

III. МИКРОМИР С КОМПЛЕКСНЫМ ВРЕМЕНЕМ

И.Н. Таганов

3.1. Комплексное «спиральное» время в Микромире	стр. 8
3.2. Квантовая самоорганизация	стр. 10
3.3. Новые соотношения неопределенностей в физике субъядерного мира	стр. 17

В наше время подробно разработаны **девять** различных математических формализмов квантовой механики, которые хорошо соответствуют экспериментальным данным¹:

формализм волновой функции, матричный (операторный) формализм, интегрирование по траекториям, формализм фазового пространства, формализм матрицы плотности, осреднение вторичного квантования, вариационный формализм, формализм волны-пилота и формализм Гамильтона-Якоби.

Кроме того известно более **тридцати** философско-методологических интерпретаций квантовой механики и их число быстро возрастает.

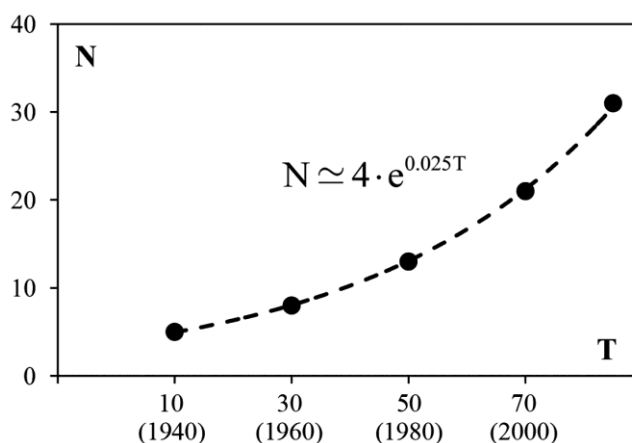


Рис. 3.1. Рост количества (N) интерпретаций квантовой механики в 1930-2015 гг.

Авторами первых десяти интерпретаций квантовой механики были физики, принимавшие активное участие в разработке формального аппарата и приложений квантовой механики, но не считавшие ее основные идеи достаточно обоснованными:

Max Born, 1926	David Bohm, 1952
Niels Bohr, 1927	Satosi Watanabe, 1955
Louis de Broglie, 1927,	Hugh Everett, 1957
John von Neumann, 1932	Edward Nelson, 1966
Garrett Birkhoff, 1936	Eugene Wigner 1967

Неудовлетворенность методологическими принципами квантовой механики хорошо иллюстрируют следующие цитаты из книг и статей ее создателей:

«Квантовая физика срочно нуждается в новых образах и идеях, которые могут возникнуть только при глубоком пересмотре принципов, лежащих в ее основе...» (Луи де Бройль).

«Существующая квантовая картина материальной действительности сегодня так шатка и сомнительна, как это никогда раньше не было...Если мы собираемся сохранить эти

¹ Styer, D.F. Nine formulations of quantum mechanics // Am. J. Phys. 2002, 70 (3).

проклятые квантовые скачки, то я жалею, что вообще имел дело с квантовой теорией... (Эрвин Шредингер).

«Релятивистская квантовая теория как фундамент современной науки никуда не годится...» (Поль Дирак)

На протяжении всей истории квантовой механики количество предлагавшихся новых интерпретаций всегда оказывалось пропорциональным числу уже опубликованных, и этот экспоненциальный «интеллектуальный взрыв» свидетельствует о не устраненных сомнениях и нарастающем беспокойстве научного сообщества. Объем информации по различным интерпретациям и математическим аппаратам квантовой механики превышает в наше время 15 толстых томов. В этом обширном компендиуме довольно трудно найти лаконичные и ясные формулировки логических противоречий и методологических недостатков, которые являются причиной нарастающего количества предложенных интерпретаций квантовой механики.

Исторически сложившимися главными причинами разработки различных интерпретаций квантовой механики являются следующие:

1. Совместное использование фундаментальных постулатов квантовой механики – уравнений Планка и де Бройля во многих случаях приводит не только к логическим парадоксам, но и к противоречиям с наблюдениями и специально спланированными экспериментами.

2. До сих пор не удается создать «наглядный» и свободный от противоречий образ физического объекта, который бы соединял свойства частицы и волны («корпускулярно-волновой дуализм»), одновременно присущие наблюдаемым объектам микромира. Это связано с тем, что психологически и методологически трудно совместить характеристики потенциально бесконечно протяженных объектов – волн и компактных объектов – частиц.

Начав с анализа применения в квантовой механике уравнений Планка и Де Бройля, мы быстро обнаружим противоречия с наблюдениями. Квантовая механика в качестве аксиом использует два эмпирически найденных соотношения:

$$\text{уравнение Планка (1900–1903): } \varepsilon = \hbar\omega \quad \hbar = h/2\pi \quad (3.1)$$

$$\text{и уравнение Де Бройля (1924): } p = \hbar k \quad \hbar = h/2\pi \quad (3.2)$$

Микрочастица **конечной** массы может быть представлена только волновым пакетом, занимающим **конечную** протяженность в пространстве Δx и **конечный** интервал волновых чисел Δk . В соотношениях (3.1, 3.2) неявно используется групповая скорость u движения волнового пакета, представляющего микрочастицу, и тогда по определениям:

$$\text{кинетическая энергия: } \varepsilon = mu^2/2 = p^2/2m \quad (3.3)$$

$$\text{импульс } p = mu \quad (3.4)$$

Соотношения (3.1-3.4) позволяют определить следующие характеристики волнового пакета, представляющего микрочастицу с конечной массой:

$$\text{групповая скорость: } u = d\omega/dk = d\varepsilon/dp = d/dp(p^2/2m) = p/m \quad (3.5)$$

$$\text{фазовая скорость: } w = \omega/k = \varepsilon/p = p^2/2m \cdot p = p/2m \quad (3.6)$$

Как видно из сравнения соотношений (3.5) и (3.6) групповая и фазовая скорости волнового пакета не совпадают и $u = 2w$. Это значит, что волновой пакет, представляющий движение свободной микрочастицы с конечной массой, **быстро расплывается**.

В отличие от волнового пакета для микрочастицы с конечной массой, волна, описывающая движение безмассового фотона, не имеет дисперсии в пустоте. Для импульса фотона справедливо соотношение Максвелла: $p = \varepsilon/c$ или $\varepsilon = cp$, которое для определений групповой и фазовой скоростей дает: $u = d\varepsilon/dp = c$ и $w = \varepsilon/p = c$. Групповая и фазовая скорости фотона равны и совпадают со скоростью света: $w = u = c$, так что фотонная волна не расплывается, не имея дисперсии в пустоте.

Пока не найден последовательный и математически корректный дедуктивный вывод уравнения Шредингера (1926) и некогда оно было «подобрано» гениальным автором на основе оптико-механических аналогий так, чтобы хорошо соответствовать экспериментальным данным. Странно, но, как было показано сначала Планком (1928), а затем и еще несколькими теоретиками, из уравнения Шредингера при не слишком серьезных ограничениях может быть вполне корректно выведено уравнение Гамильтона-Якоби классической механики. Здесь и в дальнейшем используется сокращенное обозначение производных по времени: $\dot{\psi} = \partial\psi/\partial t$ и тогда уравнение Шредингера имеет вид:

$$i\hbar\dot{\psi} = -\hbar^2/2m \cdot \Delta\psi + U\psi \quad (3.7)$$

В частности, уравнение (3.7) при $U = 0$, то есть для свободного движения частицы, имеет вид:

$$i\hbar\dot{\psi} = -\hbar^2/2m \cdot \Delta\psi \quad (3.8)$$

В математической физике уравнения в частных производных первого порядка по времени не имеют вещественных периодических решений, описывая «диффузионные» процессы. Но уравнение Шредингера (3.8) благодаря мнимому коэффициенту при производной по времени может иметь периодическое решение в форме «волны Де Бройля».

$$\psi(x,t) = A \exp[i(\omega t - kx)] \quad (3.9)$$

Значение фазы волны $\alpha = \omega t - kx$ перемещается в пространстве с фазовой скоростью: $w = \omega/k$. Зависимость фазовой скорости «волны Де Бройля» от частоты определяется дисперсионным соотношением:

$$\omega = \hbar/2m \cdot k^2 \quad (3.10)$$

Это означает, что поскольку фазовая скорость волны w зависит от волнового числа: $w = \omega/k = \hbar/2m \cdot k$, то в пустом пространстве **волновые пакеты для частиц с конечной массой быстро расплываются** (рис. 3.2).

