pm -мезона, а именно: $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, а затем $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ и $\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^-$. И несмотря на это, скорости всех трех μ -мезонов с точностью лучше чем 2% соизмеримы, аналогично с соизмеримостью скоростей планет и их спутников Солнечной системы. Однако все 42 тела в Солнечной системе движутся около одной плоскости, и большинство из них вращаются в одном направлении. Можно ли ожидать полной аналогии структур движений тел в Солнечной системе и движений составляющих частиц адронов? Можно привести следующий качественный аргумент. Угловая часть волновой функции продуктов распада адронов равна $P_l^m(\cos\theta)$. Когда m увеличивается, то плотность вероятности сдвигается от z -оси к экваториальной плоскости. Если $|m| = l$, то $|P_l^l(\cos\theta)|^2 \propto \sin^{2l}\theta$, и эта функция имеет пик около $\theta = \pi/2$. С увеличением l ширина пика уменьшается как $l^{-1/2}$, и следовательно, для больших l приходим к классической картине планарных орбит. В такой ситуации возникают благоприятные условия для когерентной интерференции волновых функций конститuentов адронов, возникновению резонансных эффектов и как результат к соизмеримости соответствующих скоростей. Поэтому мы ожидаем, что продукты распада адронов должны двигаться около одной плоскости. Доказательство или опровержение этой гипотезы возможно экспериментальным путем.

Естественно, феноменологический анализ для установления соответствующих соотношений соизмеримостей из существующих экспериментальных данных с известными ошибками требует осторожности и даже в тех случаях, когда наблюдаются соизмеримости как отношения маленьких целых чисел. Рассмотрим один такой пример:

$$\frac{P_1}{P_{26}} = 3.9977 \pm 0.0095 \approx 4, \quad (51)$$

$$\frac{P_1}{m_\mu} = 1.9988 \pm 0.0095 \approx 2. \quad (52)$$

$$\frac{P_1}{E_e} = 3.9975 \pm 0.0095 \approx 4. \quad (53)$$

Очевидно, что мы можем предположить $P_1/P_{26} = 3.9977 \pm 0.0095 \approx 4$ или $399/100$, и оба предположения равновероятны с точностью до экспериментальных ошибок. Вполне возможно, что некоторые из таких соотношений могут оказаться соизмеримыми из-за статистических случайностей. В рассматриваемом примере одновременно эти три соотношения точно выполняться не могут, поскольку тогда нарушается закон сохранения энергии в распаде $\mu \Rightarrow e^- \gamma$, только два из них могут быть точными. Судьей является эксперимент, и поэтому проведение более точных исследований распадов адронов становится важным. Рассмотренный пример интересен еще с другой точки зрения. Вне зависимости от того, какое из отношений (51), (52) и (53) выполняется точно или приближенно, эти соотношения указывают на то, что в цепочке распадов Ω -мезона устанавливается самосогласование между λ_D , λ_C и λ_E в разных каналах. В цепочке распадов Ω -мезона μ -мезон является конечным продуктом, и μ -мезон "помнит" всю "историю" распада.

Следовательно, в цепочке распадов адронов наблюдается геометрическое квантование соответствующих длин волн независимо от вида взаимодействия продуктов распада между собой в рассматриваемых каналах. Поскольку геометрическое квантование является следствием точных законов сохранения энергии-импульса, то и само геометрическое квантование является точным, и оно ответственно за самосогласование движений между разными каналами распада адронов.

Выше мы говорили о квантовании средних секториальных скоростей

$$v_s \equiv rv = n \frac{\hbar}{m} \quad (54)$$

в атоме водорода, в сверхтекучем гелии и в Солнечной системе: Тогда мы высказали предположение, что величина \hbar/m играет фундаментальную роль. Однако при переходе к релятивистскому случаю в выражении (54) вместо массы m мы должны подставить ее релятивистское выражение $E = \sqrt{m^2 + P^2}$. Если рассматривается распад адрона по нескольким каналам

$$\begin{aligned} R &\Rightarrow a_1 + b_1, \\ &a_2 + b_2, \dots \end{aligned} \quad (55)$$

тогда E переходит в

$$E_{ab} = \frac{E_a E_b}{E_a + E_b}. \quad (56)$$

Квантование и равенство секториальных скоростей в разных каналах распада адрона можно записать в виде

$$\frac{n_1}{E_{a_1 b_1}} = \frac{n_2}{E_{a_2 b_2}}, \quad (57)$$

где n_1 и n_2 — целые числа. Легко можно убедиться в том, что в случаях распада адрона на две частицы с равными массами равенство (57) выполняется точно, ибо оно тогда совпадает с условием сохранения энергии-импульса

$$\frac{1}{E_{a_1 a_1}} = \frac{1}{E_{a_2 a_2}} \Rightarrow 2\sqrt{m_{a_1}^2 + P_{a_1}^2} = 2\sqrt{m_{a_2}^2 + P_{a_2}^2} \equiv m_R, \quad (58)$$

где m_R — масса распадающегося адрона.

Выше уже говорилось, что сохранение средних секториальных скоростей в нерелятивистском случае означает сохранение орбитального углового момента. В релятивистском пределе орбитальный угловой момент не сохраняется (сохраняется полный момент), и следовательно, равенство (55) для распадов типа (53) в общем должно выполняться приближенно, что и подтверждается результатами вычислений v_s , представленными в (43) для распадов Ω -мезона. Действительно, $v_s(2) \approx v_s(3) \approx v_s(5) \approx v_s(4)/2$, $v_s(7) \approx v_s(8)$, $v_s(20) \approx v_s(21)$, $2v_s(22) \approx 3v_s(23)$ и $8v_s(24) \approx 5v_s(25)$.