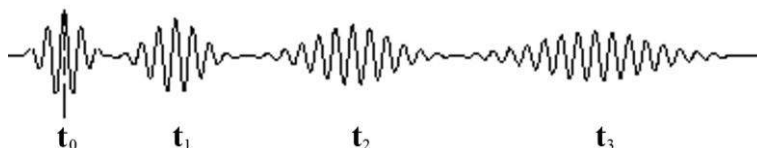


Рис. 3.2. Быстрое расплывание волнового пакета, представляющего микрочастицу с конечной массой

Волновой пакет ($\Delta k > 0$), представляющий свободно движущуюся микрочастицу с конечной массой m , расплывается вдоль направления движения, так что его размеры быстро возрастают (см. например² и [4]):

$$\Delta x \simeq (\hbar/m \cdot t)^{1/2} \quad (3.11)$$

Таким образом, как следует из (3.11), время расплывания волнового пакета, описывающего нерелятивистскую микрочастицу с массой m и диаметром d , оценивается соотношением:

$$t \simeq md^2/\hbar \quad (3.12)$$

Например, характерное время расплывания волнового пакета **в миллиард раз** для нерелятивистского протона с массой $m_p \simeq 1,7 \cdot 10^{-24}$ г. и диаметром $d_p \simeq 1,75 \cdot 10^{-13}$ см. составляет менее $t \simeq 10^{-4}$ секунды. Это значит, что область волнового пакета, описывающего нерелятивистский протон, всего **за сутки расплывается до размеров апельсина**. В то же время систематически изучаемые с 1930-х годов космические лучи состоят в основном из свободно движущихся протонов обычного размера, но возраст значительной части этих протонов исчисляется тысячами и миллионами лет.

Эрвин Шредингер сначала не заметил этого драматического расплывания волнового пакета, которое следует из (3.8), поскольку был увлечен анализом решений уравнения (3.7), весьма точно определявших экспериментальные оценки энергетических состояний атома водорода, полученные спектрометрией. Только через год (1927) статья³ английского физика Чарльза Дарвина, внука создателя эволюционной теории, привлекла внимание научной общественности к неизбежному расплыванию волновых пакетов, определявшихся уравнениями (3.1, 3.2 и 3.8).

Как утверждают некоторые американские историки⁴, с расплыванием волновых пакетов, которое следует из уравнения Шредингера (3.8), связана печальная история. В 1921 году, за 3 года до Де Бройля и за 5 лет до Шредингера, американский физик Артур Констант Лунн (1877–1949) из Чикагского университета предложил уравнения, которые мы теперь и называем «уравнениями Де Бройля и Шредингера». Лунн не ограничился только обсуждением своих уравнений, но и получил на их основе энергетические характеристики атома водорода. Однако известный американский журнал *Physical Review* отказался опубликовать статью Лунна на том основании, что его уравнения приводили к не соответствующему наблюдениям быстрому расплыванию «волн материи».

Первые теоретики квантовой механики, очарованные эффектами расчетами спектров атома водорода в стационарном состоянии, уклонились от анализа неудобного феномена расплывания волновых пакетов свободно движущихся частиц, воспользовавшись идеей Макса Борна о «вероятностной интерпретации» волновых функций – «квадрат модуля волновой функции $|\psi(r, t)|^2$ есть плотность вероятности обнаружить частицу в точке пространства r в момент времени t ». В своей классической статье (1926) Борн так сформулировал основную идею вероятностной интерпретации: «Движение частицы следует

² Карпман В.И., *Нелинейные волны в диспергирующих средах*, М., 1973; Уизем Дж. *Линейные и нелинейные волны*. Пер. с англ., М., 1977. Abers, E.; Pearson, Ed. *Quantum Mechanics*. Addison Wesley, Prentice-Hall Inc., 2004. Pauli, W. *Wave Mechanics: Volume 5 of Pauli Lectures on Physics*, Books on Physics, Dover Publications, 2000.

³ Darwin, C.G. // Proc. Roy. Soc. (1927) A 117, 258.

⁴ Kamen, M.D. *Radiant Science, Dark Politics*. Berkeley and Los Angeles, CA: University of California Press, 1985; pp. 29–32. Weissman, M.B., Iliev, V.V., Gutman, I. A pioneer remembered: biographical notes about Arthur Constant Lunn // *Communications in Mathematical and in Computer Chemistry*. (2008) 59 (3): 687–708.

вероятностным законам, сама же вероятность распространяется в соответствии с законом причинности».

Поскольку совершенно абстрактный квадрат комплексной волновой функции, определяющей координату частицы, не имеет никакого наглядного физического образа, то его быстрое расплывание стали считать столь же абстрактным и лишенным физического содержания явлением «расплывания вероятности», неявно предполагая, что истинные, но скрытые физические характеристики микрочастицы ведут себя вполне разумно. Вероятностную интерпретацию волновой функции поддерживали и применяли в 1930-е годы Н. Бор, В. Гейзенберг, А. Зоммерфельд и В. Паули.

С тех пор вероятностная интерпретация квантовой механики всегда применяется для того чтобы формально устранять регулярно возникающие логические и экспериментальные противоречия в квантовой физике. Следует, однако, заметить, что **вероятностные и статистические интерпретации каких либо характеристик в разработанных математических аппаратах квантовой механики не содержатся и из них не следуют, а только постулируются**. В фундаментальных для квантовой физики соотношениях Планка и Де Бройля никаких вероятностей нет и в помине. Кроме того, еще в 1940 году Д.И. Блохинцевым было доказано, что не существует никакой математически корректной статистической функции распределения, зависящей от импульсов и координат, которая могла бы представить квантовый ансамбль⁵ [1].

Конечно, не все теоретики безоговорочно приняли вероятностную интерпретацию квантовой механики, понимая, что теория, основанная на уравнениях, противоречащих наблюдениям, неизбежно будет впоследствии приводить к парадоксам и необходимости введения корректирующих эмпирических параметров, а также особых «запретов» и «правил». Альтернативные проекты разработки кинематики и динамики микрочастиц, совмещавших корпускулярные и волновые особенности движения, использовали две основные идеи:

1. «Расщепление» корпускулярно-волнового дуализма микромира на две взаимодействующие физические сущности – корпускулярную и волновую, каждая из которых имеет собственную интерпретацию и математическое описание.

2. Устранение феномена расплывания волновых пакетов, представляющих микрочастицы, за счет применения в квантовой физике нелинейных волновых уравнений с самофокусировкой.

Стимулом для развития концепции расщепления корпускулярно-волнового дуализма послужили статьи Эрвина Маделунга с выводом эквивалента уравнения Шредингера в форме квантовых уравнений Эйлера⁶ и доклад Луи де Бройля на Сольвеевском конгрессе, представивший идею «волны-пилота» (1927). «Гидродинамическое» описание движения микрочастиц, предложенное Маделунгом, состоит из уравнения непрерывности для массовой плотности $\rho = m|\psi|^2$ и уравнения для «скорости течения» массовой плотности u в пространстве квантовой вероятности с нелокальным тензором «квантового давления»:

$$\dot{\rho} + \nabla(\rho u) = 0 \quad (3.13)$$

$$\dot{u} + (u\nabla)u = -1/m \cdot \nabla(U - \hbar^2/2m \cdot \nabla^2 \sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}) \quad (3.14)$$

Интерпретация квантовой механики с помощью «волны-пилота» определяется возможностью преобразования волны Де Бройля (3.9): $\psi(x, t) = A \exp[i(\omega t - kx)]$, для которой

⁵ Blohintsev, D.I. // Journ. of Phys. USSR (1940) 2, 71.

⁶ Madelung, E. Eine anschauliche Deutung der Gleichung von Schrödinger // *Naturwiss.* (1926) 14 (45), 1004. Madelung, E. Quantentheorie in hydrodynamischer Form // *Zeit. f. Phys.* (1927) 40 (3–4); 322–326.

действительно соотношение: $ik = \nabla\psi/\psi$, и уравнений (3.2, 3.4): $p = m\dot{u} = \hbar k$ к соотношению:

$$u = \hbar/m \cdot \text{Im}(\nabla\psi/\psi) \quad (3.15)$$

Это уравнение является одной из формулировок концепции расщепления – скорость классической точечной частицы u с конечной массой m определяется («управляется») независимым физическим объектом – «волной-пилотом» ψ , эволюция которой, в свою очередь, описывается уравнением Шредингера.

После критики идеи волны-пилота представителями Копенгагенской школы, которые настойчиво разрабатывали вероятностную интерпретацию квантовой механики, эта идея была предана забвению почти на четверть века, но вновь возродилась в работах Дэвида Бома и его последователей в 1950-е годы⁷. Современная теория волны-пилота имеет несколько математических формулировок и, в том числе, аксиоматическую⁸. В статистической формулировке теории Де Бройля-Бома рассматривается нормированная плотность вероятности положения частицы $\rho(x, t)$, которая удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\dot{\rho} + \nabla(\rho u) = 0 \quad (3.16)$$

Скорость $u = \nabla S/m$ в этом уравнении может быть определена с помощью решения уравнения Гамильтона-Якоби классической механики для функции действия S :

$$-\dot{S} = (\nabla S)^2/2m + U \quad (3.17)$$

С помощью комплексной функции $\psi = \sqrt{\rho} \cdot \exp(iS/\hbar)$ можно объединить уравнения (3.16) и (3.17) в одно уравнение Шредингера с дополнительным квантовым потенциалом Q :

$$i\hbar\dot{\psi} = (-\hbar^2/2m \cdot \nabla^2 + U - Q)\psi \quad Q = -\hbar^2/2m \cdot \nabla\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho} \quad (3.18)$$

Сравнивая уравнения квантовой гидродинамики Маделунга (3.13, 3.14) и уравнения теории волны-пилота Де Бройля-Бома (3.16, 3.18) можно видеть, что нелокальный тензор квантового давления в (3.14) совпадает с нелокальным квантовым потенциалом в (3.18). В теории волны-пилота движение частицы определяется совместно **локальным** классическим потенциалом U и дополнительным **нелокальным** потенциалом Q «квантовой силы».

В теории волны-пилота движение частицы, которая не подвержена волновому расплыванию и играет роль индикатора локального состояния Вселенной, может быть описана вторым законом Ньютона в форме:

$$m\dot{u} = f + q(\Psi) \quad (3.19)$$

Движение частицы определяется совместным действием некоторой локальной классической силы f и нелокальной квантовой силы $q(\Psi)$, величина которой определяется глобальной волновой функцией Ψ . Точное значение глобальной волновой функции, в принципе, зависит от состояний всех микрочастиц Вселенной, включая подсистемы

⁷ Bohm, D.A. Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of “Hidden Variables” I // Phys. Rev. (1952) 85: 166–179. Bohm, D. *Causality and Chance in Modern Physics*. Routledge & Kegan Paul and D. Van Nostrand, 1957.

⁸ Holland, Peter R. *The Quantum Theory of Motion: An Account of the De Broglie-Bohm Causal Interpretation of Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1993.

микрочастиц физического прибора, да и самого наблюдателя. Поскольку состояние Вселенной и наблюдателей не может считаться стационарным, то возможна некоторая эволюция и кратковременные флуктуации глобальной волновой функции, которые превращают траекторию микрочастицы в подобие траектории броуновской частицы. Эти явления, в частности, могут служить объяснением спонтанных квантовых «скачков» в электронных оболочках и ядрах атомов, и даже нарушать воспроизводимость некоторых квантовых экспериментов.

В некоторых работах⁹ обращается внимание на то, что среднее значение квантового потенциала формально пропорционально количеству информации по Фишеру: $\int \rho Q = \hbar^2 / 8m \cdot I_F$. Это дает основания рассматривать квантовый потенциал как «информационную компоненту» импульса и энергии, которая потенциально существует в каждом элементе пространства-времени, но может стать наблюдаемой только в случае присутствия в этом элементе микрочастицы. Квантовый потенциал обеспечивает зависимость кинематики и динамики отдельной микрочастицы от состояния макроскопической многочастичной системы, в которую она входит. Энергия, связанная с нелокальным квантовым потенциалом, является дополнением к локальным кинетической и потенциальной составляющим энергии. В условиях флуктуаций квантового потенциала в нестационарной Вселенной могут наблюдаться нарушения закона сохранения энергии, если учитываются только классические кинетическая и потенциальная составляющие энергии.

Помимо квантовой гидродинамики Маделунга и теории волны-пилота Де Бройля-Бома, для устранения феномена расплывания волновых пакетов, представляющих микрочастицы, исследовались различные нелинейные обобщения уравнения Шредингера. Одним из перспективных направлений в области применения нелинейных формализмов может оказаться Унитарная Квантовая Теория (УКТ), разработанная Л.Г. Сапогиным и его последователями в 1970–1988 годах¹⁰. В этой теории микрочастица является плотным пакетом высокочастотных парциальных волн некоторого универсального поля, который перемещается в «субстрате» (эфире, физическом вакууме) с линейной дисперсией. Длина волны монохроматической огибающей волнового пакета при одномерном движении со скоростью u совпадает с длиной волны Де Бройля λ и волновым числом k для частицы соответствующего импульса и массы:

$$\Phi(x, t) = \text{Re}[\exp(ikx) \cdot f(x - ut)] \quad (3.20)$$

Равномерное движение частицы, представленной такой моделью, состоит из периодических «исчезновений» и «возрождений» волнового пакета без изменения его формы, которая определяется структурной функцией $f(x - ut)$ в (3.20). При движении волнового пакета без потерь энергии изменяются только фазовые соотношения парциальных волн, формирующих пакет. Расплывающаяся волна де Бройля в этой модели играет роль только огибающей стабильного волнового пакета и не входит в набор формирующих пакет парциальных волн.

В УКТ при равномерном движении микрочастица периодически с частотой волны де Бройля то утрачивает свой заряд и массу-энергию, то их вновь восстанавливает. Нелинейные уравнения типа уравнений Фока-Клейна-Гордона для частиц с осциллирующими массами и зарядами являются основой формализма УКТ.

⁹ Reginatto, M. // Phys. Rev. (1998) A 58; 1775. Tsekov, R. Towards nonlinear quantum Fokker-Planck equations // Int. J. Theor. Phys. (2009) 48; 1431-1435 (arXiv 0808.0326). Carroll, R. *On the Emergence Theme of Physics*, World Scientific, 2010.

¹⁰ L.G. Sapogin, *Unitary Field and Quantum Mechanics / Investigation of Systems*, Vladivostok, Academy of Sciences of the USSR, No. 2,54(1973). L.G. Sapogin. *On Unitary Quantum Mechanics* // Nuovo Cimento (1979) 53A(2), 251. L.G. Sapogin. *A Unitary Quantum Field Theory* // Annales de la Fondation Louis de Broglie (1980) 5(4), 285.

При исчезновении в процессе движения частица передает свою энергию «субстрату», а при возрождении вновь черпает ее из «субстрата». Такие движения множества частиц обуславливают локальные флуктуации «субстрата» Вселенной и возможные нарушения законов сохранения для движения отдельных частиц¹¹. Например, некоторые частицы могут навсегда исчезать, или необъяснимо утрачивать часть энергии, а другие, наоборот, могут иногда возрождаться в двойном количестве или с возросшей энергией. В УКТ закон сохранения энергии строго выполняется либо для частиц с энергией намного превышающей эффекты флуктуаций «субстрата», либо для больших ансамблей микрочастиц, в которых происходит компенсация отклонений от сохранения энергии отдельными элементами ансамбля. Таким образом, в УКТ для точного описания даже простейшего равномерного движения микрочастицы, в принципе, необходимо знать характеристики флуктуаций «субстрата» для всей траектории частицы.

В отличие от теории волны-пилота, которая не предсказывает каких-либо новых физических эффектов по сравнению с классической квантовой механикой, Унитарная Квантовая Теория предоставляет теоретическое обоснование процессов «холодного» термоядерного синтеза и трансмутаций химических элементов, а также демонстрирует возможность существования квантовых преобразователей (генераторов) энергии с коэффициентом преобразования больше единицы. Впечатляющим достижением УКТ является теоретический расчет значений элементарного электрического заряда, постоянной тонкой структуры и масс нескольких десятков элементарных частиц.

3.1. Комплексное «спиральное» время в Микромире

Вся современная физика микромира основана на экспериментах, в которых регистрируются взаимодействия отдельных микрочастиц и ансамблей микрочастиц со сложными макроскопическими приборами. Все реальные измерения характеристик микрочастиц производятся с ограниченной точностью, а нулевые ошибки измерений возможны только в умозрительных экспериментах. Как было показано в разделе II (2.18, 2.21) **при использовании времени как линейной аддитивной меры множества состояний физического процесса, наблюдаемого с конечной неопределенностью, необходимо применение двухкомпонентных и, в частности, комплексных чисел. Поэтому при анализе кинематики и динамики микрочастиц для исчисления времени можно использовать комплексные числа:**

$$T = at + ibt \quad (3.21)$$

В дальнейшем комплексные величины, как правило, обозначаются большими буквами, а действительные малыми. При этом все функции времени являются комплексными, но физически наблюдаемыми могут быть только характеристики, представленные действительными числами.