Если же адроны распадаются на частицы с равными массами в разных каналах, например, в распадах типа K_S^0 -мезона

$$K_S^0 \Rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad K_S^0 \Rightarrow \pi^0 \pi^0, \quad K_S^0 \Rightarrow \gamma \gamma, \quad K_S^0 \Rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad K_S^0 \Rightarrow e^+ e^-, \quad (59)$$

то секториальные скорости и, следовательно, угловые моменты l_i в таких каналах равны и отличны от нуля. Это означает, что продукты распада нестабильной частицы в ее собственной системе покоя всегда анизотропны. К такому же выводу пришел А.М. Балдин ⁷⁴: "... This remark shows that it is impossible to discover quasistationary objects basing on the idea about decay isotropy in their rest frame. In relativistic dynamics, such decays are **always anisotropic.**"

Известно, что K_S^0 -мезон имеет полный угловой момент, равный $J^P = 0^-$, в то же самое время соответствующие каналные угловые моменты отличны от нуля и равны между собой, поскольку соответствующие секториальные скорости отличны от нуля и равны между собой. Это возможно только в том случае, если продукты распада K_S^0 -мезона в разных каналах движутся на одной плоскости в разных направлениях самосогласованным образом так (то есть с противоположными проекциями углового момента), чтобы обеспечить равенство нулю полного углового момента. Рассмотренный пример не единичен, частицы Λ , Σ^+ , ϕ и т. д. имеют аналогичную структуру. Если это наблюдение подтвердится, то оно будет иметь далеко идущие последствия.

Аналогом обсуждаемого феномена в ядерной физике являются эффекты спаривания нуклонов (спины или полные моменты двух взаимодействующих нуклонов антипараллельны) в атомных ядрах ^{56, 57}. Многие свойства и характеристики атомных ядер невозможно объяснить без учета эффектов спаривания нуклонов ^{58, 59, 60}. Особенно велико влияние сверхтекучих корреляций при рассмотрении абсолютных вероятностей α -распада атомных ядер (были получены ⁶¹ коэффициенты усиления порядка $10^3 - 10^4$, подробности см. в ^{58, 62}). Недавно было дано ⁶³ объяснение твердо установленному экспериментальному факту при делении ядер, когда фрагменты деления вылетают с малыми угловыми моментами относительного движения. Авторы ⁶³ пришли к выводу, что в таких случаях вылетают фрагменты с приблизительно равными и антипараллельными спинами.

Напомним еще раз, что сохранение углового момента означает постоянство секториальной скорости—за равные промежутки радиус-вектор движущейся точки описывает равные площади. Это и есть второй закон Кеплера, справедливый для движущихся планет и их спутников в Солнечной системе. Этот же закон Кеплера выполняется для движений продуктов распада адронов. Однако следует подчеркнуть еще раз, что угловые моменты планет и их спутников в Солнечной системе не являются соизмеримыми величинами, таковыми являются только их секториальные и орбитальные скорости. Как было показано выше, продукты распада адронов также имеют соизмеримые секториальные и орбитальные скорости.

В заключении перепишем формулу (39), используя условие квантования Бора (2)

$$m_R = \sqrt{m_a^2 + P^2} + \sqrt{m_b^2 + P^2} = \sqrt{m_a^2 + \left(\frac{n}{r}\right)^2} + \sqrt{m_b^2 + \left(\frac{n}{r}\right)^2}. \quad (60)$$

Очевидно, формула (60) для массы адронных резонансов совпадает с соответствующими формулами для собственных частот резонаторов, интерферометров, органических труб и т. д., то есть с формулами для собственных частот систем волновой природы.

Мы стремились отобрать характерные квантовые явления в микро системах и соответствующие аналогичные явления в макрофизике, с помощью которых мы хотели подчеркнуть всеобщность геометрического квантования. Мы старались упростить наши рассуждения до такой степени, чтобы они были понятны специалистам, работающим в различных областях естествознания. В то же время мы хотели бы придерживаться возможной строгости изложения таким образом, чтобы не потерять адекватность изложения к физике рассматриваемых явлений. Приведенные примеры взяты из различных областей науки и техники (естественно, что собственные интересы автора при этом сыграли определяющую роль), и здесь мы пытались дать детальное и систематическое изложение. По возможности мы хотели подчеркнуть преемственность развития физики и гармоничность и всеобщность физических законов. Мы старались дать подробные ссылки на оригинальные работы, обзоры и монографии. Поскольку в статье рассматриваются многочисленные родственные явления в различных областях физики, то естественно, что мы могли пропустить пионерские статьи. За это мы приносим свои искренние извинения и просим сообщить нам об этом.

6. Адронные резонансы. Некоторые результаты расчетов

Выше было показано, что соответствующие длины волн и скорости продуктов распада адронных резонансов соизмеримы. Другими словами, этот вывод можно переформулировать так, что конститuentы адронов имеют свои собственные частоты, как любой резонатор. И эта новая формулировка физической сущности адронных резонансов решает задачу вычисления их масс.

Представим себе какую-нибудь электрическую цепь (резонансную полость) и предположим, что собственные частоты этой цепи известны. Добавим к этой цепи большую последовательность электрических цепей с известными свойствами таким образом, чтобы, скажем, получился радиоприемник с наперед заданными характеристиками. Этот приемник будет составлен из сотен емкостей, сопротивлений и

индуктивностей. Точно описать электромагнитные поля такого приемника можно с помощью уравнений Максвелла, но такая задача хотя и осуществима практически, однако весьма трудоемка. Делая множество разумных приближений и заменив реальные электрические цепи на их идеализированные образы (имеем в виду правила Кирхгофа), можно сравнительно легко проанализировать всю электрическую цепь и построить радиоприемник с заданными характеристиками.

Для выяснения грубых свойств адронных резонансов мы предлагаем феноменологическую процедуру, аналогичную процедуре Кирхгофа для анализа сложнейших электрических цепей, составленных из простых блоков с известными характеристиками.

Для примера рассмотрим подробно проблему дипротонных резонансов. История дибарионных резонансов драматична и противоречива. Современный статус дибарионных резонансов представлен в недавних обзорах 14, 65, 66, 67, где анализируются экспериментальные данные об узких дибарионных резонансах в области до 2300 МэВ. Характерной особенностью дибарионных резонансов является их аномально малая ширина. Объяснение этой особенности является весьма серьезным тестом для любой теоретической модели. Существующие теоретические модели не в состоянии объяснить узость ширин дибарионных резонансов. Значения инвариантных масс дибарионных резонансов, вычисленных в существующих теоретических моделях, систематически больше на 300 МэВ, чем экспериментальные значения. Качественное и отчасти количественное объяснение отмеченных выше особенностей дибарионных резонансов дано в 14. Однако следует заметить, что экспериментальный спектр дибарионных резонансов очень богатый, и, естественно, наш упомянутый подход 14 не в состоянии описать все наблюдаемые дибарионные состояния, поскольку он изначально претендует лишь на воспроизведение положения центров тяжести соответствующих мультиплетов. В данной работе мы обобщим и модифицируем этот подход.

Предположим теперь, что протон представляет собой идеальную "резонансную полость". Известно, что он "живет" более 10^{32} лет и в принципе может распадаться (но не распадается) по следующим каналам 53:

$$\begin{aligned} p &\Rightarrow \mu^+ \gamma, & P_1 &= 463.19, & m(2p)_{theory} &= 2092.75 \\ p &\Rightarrow \mu^+ \pi^0, & P_2 &= 453.22, & m(2p)_{theory} &= 2084.00, & m(2p)_{exp} &= 2087 \pm 3 \\ p &\Rightarrow \mu^+ \eta, & P_3 &= 297.15, & m(2p)_{theory} &= 1968.40, & m(2p)_{exp} &= 1969 \pm 2 \\ p &\Rightarrow \mu^+ \rho^0, & P_4 &= 120.63, & m(2p)_{theory} &= 1891.99, & m(2p)_{exp} &= 1892 \\ p &\Rightarrow \mu^+ \omega, & P_5 &= 105.42, & m(2p)_{theory} &= 1888.35, & m(2p)_{exp} &= 1886 \pm 1 \\ p &\Rightarrow \mu^+ K_S^0, & P_6 &= 326.43, & m(2p)_{theory} &= 1986.87, & m(2p)_{exp} &= 1989 \pm 1 \\ p &\Rightarrow e^+ \gamma, & P_7 &= 469.14, & m(2p)_{theory} &= 2098.04, \\ p &\Rightarrow e^+ \pi^0, & P_8 &= 459.43, & m(2p)_{theory} &= 2089.43, & m(2p)_{exp} &= 2087 \pm 3 \\ p &\Rightarrow e^+ \eta, & P_9 &= 309.43, & m(2p)_{theory} &= 1975.96, & m(2p)_{exp} &= 1980 \pm 2 \\ p &\Rightarrow e^+ \rho^0, & P_{10} &= 154.41, & m(2p)_{theory} &= 1901.79, & m(2p)_{exp} &= 1903 \pm 2 \\ p &\Rightarrow e^+ \omega, & P_{11} &= 143.31, & m(2p)_{theory} &= 1898.31, & m(2p)_{exp} &= 1898 \pm 1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p &\Rightarrow e^+ K_S^0, & P_{12} &= 337.15, & m(2p)_{theory} &= 1994.02, & m(2p)_{exp} &= 1999 \pm 2 \\
p &\Rightarrow e^+ K^{*0}, & P_{13} &= 41.22, & m(2p)_{theory} &= 1878.35, & m(2p)_{exp} &= 1877.5 \pm 0.5 \\
p &\Rightarrow \nu \pi^+, & P_{14} &= 458.76, & m(2p)_{theory} &= 2088.84, & m(2p)_{exp} &= 2087 \pm 3 \\
p &\Rightarrow \nu K^+, & P_{15} &= 339.26, & m(2p)_{theory} &= 1995.45, & m(2p)_{exp} &= 1999 \pm 2 \\
p &\Rightarrow \nu \rho^+, & P_{16} &= 154.41, & m(2p)_{theory} &= 1901.79, & m(2p)_{exp} &= 1903 \pm 2 \\
p &\Rightarrow \nu K^{*+}, & P_{17} &= 45.52, & m(2p)_{theory} &= 1878.75, & m(2p)_{exp} &= 1877.5 \pm 0.5 \\
K_S^0 &\Rightarrow \pi^+ \pi^-, & P_{18} &= 206.01, & m(2p)_{theory} &= 1921.24, & m(2p)_{exp} &= 1922 \\
K_S^0 &\Rightarrow \pi^0 \pi^0, & P_{19} &= 209.05, & m(2p)_{theory} &= 1922.56, & m(2p)_{exp} &= 1922 \\