Рассмотрим описание прямолинейного равномерного движения, траектория которого описывается комплексной функцией, с использованием представления комплексного числа в форме Эйлера: $r(T) = u \cdot (at + ibt) = |r| \exp(it\Phi)$. Параметр Φ , в свою очередь, может быть представлен в форме композиции кинематических характеристик волнового движения:

$$r(T) = |r| \exp(it\Phi) = |r| \exp[it(v - u/\lambda)] \quad (3.22)$$

¹¹ Сапогин Л.Г., Рябов Ю.А., Учаскин В.И. *Унитарная квантовая теория и новые источники энергии*. Учебн. пособие / МАДИ (ГТУ). - М, 2003. Sapogin, L.G., Ryabov, Yu.A., Boichenko, V.A. *Unitary Quantum Theory and New Source of Energy*. Archer Enterprises, Geneva, NY, USA, 2005.

Для интерпретации соотношения (3.22) в образах и движениях можно использовать две идеологии:

1. Можно рассматривать параметры в (3.22) как характеристики волнового движения, что будет началом разработки волновой механики с комплексным временем.

2. Соотношение (3.22) может соответствовать и корпускулярному образу – сложению (суперпозиции) двух движений тела с конечной массой m (рис. 3.3):

- вращения тела в плоскости YZ с круговой частотой ω , радиусом ρ и скоростью \vec{w}
- движения плоскости вращения тела YZ в направлении оси X со скоростью \vec{u} .

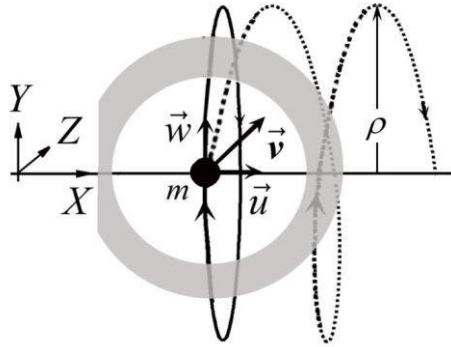


Рис. 3.3. Движение тела, при котором его центр тяжести перемещается по спирали.

Рисунок 3.3 демонстрирует схему движения тела по спирали, которое может рассматриваться как геометрическое представление трехмерной волны, с длиной волны совпадающей с шагом спирали. При этом сохраняются стандартные соотношения для характеристик волновых процессов:

$$\text{Частота } \nu = \omega/2\pi \quad \text{Волновой вектор } k = 2\pi/\lambda \quad (3.23)$$

Свободное движение всех наблюдаемых объектов в природе соответствует Принципу наименьшего действия:

$$dS/dt = d/dt(E\delta t) = 0 \quad S = E\delta t = h = const \quad (3.24)$$

В формулировке Принципа наименьшего действия энергия может быть определена как величина действия в единицу времени: $E = S/\delta t$ или для движения тела по спирали, как произведение действия и частоты: $E = S\nu$. При условии постоянства действия (3.24) и определений (3.23) это соотношение принимает вид:

$$E = S\nu = h\nu = h/2\pi \cdot \omega = \hbar\omega \quad (3.25)$$

Действие может быть определено также как произведение импульса на единицу траектории движущегося тела: $S = \vec{p} \cdot \delta\vec{r}$, которое в случае рассматриваемого движения тела по спирали определяется для оси X соотношением: $S_x = p_x \cdot \lambda$. При условии постоянства действия (3.24) и определений (3.23) из этого соотношения следует:

$$p_x = S_x/\lambda = h/\lambda = h/2\pi \cdot k = \hbar k \quad (3.26)$$

Соотношения (3.25, 3.26) являются следствиями Принципа наименьшего действия и при этом совпадают с уравнениями Планка и де Бройля (3.1, 3.2).

Одним из дискуссионных вопросов с первых лет разработки квантовой механики является разное методологическое значение и происхождение уравнений Планка и Де Бройля. Уравнение Планка (3.1): $\varepsilon = \hbar\omega$ не является строго кинематическим соотношением, поскольку оценивает энергию, которая может иметь разные определения. Это соотношение успешно применяется для оценки энергии микрообъектов вне зависимости от их движения, например, для неподвижных осцилляторов.

Исторически первые успехи квантовой физики определялись использованием константы и уравнения Планка для анализа состояний термодинамического равновесия. Постоянная Планка появилась вместе с постоянной Больцмана в соотношении для энтропии излучения, равновесного с ансамблем излучающих и поглощающих его осцилляторов (1900). Уравнение (3.1) впервые в 1903 году применил Планк для интерпретации закона смещения Вина опять-таки для равновесного излучения черного тела, а в 1905 году Альберт Эйнштейн успешно использовал это уравнение для описания фотоэффекта вновь в условиях термодинамического равновесия. Что же касается уравнения Де Бройля (3.2), то это специфическое кинематическое соотношение для перемещающегося микрообъекта, определяющее только связь импульса микрочастицы и характеристик ее волнового движения.

Представленный выше вывод уравнений Планка и Де Бройля для движения в комплексном времени проливает свет на эти давние вопросы. **Оба соотношения являются следствиями Принципа наименьшего действия, который в равной степени применим и для описания характеристик термодинамического равновесия и для описания движения.** Можно сказать, что уравнения Планка и Де Бройля это взаимно дополнительные и допустимые, но отнюдь не единственные, формализации Принципа наименьшего действия.

Оценку скорости w и радиуса вращения ρ для схемы рис. 3.3 можно получить, приняв во внимание равномерное распределение кинетической энергии по степеням свободы: $mw^2/2 = mu^2/2$ и, соответственно: $w = u$ и $E = m(w^2 + u^2)/2 = mw^2 = mu^2$. При этом из соотношений (3.25, 3.26) следует: $u = \lambda \cdot \nu \Rightarrow u = \lambda \cdot w/2\pi\rho = \lambda \cdot u/2\pi\rho$ и соответственно: $\lambda = 2\pi\rho$. Подставив в это соотношение $\lambda = h/p_x$ из (3.26), мы получим:

$$\rho = h/(2\pi p_x) = \hbar/p_x = \hbar/mu \quad (3.27)$$

Таким образом, **радиус спиральной траектории частицы определяется константой $\hbar = h/2\pi$, и обратно пропорционален импульсу.** Формула (3.27) является аналогом формулы для «приведенной» длины волны Комптона: $\lambda = \hbar/mc$. Например, протон с энергией 20 МэВ движется со скоростью около $1/5c$ и его радиус спиральной траектории $\rho_p \simeq 1 \cdot 10^{-13}$ см лишь ненамного превышает радиус самого протона $r_p \simeq 0,87 \cdot 10^{-13}$ см.

Используя одномерное время t , мы можем представить себе только приближенный образ движения микрочастицы в двумерном комплексном времени в форме проекции спирального движения на плоскость YX , которое представляется нам сложением прямолинейного движения в направлении X со скоростью \vec{u} и колебаний в направлении Y с такой же скоростью.

3.2. Квантовая самоорганизация

Проведенный анализ позволяет предположить, что математический аппарат физики микромира может быть построен на основе двух предположений:

1. **Время в микромире может быть представлено только комплексными числами.**
2. **Движение в микромире определяется Принципом наименьшего действия.**

Вариационные задачи квантовой механики, использующие Принцип наименьшего действия, уже много лет успешно используются для разработки вычислительных методов в квантовой химии. Но для интерпретации квантовой механики в микромире с комплексным временем определяющую роль играет то, что **Принцип наименьшего действия является эффективным способом описания процессов самоорганизации**. В таких процессах различные формы внутреннего порядка и корреляции возникают как результат взаимодействия элементов в первоначально неупорядоченном статистическом ансамбле. Самоорганизация ансамблей инициируется квантовыми и термодинамическими флуктуациями, которые усиливаются и развиваются различными обратными связями в ансамбле.

В квантовой физике уже хорошо исследованы некоторые типичные процессы самоорганизации, например, формирование атомных и молекулярных структур, осциллирующие химические реакции, процессы кристаллизации, спонтанное намагничивание, конденсация Бозе-Эйнштейна, сверхпроводимость, когерентное излучение.

Однако особенностью рассматриваемого подхода является придание процессам квантовой самоорганизации статуса определяющего класса процессов в микромире, формирующего главные свойства квантовых ансамблей, которые мы наблюдаем с помощью различных приборов.

При выводе основного уравнения квантовой самоорганизации будем исходить из условия целостности рассматриваемого ансамбля, эволюция которого определяется Принципом наименьшего действия. Как было показано еще в конце 19 столетия Н.А. Умовым¹² [13], Принцип наименьшего действия приводит к уравнению непрерывности для обширного класса функций ρ_ε от плотности энергии:

$$\dot{\rho}_\varepsilon + \text{div}(\rho_\varepsilon \bar{V}) = 0 \quad (3.28)$$

В микромире с комплексным временем все функции, определяющие эволюцию рассматриваемого ансамбля, тоже комплексные. Поэтому функцию ρ_ε , следует представить и форме: $\rho_\varepsilon = \varepsilon \varepsilon^*$, где $\varepsilon, \varepsilon^*$ это комплексно сопряженные «функции состояния».