K_S^0 &\Rightarrow \gamma \gamma, & P_{20} &= 248.84, & m(2p)_{theory} &= 1941.42, & m(2p)_{exp} &= 1940 \pm 1 \\
K_S^0 &\Rightarrow \mu^+ \mu^-, & P_{21} &= 225.29, & m(2p)_{theory} &= 1929.88, & m(2p)_{exp} &= 1930 \pm 2 \\
K_S^0 &\Rightarrow e^+ e^-, & P_{22} &= 248.84, & m(2p)_{theory} &= 1941.42, & m(2p)_{exp} &= 1940 \pm 1 \\
K_L^0 &\Rightarrow e^+ \mu^{\mp}, & P_{23} &= 237.62, & m(2p)_{theory} &= 1935.79, & m(2p)_{exp} &= 1935.5 \pm 1 \\
K^+ &\Rightarrow \mu^+ \nu, & P_{24} &= 235.53, & m(2p)_{theory} &= 1934.77, & m(2p)_{exp} &= 1935.5 \pm 1 \\
K^+ &\Rightarrow \pi^+ \pi^0, & P_{25} &= 205.14, & m(2p)_{theory} &= 1920.87, & m(2p)_{exp} &= 1918 \pm 3 \\
K^+ &\Rightarrow e^+ \nu, & P_{26} &= 246.84, & m(2p)_{theory} &= 1940.40, & m(2p)_{exp} &= 1940 \pm 1 \\
\eta &\Rightarrow \gamma \gamma, & P_{27} &= 273.72, & m(2p)_{theory} &= 1954.77, & m(2p)_{exp} &= 1955 \pm 2 \\
\eta &\Rightarrow e^+ e^-, & P_{28} &= 273.72, & m(2p)_{theory} &= 1954.77, & m(2p)_{exp} &= 1955 \pm 2 \\
\eta &\Rightarrow \mu^+ \mu^-, & P_{29} &= 252.51, & m(2p)_{theory} &= 1943.31, & m(2p)_{exp} &= 1945 \\
\eta &\Rightarrow \pi^+ \pi^-, & P_{30} &= 235.47, & m(2p)_{theory} &= 1934.74, & m(2p)_{exp} &= 1935.5 \pm 1 \\
\omega &\Rightarrow \pi^+ \pi^-, & P_{31} &= 365.21, & m(2p)_{theory} &= 2013.69, & m(2p)_{exp} &= 2017 \pm 3 \\
\omega &\Rightarrow \pi^0 \gamma, & P_{32} &= 379.32, & m(2p)_{theory} &= 2024.09, \\
\omega &\Rightarrow \eta \gamma, & P_{33} &= 199.33, & m(2p)_{theory} &= 1918.42, & m(2p)_{exp} &= 1916 \pm 2 \\
\omega &\Rightarrow e^+ e^-, & P_{34} &= 390.97, & m(2p)_{theory} &= 2032.94, & m(2p)_{exp} &= 2035 \\
\omega &\Rightarrow \mu^+ \mu^-, & P_{35} &= 376.42, & m(2p)_{theory} &= 2021.93, & m(2p)_{exp} &= 1918 \pm 3 \\
\rho^+ &\Rightarrow \pi^+ \pi^0, & P_{36} &= 358.89, & m(2p)_{theory} &= 2009.13, & m(2p)_{exp} &= 2008 \pm 3 \\
\rho^0 &\Rightarrow \pi^+ \pi^-, & P_{37} &= 358.01, & m(2p)_{theory} &= 2008.51, & m(2p)_{exp} &= 2008 \pm 3 \\
\rho^0 &\Rightarrow \pi^0 \pi^0, & P_{38} &= 359.76, & m(2p)_{theory} &= 2009.76, & m(2p)_{exp} &= 2008 \pm 3 \\
\rho^+ &\Rightarrow \pi^+ \gamma, & P_{39} &= 371.58, & m(2p)_{theory} &= 2018.34, & m(2p)_{exp} &= 2017 \pm 3 \\
\rho^+ &\Rightarrow \pi^+ \eta, & P_{40} &= 145.94, & m(2p)_{theory} &= 1899.11, & m(2p)_{exp} &= 1898 \pm 1 \\
\rho^0 &\Rightarrow \pi^0 \gamma, & P_{41} &= 372.40, & m(2p)_{theory} &= 2018.94, & m(2p)_{exp} &= 2017 \pm 3 \\
\rho^0 &\Rightarrow \eta \gamma, & P_{42} &= 189.26, & m(2p)_{theory} &= 1914.34, & m(2p)_{exp} &= 1916 \pm 2 \\
\rho^0 &\Rightarrow e^+ e^-, & P_{43} &= 384.25, & m(2p)_{theory} &= 2027.81, & m(2p)_{exp} &= 2030 \\
\rho^0 &\Rightarrow \mu^+ \mu^-, & P_{44} &= 369.44, & m(2p)_{theory} &= 2016.77, & m(2p)_{exp} &= 2017 \pm 3
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\pi^+ &\Rightarrow \mu^+ \nu, & P_{45} &= 29.79, & m(2p)_{theory} &= 1877.49, & m(2p)_{exp} &= 1877.5 \pm 0.5 \\
\pi^+ &\Rightarrow e^+ \gamma, & P_{46} &= 69.78, & m(2p)_{theory} &= 1881.73, \\
\pi^0 &\Rightarrow e^+ e^-, & P_{47} &= 67.49, & m(2p)_{theory} &= 1877.39, & m(2p)_{exp} &= 1877.5 \pm 0.5 \\
\pi^0 &\Rightarrow \gamma \gamma, & P_{48} &= 67.49, & m(2p)_{theory} &= 1881.39, \\
\pi^0 &\Rightarrow \mu^+ e^-, & P_{49} &= 26.13, & m(2p)_{theory} &= 1877.27, & m(2p)_{exp} &= 1877.5 \pm 0.5 \\
\mu^+ &\Rightarrow e^+ \gamma, & P_{50} &= 52.83, & m(2p)_{theory} &= 1879.52. & & (61)
\end{aligned}$$

В (61) представлены каналовые асимптотические импульсы P_i , вычисленные по формуле (60). Далее рассмотрим двухпротонную систему как систему двух "резонирующих полостей". При этом предположим, что асимптотические импульсы относительного движения двух протонов такие же, как и для конститuentов отдельного протона. Другими словами вычисляем массы двухпротонных резонансов по формуле $m(2p) = 2\sqrt{m_p^2 + P_i^2}$, используя значения P_i из (61). Результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные приведены в (61). Вычисления воспроизводят экспериментальные данные, заимствованные из обзоров 65, 66, 67, 53, с точностью в пределах экспериментальных ошибок. В вычислениях нет ни одного свободного подгоночного параметра, и это приводит нас к выводу, что за этим беспреседентно точным воспроизведением экспериментальных данных должна быть красивая и простая физика.

Заметим, что в нашем подходе массы резонансов для систем PP и $P\bar{P}$ должны быть одинаковыми, что и подтверждается при систематическом анализе существующих данных (детали см. в 15)

Для извлечения музыкальных звуков трубоч дует в свою трубу так, чтобы возбудить собственные колебания трубы, и только тогда труба звучит. Простой и общий принцип волновых резонаторов: собственные колебания любого резонатора возбуждаются только при совпадении (при соизмеримости) частот и длин волн внешнего поля с соответствующими собственными частотами и длинами волн исследуемого резонатора. При этом не имеет никакого значения физическая природа волн, свойства материала, использованного для конструкции резонатора, и т. д. При столкновении двух протонов резонансы в системе двух протонов возникают тогда, когда соответствующие волны (скорости) относительного движения двух протонов и конститuentов в протонах соизмеримы. Следовательно, резонансные явления в системе двух протонов дают прямую информацию о собственной внутренней структуре протона. Ясно, что при этом в системе двух протонов будут наблюдаться и дополнительные резонансы, присущие только дипротону. Например, в протоне есть подсистема $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ с импульсом $P_{26} = 273.725$ МэВ/с. Можно ожидать из принципа соизмеримости, что в дипротоне должен быть резонанс с $P = 2P_{26}, 3P_{26}, 4P_{26}, \dots$. Действительно, вычисленная масса дипротона равна 2172.6 МэВ при $P = 2P_{26} = 547.45$ МэВ/с и совпадает с экспериментальным значением (2172 ± 5) МэВ 65.

Мы специально выбрали протон как эталон идеального резонатора, поскольку его энергия известна с большой точностью и он стабилен. В отличие от связанных состояний атомов, ядер и т. д. протон может распадаться по 50 двухчастичным каналам и еще большему числу трехчастичных каналов с выделением

энергии. По последнему признаку он родствен с адронными резонансами, а по стабильности с атомами и ядрами. Стабильность протона никем еще не объяснялась, и мы выдвигаем, как рабочую, следующую гипотезу: протон является сложной волновой системой, в которой все движения самосогласованы идеально согласно принципу резонатора и движения соответствующих волн происходят по геодезической линии в четырехмерном пространстве-времени.

Итак, мы приходим к выводу, что хотя протон и стабилен, однако он имеет чрезвычайно богатую структуру, далее мы будем употреблять термин: планетарно-волновая структура. Из приведенного выше анализа видно, что протон не элементарная частица и не состоит из простых кирпичиков. Появившаяся в прошлые века привычка объяснять строение сложных структур путем разбивки их на более и более мелкие составные части настолько сильно укоренились в мышлении современных физиков, что поиск элементарных кирпичиков материи все еще безуспешно продолжается. Протон — сложная волновая система, все движения подсистем 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, адроны распадаются по цепочке деревоподобным образом на все более легкие адроны. При этом распады подобны, как ветки дерева подобны между собой и подобны самому дереву в целом.

Систематический анализ продуктов распада адронных резонансов показывает, что соответствующие движения составных частей не существуют сами по себе независимо. Движения составных частей материи в одном адроне самосогласованы с движениями соответствующих частей в другом адроне. Каждый адрон сам по себе играет триединую роль: имеет сложную структуру, входит в состав другого адрона и участвует в обмене между компонентами вещества, поддерживая целостность структуры. Таким образом устанавливается гармоническое единство движений всех адронов. Ни один адрон не может быть более фундаментальным, чем все остальные. Следовательно, приходим к выводам, близким по духу выводам теории бутстрапа для сильных взаимодействий⁶⁸. 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 закона сохранения энергии-импульса и углового момента. Самосогласование движений в подсистемах одного адрона с соответствующими подсистемами другого адрона и движений самих адронов, а также участие этих подсистем и самих адронов в обмене приводят к иерархии движений и к самоорганизации материи на квантовом уровне. И в этом аспекте наши выводы близки к выводам теории самоорганизации В. Вернадского, И. Пригожина и Г. Хакена, однако имеются сильные отличия. Более подробно об этом — в будущих публикациях.

Вернемся снова к проблеме дипротонных резонансов. В (61) представлены значения масс дипротонных резонансов, обусловленные только собственными "тонами" протонов. Естественно ожидать, что в массах дипронов будут проявляться другие "тона" в силу принципа соизмеримости. Поэтому сложилась такая ситуация с дипротонными резонансами, что разные экспериментальные группы с

точнейшими приборами не смогли повторить результаты друг друга. Этого трудно достичь по принципиальным соображениям. К примеру, система из двух нуклонов при наличии третьей частицы должна проявлять другие резонансные свойства по сравнению со случаем свободного (PP) взаимодействия. Более того, резонансные свойства системы двух протонов зависят от сорта сопровождающей третьей частицы. Обратимся к системе нейтрон-протон (NP). Нейтрон распадается на $pe^{-}\bar{\nu}_e$ с 100% вероятностью, и поэтому казалось бы, что массы NP - и PP -резонансов должны быть равными. Но они не равны⁶⁵. В системе NP проявляются собственные частоты как нейтрона, так протона, а в системе PP — только собственные частоты протона. Собственные частоты протона и нейтрона разные, и поэтому массы NP - и PP -систем могут быть и равными и неравными.

Можно сказать, что установлены простые правила, вытекающие из законов сохранения энергии-импульса и углового момента, ответственные за образование резонансов в микро- и макромире. Это дает возможность в случае адронных резонансов вычислять и предсказывать их массовые траектории. Для этого необходимо воспользоваться имеющейся экспериментальной информацией таким образом, как мы поступали при вычислении масс дипротонных резонансов. Рассмотрим систему $p\pi^+$. Вычислим инвариантные массы резонансов, воспользовавшись набором импульсов из (60). Результаты приведены ниже:

$$\begin{aligned} &1080.63, 1081.46, 1084.71, 1086.18, 1088.99, 1095.73, 1096.91, \\ &1119.09, 1130.47, 1149.20, 1151.49, 1159.04, 1159.04, 1192.33, \\ &1202.55, 1208.55, 1209.46, 1212.64, 1229.96, 1241.09, 1241.16, \\ &1253.76, 1256.01, 1260.17, 1284.64. \end{aligned} \quad (62)$$

Эти результаты показывают, что на самом деле Δ -изобара является целой совокупностью отдельных резонансов в полной аналогии с гигантскими резонансами в атомных ядрах. Заключение: адронные резонансы с большими ширинами являются суммой отдельных резонансов, при улучшении разрешения по энергии будут обнаружены отдельные резонансы с узкими ширинами. Экспериментальная проверка этого утверждения будет серьезнейшим тестом для нашего подхода.