Любая комплексная функция $X(T) = x(t) + iy(\tau)$ удовлетворяет условиям Коши-Римана: $\partial x/\partial t = \partial y/\partial \tau$; $\partial x/\partial \tau = -\partial y/\partial t$ и ее производная может быть представлена четырьмя различными соотношениями и, в частности, так: $dX/dT = \partial x/\partial t + i \partial y/\partial \tau$. В этом случае производная функции ρ_ε по времени имеет вид:

$$\dot{\rho}_\varepsilon = \dot{\varepsilon} \varepsilon^* + \varepsilon \dot{\varepsilon}^* \quad (3.29)$$

Для того чтобы линеаризовать уравнения (3.28, 3.29) можно воспользоваться идеологией концепции расщепления и соотношениями, использованными Эрвином Маделунгом при выводе уравнений квантовой гидродинамики (см. (3.15), и [6]):

$$\bar{V} = A/i \cdot \nabla[\ln(\varepsilon/\varepsilon^*)] = A/i \cdot (\nabla \varepsilon/\varepsilon - \nabla \varepsilon^*/\varepsilon^*) \text{ и, соответственно}$$

$$\rho_\varepsilon \cdot \bar{V} = A/i \cdot (\varepsilon^* \nabla \varepsilon - \varepsilon \nabla \varepsilon^*) \quad (3.30)$$

Соотношения (3.29, 3.30) позволяют представить (3.28) в форме:

¹² Umov, N.A. Ableitung der Bewegungsgleichungen der Energie in kontinuierlichen Körpern // Zeitschrift für Mathematik und Physik (1874) Bd. XIX, H. 5, 5. 429.

$$\varepsilon(\dot{\varepsilon}^* - A/i \cdot \Delta\varepsilon^*) + \varepsilon^*(\dot{\varepsilon} + A/i \cdot \Delta\varepsilon) = 0 \quad (3.31)$$

С помощью вспомогательной функции F , удовлетворяющей условию:

$$F \neq 0 \quad (3.32)$$

это соотношение может быть представлено в виде:

$$\frac{\dot{\varepsilon} + A/i \cdot \Delta\varepsilon}{\dot{\varepsilon}^* - A/i \cdot \Delta\varepsilon^*} = -\frac{\varepsilon \cdot F}{\varepsilon^* \cdot F} \quad (3.33)$$

Соотношение (3.33) эквивалентно следующим двум уравнениям для рассматриваемых комплексно сопряженных функций:

$$\dot{\varepsilon} + A/i \cdot \Delta\varepsilon + \varepsilon \cdot F = 0 \quad (3.34)$$

$$\dot{\varepsilon}^* - A/i \cdot \Delta\varepsilon^* - \varepsilon^* \cdot F = 0 \quad (3.35)$$

1. Если принять: $A = -\hbar/(2mi)$ и $F = -U/i\hbar$, то мы получим из (3.34), после формального умножения уравнения на $i\hbar$, уравнение типа классического уравнения Шредингера (3.7):

$$i\hbar\dot{\varepsilon} = -\hbar^2/2m \cdot \Delta\varepsilon + \varepsilon \cdot U \quad (3.36)$$

Если функция U определяет потенциальную энергию, то это уравнение описывает, в частности, самоорганизацию квантовых ансамблей в атомные и молекулярные структуры.

2. Из уравнения (3.34) в силу условия (3.32): $F \neq 0$ нельзя получить уравнение Шредингера для свободного движения микрочастиц (3.8), которое приводит к расплыванию волновых пакетов. Но зато, приняв: $A = 1/2$ и $F = -\gamma/i \cdot |\varepsilon|^2$ мы получим так называемое нелинейное уравнение Шредингера:

$$i\dot{\varepsilon} = -1/2 \cdot \Delta\varepsilon + \gamma|\varepsilon|^2 \varepsilon \quad (3.37)$$

Это уравнение описывает движение устойчивых не расплывающихся солитонов, а также некоторые другие процессы квантовой самоорганизации в физике плазмы и в нелинейной оптике.

3. Приняв в уравнении (3.34): $A = 1/2$ и $F = -1/i \cdot (V + \gamma|\varepsilon|^2)$ мы получим уравнение, которое описывает самоорганизацию квантового ансамбля при конденсации Бозе-Эйнштейна:

$$i\dot{\varepsilon} = -1/2 \cdot \Delta\varepsilon + (V + \gamma|\varepsilon|^2) \cdot \varepsilon \quad (3.38)$$

4. Приняв в уравнении (3.34): $A = -iD$ и $F = -R$ мы получим класс уравнений, описывающих процессы самоорганизации в химических реакциях с диффузией:

$$\dot{\varepsilon} = D \cdot \Delta\varepsilon + R \cdot \varepsilon \quad (3.39)$$

Некоторые уравнения типа (3.39) хорошо исследованы, например:

- уравнение Фишера: $R = 1 - \varepsilon$

- уравнение конвекции Рэля-Бенара: $R = 1 - \varepsilon^2$

- уравнение Зельдовича: $R = \varepsilon - \varepsilon^2$

Несмотря на разнообразие картин самоорганизации в природе во многих случаях наблюдаемые картины самоорганизации являются результатами композиции всего трех характерных типов самоорганизации. Причем эти типы самоорганизации обнаруживаются как в микромире, так и в макромире и даже в космических масштабах.

Концентрическая самоорганизация (уравнения 3.36 и 3.39)

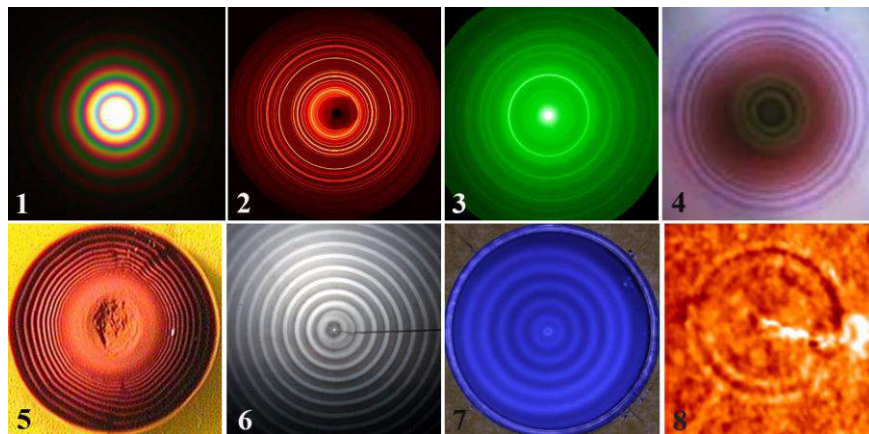


Рис. 3.4. 1. Дифракция видимого света (<http://www.kth.se/>). 2. Дифракция рентгеновских лучей в поликристаллическом порошке (<http://www.esrf.eu/>). 3. Дифракция электронов в тонкой золотой мембране (<http://www.lambdasys.com/>). 4. Импульсное разрушение тонкого слоя сапфира (<http://www.opticsinfobase.org/>). 5. Химическая реакция Лизеганга (<http://polymer.bu.edu/>). 6. Стоячие волны в жидкости (<http://isites.harvard.edu/>). 7. Колония бактерий *Escherichia coli* (<http://hku.hk/>). 8. Взрыв на Солнце (<http://www.boston.com/>).