Заметим, что мы привели в (62) фрагмент спектра масс для резонансов в системе $p\pi^+$. В частности, во всех наших расчетах мы использовали только основные "тона" протона, но должны же быть обертоны, и они тоже дадут свой вклад в спектр масс адронов.

Сказанное выше верно для ρ -мезона с массой ($m = 768.5 \pm 0.6$) МэВ и шириной ($\Gamma = 151.2 \pm 1.2$) МэВ, а также для f_0 -мезона с массой $m = 400 - 1200$ МэВ и с шириной $\Gamma = 600 - 1000$ МэВ⁵³. Ниже приведены результаты наших вычислений масс возможных резонансов в системе $\pi^+\pi^-$:

$$\begin{aligned} &283.99, 285.43, 291.06, 293.61, 298.47, 310.06, 312.09(313 \pm 3), \\ &349.82(350 \pm 10, 354), 368.96, 400.08(397, 400), 403.87, 416.28, \\ &470.31(470 \pm 7), 486.67, 496.23, 497.67(K_S^0), 502.71, 530.04, \\ &547.45(\eta), 547.56, 567.13(569), 570.61(569), 577.03(576 \pm 4), 614.51, \end{aligned}$$

656.59(652 ± 2), 678.90, 710.02, 729.79, 733.70(736), 768.50(ρ), 770.14, 771.18
 781.94, 789.85, 793.85, 795.38, 802.93, 808.37, 817.62(822),
 830.27, 948.45, 959.03, 960.32, 967.52, 978.91($f_0(980)$). (63)

В скобках приведены экспериментальные данные из работ 65, 71, 69.

Известно, что одновременное звучание двух одинаковых струн различной длины приятнее для слуха, если длины струн относятся друг к другу как небольшие целые числа 70. Обнаружение этого факта приписывается Пифагору. Под влиянием своего открытия он создал школу "пифагорцев", которые фанатично верили в силу чисел. Они предполагали существование числовой связи между орбитами планет и между другими вещами. В высшей степени удивительно, что в природе действительно существуют такие факты, которые описываются числовыми соотношениями. Такие соотношения мы называли соизмеримостью и самоподобием.

Существование таких соотношений открывает блестящие перспективы экономичных и логичных экспериментальных исследований свойств "элементарных" частиц на существующих ускорителях при низких и промежуточных энергиях. Несколько примеров. Известно 65, что из упругого протон-протонного рассеяния можно извлечь надежную информацию о массовом распределении дипротонных резонансов. Далее эти данные будут использоваться для уточнения свойств известных "элементарных" частиц и предсказания неизвестных. В ЛЯР ОИЯИ планируются эксклюзивные эксперименты по исследованию реакции ${}^6\text{He} + \alpha \rightarrow \alpha + \alpha + N + N$ с целью извлечения информации о свойствах ядра ${}^6\text{He}$. Если провести корреляционные измерения нейтронов, то это даст точные данные о резонансных свойствах динейтронной системы при малых энергиях, столь необходимые для проверки теоретических представлений о структуре "элементарных" частиц.

7. Заключение

По-видимому, В. Вайскопф 72 был первым, пытавшимся с единой точки зрения рассмотреть три спектроскопии, по его терминологии: атомную, ядерную и субъядерную (кварковую) спектроскопии. Он обратил внимание на то, что как только отыскивается спектроскопия высшего порядка, то добавляется новый вид симметрии. Атомные спектры имеют симметрию вращения, ядерные спектры вводят симметрии изотопии, а субъядерные спектры добавляют SU_3 -симметрию. От себя добавим, появление нового вида симметрии очень часто означает кардинальное изменение свойств изучаемого объекта. Например, нейтрон в свободном состоянии распадается на протон, электрон и нейтрино, однако в ядре он стабилен. Появление нового вида симметрии есть результат появления нового инварианта. Так, симметрия изотопии приводит к сохранению изоспина. Другими словами, сохранение изоспина есть результат зарядовой независимости сильных взаимодействий. Следует подчеркнуть, что появление нового вида симметрии тем не менее не означает нарушение старого типа симметрии. Сейчас мы уверенно можем утверждать 73, что во всех трех спектрах наблюдаются вращательные и колебательные состояния, отличающиеся по энергии только масштабными преобразованиями, если не обращать внимание на тонкие детали этих спектров.

Мы провели систематический сравнительный феноменологический анализ свойств вращательных спектров водородоподобных атомов, молекул, ядер, планет и их спутников в Солнечной системе, а также спектров распада адронных резонансов и резонаторов. Во всех этих волновых системах наблюдаются геометрическое квантование соответствующих длин волн вне зависимости от вида взаимодействий, что является следствием закона сохранения энергии-импульса и углового момента. При этом скорости в подсистемах приблизительно соизмеримы, то есть геометрическое квантование обеспечивает самоподобие различных движений в системах таким образом, что приводит к самосогласованию движений отдельных компонент систем. Тем самым, как нам кажется, сделан шаг к объединению резонансов разной физической природы. Волновые резонансы в микро-, мезо- и макрофизике имеют одну и ту же физическую природу: соизмеримость характерных геометрических размеров резонирующих систем и соответствующих длин волн.

Таким образом, мы приходим к выводу, что адроны составлены из самоподобных структур (кластеров) таким же образом и согласно тем же законам, как планеты и их спутники в Солнечной системе, как атомные молекулы и т. д. Волновая концепция окружающего мира дает ключ к пониманию многих удивительных явлений в живых и неживых системах, заинтересованного читателя отсылаем к публикациям 75.

И наконец, приведем высказывание Зоммерфельда о квантовании Бора (см. 50 на стр. 255): "То, что нам сегодня удается понять на языке спектров — это истинная музыка атомных сфер, созвучие целочисленных отношений, все возрастающий порядок и гармония при всем их многообразии. Во все времена теория спектральных линий будет носить имя Бора. Но еще одно имя навсегда с ней связано — это имя Планка. Все целочисленные закономерности спектральных линий и атомистики в конце концов вытекают из квантовой теории. Она представляет собой тот полный таинств инструмент, на котором природа исполняет спектральную музыку и ритмом которого она управляет строением атомов и атомных ядер". Это высказывание Зоммерфельда приводит М. Борн в своей статье, посвященной шестидесятилетию Зоммерфельда. После этой цитаты М. Борн заключает: "Как будто вновь зазвучало кеплеровское стремление к Гармонии Вселенной, управляемой музыкальным чувством красоты правильных пропорций в смысле пифагоровской философии, его "geometria est archetypus pulchritudinis mundi" (лат.) — "Геометрия — это первоначальная картина красоты мира".

Пожалуй, нигде единство природы и универсальность ее законов не проявляются так удивительно ярко, как во вращательных, колебательных и волновых явлениях. Вращения, колебания и волны — вот то общее, что объединяет разнообразные подсистемы в единую сложную самосогласованную систему (элементарные частицы → ядра → атомы → молекулы → кластеры →, ... Солнечная система → Галактики → Вселенная). Полагаем, все согласятся с тем, что колебания, вращения и волны являются основным средством познания законов природы. И снова возвращаемся к догадкам древних, что сложнейшие системы построены согласно простым принципам. Огромное разнообразие физических явлений сводится к небольшому числу законов сохранения.

И последнее заключение: понимание структуры адронов вполне возможно, и для этого необходимо провести систематические точные экспериментальные иссле-

дования адронных резонансов низких энергий. К сожалению, точность существующих экспериментальных данных по адронным резонансам явно недостаточна для их адекватного теоретического анализа.

Автор искренне благодарен Г. Казаке за проведенные вычисления и за многочисленные обсуждения, Ю. Ратису за фанатический оптимизм и твердость духа в начальной стадии нашей совместной работы, М. Барабанову, В. Фурману, А. Чельницкому, Е. Строковскому, А. Семченкову, Р. Курманову и В. Ужинскому за полезные обсуждения и за доброжелательную критику.

Наконец, автор хотел бы отметить, что многие из предложенных в обзоре идей родились под влиянием работ А.М. Балдина.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ No 96-02-17216.

Литература

- [1] Close F.E. // Contemporary Physics 37(1996)71.
- [2] Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике. М.: Наука, 1992.
- [3] Butler F., Chen H., Sexton J., Vaccarino A. and Weingarten D. // Phys. Rev. Lett. 70(1993)2849.
- [4] Fritsch H. // Quarks (Basic Books, NY, 1983).
- [5] Coughlan C.D. and Dodd J.E. // The Ideas of Particle Physics, 2nd ed. (Cambridge University Press, 1991).
- [6] Lederman L. // The God Particle (Houghton-Mifflin, NY, 1993)
- [7] Lindley D. // The End of Physics, The Myth of a Unified Theory (Basic Books, NY, 1993)
- [8] Das A. and Ferbel T. // Introduction to Nuclear Physics and Particle Physics (Wiley, NY, 1994). Reviewed by Gauthier N., Am. J. Phys. 62(1994)477.
- [9] Gottfried K. and Weisskopf V. // Concepts of Physics, Vols. I and II (1986).
- [10] Окунь Л.Б. // Лептоны и кварки. - М.: Наука, 1990.
- [11] Окунь Л.Б. // Физика элементарных частиц. - М.: Наука, 1984.
- [12] Комар А.А. // Кварки - новые субъединицы материи. - М.: Знание, 1982.
- [13] Биленький С.М. // Введение в диаграммы Фейнмана и физику электро-слабого взаимодействия. - М.: Энергоатомиздат, 1990.
- [14] Гареев Ф.А., Казака Г.С., Ратис Ю.Л. // ЭЧАЯ Т.27(1996)95.
- [15] Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. // Известия РАН, сер. физ. Т.60(1996)121.
- [16] Gareev F.A., Kazacha G.S., Ratis Yu.L., Strokovsky E.A., Airapetyan R.G. // Turkish Journal of Physics 20(1996)465.
- [17] Бом Д. // Квантовая теория. - М.: Из-во физ.-мат. литературы, 1961.
- [18] Гареев Ф.А., Банг Е. // ЭЧАЯ 11(1980)813.
- [19] Bang E., Ershov S.N., Gareev F.A., Kazacha G.S. // Nucl. Phys. A309(1978)381; A339(1980)89.
- [20] Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А. // ЭЧАЯ 19(1988)373.
- [21] Ратис Ю.Л., Гареев Ф.А. // ЯФ Т.59(1996)1005.
- [22] Баренблат Г.И. // Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеиздат. 1982.