Спиральная самоорганизация (уравнения 3.36 и 3.39)

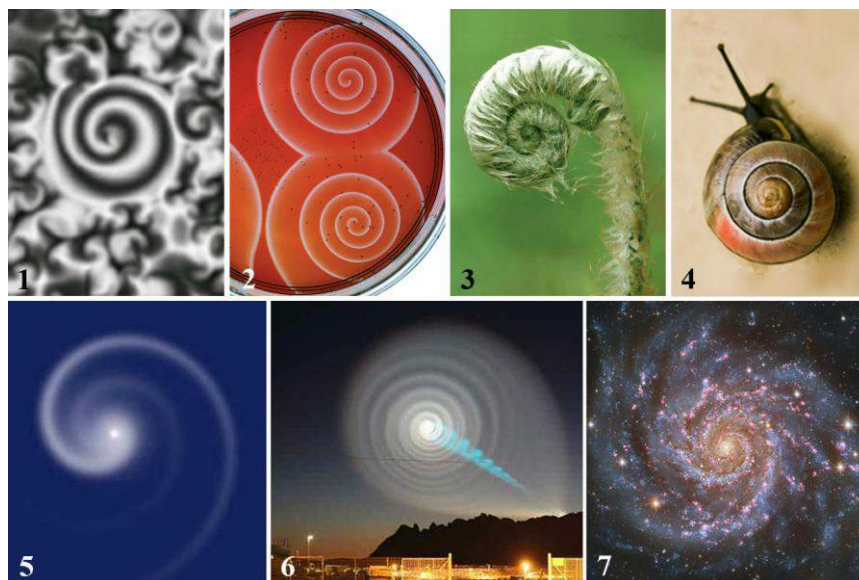


Рис. 3.5. 1. Спиральный вихрь в турбулентном течении жидкости (Zhang, H. et al // Phys. Rev. E 66:046303). 2. Химическая реакция Белоусова-Жаботинского (<http://2012books.lardbucket.org/>). 3. Побег папоротника (<http://kak.znate.ru/>). 4. Виноградная улитка (http://www.gopixpic.com/_Brandon_Gleich). 5. Австралийская атмосферная аномалия (<http://www.examiner.com/>). 6. Норвежская атмосферная аномалия (<http://www.treurniet.ca/>). 7. Спиральная галактика M74 (<http://apod.nasa.gov/>).

Фестонная самоорганизация (уравнения 3.38 и 3.39)

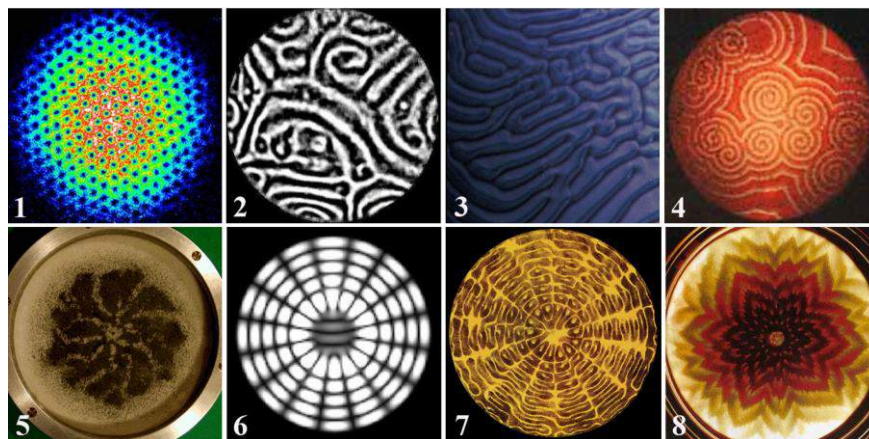


Рис. 3.6. 1. Конвективные вихри в конденсате Бозе-Эйнштейна (<http://www.redorbit.com/>). 2. Конвекция в жидком гелии (Lees, M.J. et al // Phys. Rev. Lett. 93, 144502 (2004)). 3. Конвекция Релея-Бенара в масле (<http://www.exploratorium.edu/>). 4. Химическая реакция Белоусова-Жаботинского (<http://www.uh.uio.no/>). 5. Конвекция на вращающемся диске (<http://www.kgroesner.de/>). 6. Фигура Хладни (<http://vimeo.com>) 7. Фигура Хладни (<http://www.cymaticmusic.co.uk/>). 8. Колония бактерий *Escherichia coli* (<http://www.rohan.sdsu.edu/>).

В экспериментальной квантовой физике мы наблюдаем только результаты взаимодействия квантовых ансамблей с макроскопическими приборами, а не свободные от такого взаимодействия ансамбли. Особенности самоорганизации квантового ансамбля определяются, во-первых, уравнениями самоорганизации в микромире с комплексным временем (3.34, 3.35) и, во-вторых, граничными и иными условиями к этим уравнениям, которые определяются конструкцией макроскопического прибора, применяющегося для наблюдения ансамбля.

Никакого дуализма волна-частица в микромире не существует и при свободном движении индивидуальная микрочастица в каждый момент комплексного времени имеет вполне определенные координаты. В зависимости от разрешающей способности прибора мы можем либо видеть траектории отдельных частиц, либо только результат квантовой самоорганизации достаточно мощного ансамбля частиц при взаимодействии его с прибором для наблюдения.

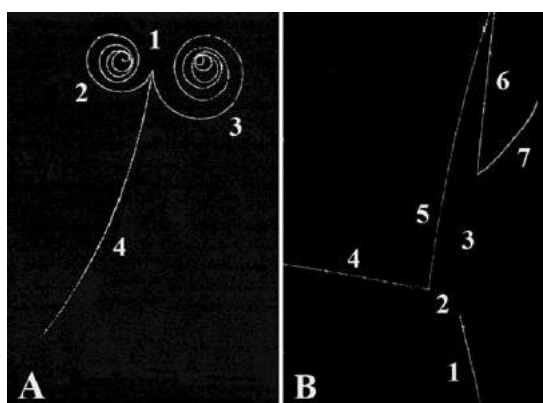


Рис. 3.7. Траектории микрочастиц в пузырьковой камере. А. Здесь гамма-фотон **1**, который не оставляет следа в камере, после взаимодействия с атомным ядром образует электрон **2**, позитрон **3** и рассеянный атомный электрон **4**. В. Здесь отрицательный пи-мезон **1** с импульсом 1,2 ГэВ/с, т.е. движущийся со скоростью 99,3 % скорости света, после взаимодействия с протоном атомного ядра распадается на нейтральный лямбда-гиперон **2** и нейтральный К-гиперон **3**, которые не оставляют следов. Затем лямбда-гиперон **2** распадается на протон **4** и отрицательный пи-мезон **5**, а К-гиперон **3** распадается на положительный пи-мезон **6** и отрицательный пи-мезон **7**.

Например, при использовании пузырьковой камеры регистрирующими элементами являются отдельные атомы или молекулы, превращающиеся при взаимодействии с движущимися заряженными микрочастицами в ионы. Эти ионы вызывают конденсацию паров, образуя молекулярные кластеры макроскопических размеров, которые и позволяют видеть траектории микрочастиц. Пузырьковые камеры это приборы очень высокого разрешения, позволяющие отчетливо видеть траектории отдельных заряженных микрочастиц (рис. 3.7).

В начале 2000-х годов группа канадских физиков провела остроумную экспериментальную оценку корпускулярных характеристик отдельных фотонов¹³. Схема их экспериментальной установки представлена на рис. 3.8. Магнетрон, способный генерировать радиоизлучение с частотой 27-8 ГГц и, соответственно, с длиной волны $\lambda = 1,1-3,7$ см, как в импульсном, так и в непрерывном режиме, соединен волноводом с приемником, который может оценивать интенсивность радиоизлучения. В волноводе установлена регулируемая ирисовая диафрагма, обеспечивающая частичное экранирование излучения магнетона.

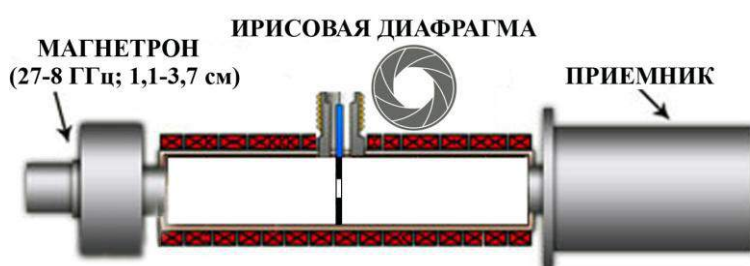


Рис. 3.8. Экспериментальная установка для оценки размеров радио-фотонов

В импульсном режиме генерации отдельных радио-фотонов при просвете диафрагмы $d < 2\lambda$, который меньше корпускулярного диаметра радио-фотона, приемник не регистрирует радиоизлучения, то есть диафрагма не пропускает отдельные радио-фотоны к приемнику. В непрерывном режиме генерации ансамбля фотонов, при таком же просвете диафрагмы, приемник начинает регистрировать несколько ослабленное радиоизлучение, соответствующее дифракции ансамбля фотонов на диафрагме.

В квантовой физике есть эксперименты достоверно регистрирующие корпускулярные характеристики отдельных микрочастиц, но нет экспериментов, обнаруживающих какие-либо волновые свойства отдельных микрочастиц.

При наблюдении, например, дифракции электронов в тонкой металлической мембране применяются приборы низкого разрешения, в которых картина концентрической квантовой самоорганизации (рис. 3.4-3), соответствующая картине дифракции «электронных волн», формируется на фотопленке или на экране ансамблем из сотен тысяч и миллионов электронов. При таком эксперименте траектории отдельных электронов определить нельзя.

В 1950-е годы начали разрабатываться схемы экспериментов, позволяющие наблюдать постепенное формирование дифракционных распределений при накоплении характеристик траекторий отдельных электронов и фотонов¹⁴. Развитие экспериментальной техники и компьютерных технологий позволили в конце 1980-х годов создать экспериментальные установки высокого разрешения, в которых могут наблюдаться одновременно и траектории отдельных микрочастиц и формирование картин волновой самоорганизации квантовых

¹³ International Conference “Albert Einstein’s century” (Paris, July 18-22, 2005). Section “Nature of the quantum world and the Brownian motion”. “Einstein’s Photon Quantified and Experimentally Confirmed” Geoffrey Hunter (York University, Canada)

¹⁴ Биберман Л., Сушкин Н., Фабрикант В. Дифракция поочередно летящих электронов // ДАН СССР (1949) 66, №2, стр. 185. Janossy, L., Naray, Sz. Hungarian Acad. of Sci. Manuscript. Budapest, XII, Konkoly Thege bt, Hungary, 1957.

ансамблей. Это так называемые «одно-частичные» интерференционные установки, примером которых является схема, предложенная японским инженером Акира Тономура, для наблюдения постепенного формирования картины интерференции электронов¹⁵.

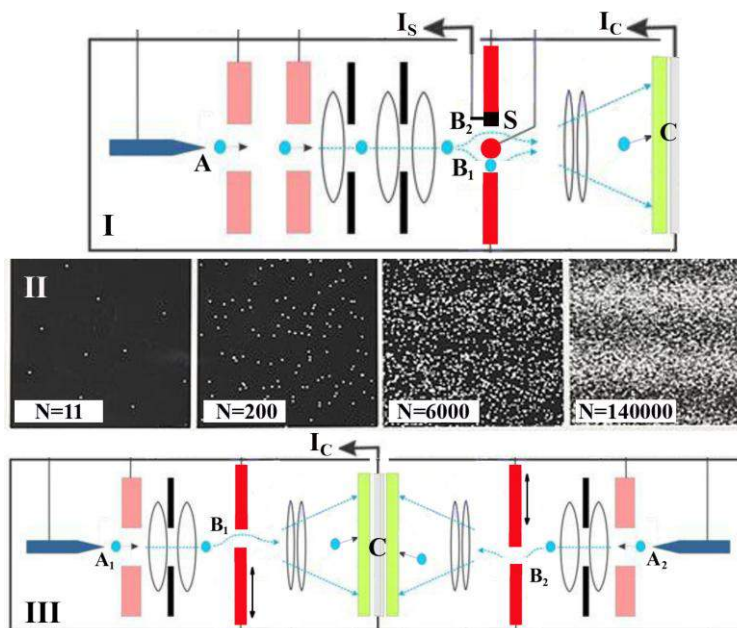


Рис. 3.9. Установки для регистрации постепенного формирования интерференционной самоорганизации квантовых ансамблей ускоренных электронов.

В наших экспериментах использовались модифицированные схемы экспериментальной установки Акира Тономура, собранные из элементов электронных микроскопов (рис. 3.9). В экспериментальной установке, представленной на рис. 3.9-I, вольфрамовое острие А генерирует отдельные электроны с частотой $10\text{-}10^3$ 1/сек, которые затем ускоряются в электростатической системе с напряжением 50 кВ до скорости более 10^8 м/с. При этом время пролета электроном расстояния порядка 1 м в приборе до регистрирующего экрана С составляет менее 10^{-8} с. Из-за очень малой скорости генерации электронов, в каждый момент времени в установке находится только один электрон. После прохождения электроном управляемой электронной бипризмы B_1B_2 , которая играет роль двух щелей в классическом двух-щелевом интерференционном эксперименте, электрон попадает на экран, способный определять и запоминать две координаты электрона на экране. Бипризма, в отличие от экспериментов Тономура, оснащена ёмкостным микродатчиком S, которые позволяет определить через какую часть бипризмы прошел каждый электрон, зарегистрированный на экране С. Таким образом, для каждого электрона, прошедшего через щели бипризмы определяется с микронной точностью траектория $A-B_1-C$ или $A-B_2-C$. После завершения эксперимента компьютер, в памяти которого сохранялись экранные координаты всех электронов, воспроизводит постепенное формирование интерференционной картины на экране С (рис. 3.9-II).

На рис 3.9-II видно, что квантовые флуктуации в бипризме при малой мощности ансамбля ($N=11$, $N=200$) формируют случайное распределение электронов на экране. Только при мощности ансамбля в несколько тысяч электронов появляются интерференционные корреляции в экранном распределении. В экспериментах на этой установке регистрируется

¹⁵ Tonomura, A. et al. Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern // Am. J. Phys. 1989 Vol. 57, No 2 Febr.; 117-120.

постепенный процесс самоорганизации квантового ансамбля, формирующий картину интерференции дифрагированных на бипризме электронов от одного генератора А.

В экспериментальной двухканальной установке, представленной на рис. 3.9-III, два независимых вольфрамовых острия A_1 и A_2 генерируют отдельные электроны, которые после ускорения до энергий порядка 50 кэВ и дифракции на щелях B_1 и B_2 регистрируются спаренными экранами С. В этой установке для каждого электрона, прошедшего через щели B_1 и B_2 , также определяются с микронной точностью траектории $A_1 - B_1 - C$ и $A_2 - B_2 - C$. В экспериментах на этой двухканальной установке регистрируется постепенный процесс самоорганизации квантового ансамбля, формирующий картину интерференционного сложения дифрагированных на удаленных друг от друга щелях электронов от двух независимых генераторов A_1 и A_2 . Также как при работе установки рис 3.9-I квантовые флуктуации в щелях B_1 и B_2 при малой мощности ансамбля формируют случайное распределение электронов на экране (рис. 3.9-II). Только при мощности ансамбля в несколько тысяч электронов обнаруживаются интерференционные корреляции в экранном распределении. Этот эксперимент является аналогом экспериментов по наблюдению интерференции монохроматического света от двух независимых и некогерентных генераторов фотонов. (см. например [15]).

Рассмотренные эксперименты опровергают основной «принцип дополнительности» Копенгагенской интерпретации квантовой механики, поскольку в них один и тот же прибор обнаруживает и корпускулярные (траектории) и волновые (интерференция) свойства микрочастиц. При этом необходимо заметить, что эти эксперименты могут рассматриваться как аргументы в пользу предложенной концепции – **отдельные микрочастицы не имеют волновых свойств, но достаточно мощные ансамбли микрочастиц при взаимодействии с некоторыми приборами способны формировать типичные волновые структуры самоорганизации.**

3.3. Новые соотношения неопределенностей в физике субъядерного мира

Статистическая физика, начав свое развитие в первом десятилетии 20 столетия с вероятностного обоснования термодинамики, в середине столетия уже стала неотъемлемой частью квантовой физики. Во второй половине столетия методология статистической физики стала успешно применяться в биологии, экологии, социологии и даже в лингвистике.

С точки зрения Общей Теории Систем эффективность методов статистической физики определяется применением теории вероятностей и математической статистики для исследования объектов одной природы, объединенных в «статистические ансамбли» (системы), которые допускают описание достоверно установленными статистическими функциями. Статистическая физика субъядерного мира также может оказаться результативной, поскольку исследование взаимопревращений микрочастиц показало существование двух типов статистических ансамблей объектов одной природы (рис 3.10):

1. Массивные элементарные частицы и частицы-резонансы.
2. Гамма-фотоны, излучаемые при распаде радиоактивных изотопов.

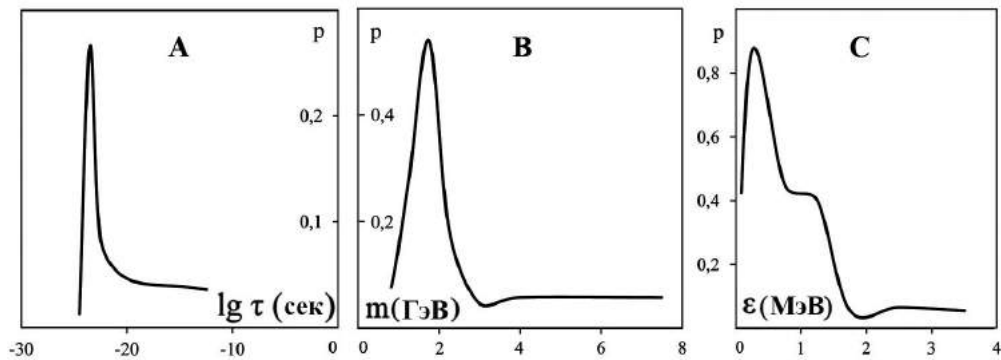


Рис. 3.10. Плотности вероятности для ансамблей субъядерных частиц. А. Времена жизни микрочастиц. В. Массы микрочастиц. С. Энергии гамма-фотонов при распаде радиоактивных изотопов.