- [23] Седов Л.И. // Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука. 1987.
- [24] Birkhoff G. Hydrodynamics. A study in logic, fact and similitude. Princeton, New Jersey: Princeton University Press. 1960.
- [25] Гухман А.А. // Введение в теорию подобия. М.: Высшая школа. 1973.
- [26] Гухман А.А. // Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массообмена. М.: Высшая школа. 1967.
- [27] Веников В.А. Теория подобия и моделирования. М.: Высшая школа, 1976.
- [28] Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. // ТМФ. 1973. Т. 15. с.332.
- [29] Baldin A.M. // Nucl. Phys. 1985. v. A447. p.203; Препринт ОИЯИ P2-94-463, Дубна, 1994.
- [30] Weizsacker C.F. // Z. Phys. Bd 96. 1935 p.431.
- [31] Ландау Л.Д. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. с.1058.
- [32] Носов В.Г. // Макроскопические квантовые эффекты в атомных ядрах.
- [33] Knight W.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. v.52. p.2141; Phys. Rev. 1985. v.B31, p.2539; v.B32, p.1366; Katakuse I. et al. // Int. J. Mass Spectr. and Ion Proces. 1986. v.67. p.229; v.69. p.109.
- [34] De Heer W.A. et al. // Solid State Phys. 1987. v.40. p.93.
- [35] Bjornholm S. // Contemp. Phys. 1990. v.31. p.309.
- [36] Нестеренко В.О. // ЭЧАЯ. 1992. Т.23, с.1665.
- [37] Nishioka H. // Z.Phys. 1991. v.D19. p.19.
- [38] Nishioka H., Hansen K., Mottelson B. // Phys. Rev. 1990. v.B42. p.9377.
- [39] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Структура и эволюция вселенной. М.: Наука, 1975.
- [40] Чельницкий А.М. Экстремальность, устойчивость в астродинамике и космонавтике. М.: Машиностроение, 1980; Доклады АН СССР, Т.303(1988)1082.
- [41] Wayte R., The Moon and the Planets 26(1982)11.
- [42] Chechelnitzsky A.M. 30th COSPAR Scientific Assembly, Hamburg, Germany 11-21 July 1994.
- [43] Allen C.W. Astrophysical Quantities. The Athlone Press, 1973 (Русский перевод: Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977).
- [44] Jammer M. The Philosophy in Quantum Mechanics, N.Y.: Wiley, 1974.
- [45] Ельяшевич М.А., УФН, Т.122(1977)673.
- [46] Лихарев К.К., УФН, Т.139(1983)169.
- [47] фон Клицинг К., УФН, Т.150(1986)107.
- [48] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов, М.: Мир, 1968.
- [49] Кулик И.О., Янсон И.К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970.
- [50] Зоммерфельд А. Пути познания в физике. М.: Наука, 1973.
- [51] Balmer J. // Basel. Verh., 7(1885)548; 750.
- [52] Bode J.E. // Anleitung zur Kenntniss des gestirnten Himmels, 2nd edn, 1772, 462.

- [53] Phys. Rev. D54, No. 1, 1996.
- [54] Пономарев Л.И. //Под знаком кванта. -М.: Наука, 1989.
- [55] Muradian R.M. //Preprint IC/94/143, Trieste 1994; Astrophysics and Space Science 69(1980)340.
- [56] Соловьев В.Г. //ЖЭТФ Т.35(1958)823; Т.36(1959)1869.
- [57] Belyaev S.T. //Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab., 1959, V.31, No. 11.
- [58] Соловьев В.Г. // Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
- [59] Мигдал А.Б. // Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
- [60] Бор О., Моттельсон Б. //Структура атомного ядра. М.: МИР, 1977.
- [61] Соловьев В.Г. //Докл. АН СССР, сер. физ. Т.144(1962)1281.
- [62] Кадменский С.Г., Фурман В.И. //Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [63] Varabanov A.L., Furman W.I. //Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data Technology, Gatlingburg, Tennessee, 1994, ed. J.K. Dickens, V.1, p.448.
- [64] Hawit M. //Astrophysical Concepts. Spinger-Verlag, 1988.
- [65] Троян Ю.А. //ЭЧАЯ Т.24(1993)683; Troyan Yu.A. et al., //In: Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1990, p.149.
- [66] Tatischeff V. et al., //In: Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1990, p.177.
- [67] Komarov E.N. //In: Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1994, p.321.
- [68] Chew G.F., Frautschi, Phys. Rev. Lett. 7(1961)394.
- [69] Troyan Yu.A. et al., //In: Abstracts of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 2-7 September 1996, p.79.
- [70] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. // Фейнмановские лекции по физике. Т.3 и Т.4. М.: МИР, 1977.
- [71] Codino A., Plouin F. //Preprint LNS/Ph/94-06, 1994.
- [72] Weisskopf F. // Sci. Amer. V.218, N5(1968)15; Перевод на русский язык УФН Т.96, вып. 4(1968)673.
- [73] Gareev F.A., Kazacha G.S. and Ratis Yu.L. //Chinese Journal of Physics, V.34, No.3-II(1996)1008.
- [74] Baldin A.M. Preprint JINR E2-96-296, Dubna, 1996.
- [75] Чечельницкий А.М. // Волновая Вселенная и жизнь. Дубна, 1992; Bio-mathematique and bio-theorique, tome XXXIV (1996)12.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 декабря 1996 года.

Гареев Ф.А. P2-96-456
Геометрическое квантование микро- и макросистем.
Планетарно-волновая структура адронных резонансов

Проведен систематический безмодельный и беспараметрический феноменологический анализ секториальных и орбитальных скоростей в микро- и макросистемах с использованием законов сохранения энергии-импульса и секториальных скоростей, а также принципов подобия и размерностей. Показано, что в субатомной физике принцип подобия формулируется в виде утверждения соизмеримости длин волн де Бройля, Комптона и λ_E . В закрытых и открытых волновых системах собственные частоты возникают как результат простого геометрического квантования соответствующих длин стоячих волн. Приводятся аргументы в пользу того, что адроны составлены из самоподобных структур (кластеров) таким же образом и согласно тем же законам, что планеты и их спутники в Солнечной системе, атомные молекулы и т.д. Предложены простые правила вычисления масс адронных резонансов.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод автора

Gareev F.A. P2-96-456
Geometric Quantization of Micro- and Macrosystems.
Planetary-Wave Structure of Hadron Resonances

The systematic model and parameter-independent phenomenological analysis of sectoral and orbital velocities has been performed based on the conservation laws of the energy-momenta and sectoral velocities as well as on the similitude and dimension principles. It is demonstrated that in subatomic physics the similitude principle is formulated as a statement of the commensurability of the de Broglie, Compton and λ_E wavelengths. The eigen frequencies of closed and open wave systems result from the geometric quantization of corresponding standing waves. It was argued that the hadrons consist of self-similar structures (clusters) in the same way and according to the same laws, as planets and their satellites in the Solar system, atomic molecules, and so on. Simple rules are suggested for the calculation of hadronic resonance masses.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996