Главными характеристиками элементарных частиц и частиц-резонансов являются их массы $m \pm \Delta m$ и времена жизни $\tau \pm \Delta \tau$. **Неопределенности Δm и $\Delta \tau$ не являются исключительно следствием несовершенства методов измерений, а подобно отклонениям от среднего времени жизни для отдельных возбужденных ядер радиоактивных элементов, представляют собой самостоятельные характеристики субъядерных частиц.** Например, при точности непосредственного экспериментального измерения времени жизни в физике микромира порядка $10^{-20} \div 10^{-19}$ с., неопределенности $\Delta \tau$ могут достигать 10^{-11} с.

Несмотря на обширную статистику результатов экспериментальных исследований разнообразных превращений микрочастиц, в физике микромира до сих пор не найдены достоверные количественные соотношения между средними значениями масс и времен жизни и их квантовыми неопределенностями. Применение универсального Принципа наименьшего действия позволяет найти такие соотношения в форме новых «соотношений неопределенностей» для субъядерного мира (Таганов 2013 [11]).

В физике микромира известно более 300 субъядерных частиц, но все важнейшие характеристики удалось определить пока только для 120 частиц. Так называемая «Стандартная модель» (СМ) чаще всего применяется для классификации и описания взаимопревращений субъядерных частиц (см. например [3]). Стандартная модель учитывает три из четырех фундаментальных взаимодействий (исключая гравитационное) при описании процессов в микромире и предполагает, что «истинными» элементарными частицами являются только кварки, лептоны и калибровочные бозоны (*gauge bosons*), поскольку отсутствуют свидетельства о наличии у этих частиц какой либо внутренней структуры из более простых элементов.

Несмотря на успешное описание Стандартной моделью множества сложных процессов в микромире, эта теория не рассматривается как завершенная фундаментальная теория микромира. В частности, потому что эта теория не учитывает гравитационного взаимодействия и, кроме того, не совместима с общей теорией относительности.

Определяющую роль в СМ играют кварки, которые никогда не наблюдались экспериментально и, вероятно, не могут существовать как индивидуальные частицы. Характеристики кварков определены только на основании анализа взаимопревращений сложных микрочастиц, состоящих из нескольких кварков. О неполноте СМ свидетельствуют также трудности, с которыми сталкивается эта теория при описании лептонов и, в частности, неспособность теории объяснить ненулевые массы нейтрино. Невозможность экспериментального наблюдения и исследования кварков в сочетании со слишком большим количеством эмпирических параметров (более 20!) дают повод рассматривать СМ только как эскиз будущей теории элементарных частиц.

Несмотря на все недостатки и незавершенность СМ ее терминология чаще всего используется при обсуждении процессов и закономерностей микромира. Все известное нам

«население» субатомного мира СМ делит на две группы: относительно стабильные и часто наблюдаемые микрочастицы, которые обычно и называют «элементарными частицами», и множество редких короткоживущих частиц-резонансов, которые в этом разделе называются просто «резонансами».

Элементарные частицы в свою очередь принято делить на два класса: лептоны и адроны. К лептонам относят частицы, не обладающие сильным взаимодействием, и участвующие только в слабом, электромагнитном и гравитационном взаимодействиях. Лептонами (l) являются: электрон, мюон (μ), тяжелый лептон (τ), электронное, мюонное и τ -нейтрино, а также соответствующие им античастицы (\bar{l}).

Адроны это частицы, рассматриваемые как сложные кварковые структуры, участвующие в сильных взаимодействиях, которые делятся на две группы: барионы (b) и мезоны (m). Барионы, предположительно состоящие из трех и более кварков, имеют единичный барионный заряд $B = +1$, а их античастицы $B = -1$. Самыми распространенными барионами являются протоны и нейтроны, из которых состоят атомные ядра.

Мезоны и анти-мезоны состоят из пар «кварк-антикварк», а их барионный заряд равен нулю: $B = 0$. Кроме того, класс мезонов содержит особую группу «истинно нейтральных мезонов» (m_0), которые не имеют античастиц, например, мезоны π^0 и η . Среди лептонов и барионов таких «истинно нейтральных» частиц нет.

Большинство микрочастиц, обычно относимых к «элементарным», имеют малое время жизни и быстро распадаются, превращаясь в другие «элементарные» частицы. При этом нельзя считать, что продукты их распада более «элементарны», нежели сами распадающиеся частицы. К элементарным частицам (в дальнейшем часто просто «частицам») принято относить в основном микрочастицы стабильные по отношению к распадам по сильному взаимодействию (см., например стр. 974–980, табл. 36.4 в [14] и [16]).

В наше время хорошо исследованы 20 частиц, в число которых входят лептоны, мезоны и барионы с различными значениями странности. Для странных мезонов $K^0, \bar{K}^0, K_S^0, K_L^0$ пока определены не все их характеристики, и поэтому они в дальнейшем не рассматриваются. Массы частиц сосредоточены в основном в диапазоне от 100 до 2300 МэВ. Калибровочные бозоны W^\pm и Z , обнаруженные в 1983 году в экспериментах на протон-антипротонном коллайдере ЦЕРНа, имеют наибольшие массы среди известных частиц и резонансов – 80,8 и 92,9 ГэВ.

Обширное семейство резонансов ведет свою историю от первого резонанса, открытого в начале 1950-х годов в лаборатории Энрико Ферми при исследовании процесса взаимодействия пи-плюс-мезонов с протонами на циклотроне в Чикаго. Большинство резонансов было открыто в 1960-е годы на протонных ускорителях. Регистрация резонансов является достаточно редким событием, но, тем не менее, уже почти сотня резонансов достаточно хорошо изучена. Многочисленность резонансов это отражение сложного строения мезонов и барионов, обеспечивающего возможность относительно длительного существования разнообразных возбужденных состояний их кварковых структур. Однако эти возбужденные состояния крайне неустойчивы относительно быстрых переходов в другие состояния за счет сильного взаимодействия.

Характерной чертой резонансов является их чрезвычайно короткая жизнь, редко превышающая 10^{-21} секунды. Двигаясь с субсветовыми скоростями, резонансы успевают пройти за свою короткую жизнь не намного более 10^{-13} метра, то есть расстояние порядка сотен диаметров протона. Такие расстояния находятся вне пределов разрешающей способности самых лучших приборов для регистрации треков микрочастиц. Поэтому характеристики большинства резонансов определяются косвенными методами.

Резонансы регистрируются как максимумы на колоколообразных («брейт-вигнеровских») зависимостях полных эффективных сечений рассеяния σ от энергии ε (см., например¹⁶):

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_0(\Gamma/2)^2 / [(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 + (\Gamma/2)^2] \quad (3.40)$$

Энергия ε_0 , соответствующая максимуму сечения рассеяния $\sigma = \sigma_0$, считается энергетическим эквивалентом массы резонанса $\varepsilon_0 = mc^2$.

Время жизни частиц и резонансов может быть достоверно определено анализом треков в фотоэмульсиях и регистрирующих камерах только до значений порядка 10^{-20} секунды. Времена жизни, меньшие этого предела, оценивают, используя ширину Γ резонансной кривой (3.40) на половине ее высоты, из соотношения неопределенностей:

$$\langle \tau \rangle = h/2\Gamma \quad (3.41)$$

Резонансы рассматриваются в настоящее время как различные возбужденные состояния кварковых структур. Так, например, открытые в 1974 году резонансы с массами 3–4 Гэв, получившие название J/ψ -частиц, трактуются, как различные уровни возбуждения «чармония». В свою очередь чармоний интерпретируется, как структура из очарованного кварка c и его антикварка \bar{c} . Открытые в 1977 году тяжелые резонансы с массами порядка 10 Гэв, получившие название «ипсилон-частиц», интерпретируются, как уровни возбуждения «ипсилония» – структуры из прелестного кварка b и его антикварка \bar{b} .

Все хорошо изученные резонансы делят на две группы:

1. Мезонные резонансы (барионное число – ноль), распадающиеся на мезоны. Массы большинства мезонных резонансов от 0,7 до 2 Гэв.
2. Барионные резонансы (барионное число – единица), распадающиеся на мезоны и один барион. Массы большинства барионных резонансов обычно находятся в диапазоне от 1,2 до 4 Гэв.

Статистика микрочастиц, обсуждаемая в этой книге, помимо упомянутых 20 элементарных частиц включает 45 мезонных и 48 барионных резонансов, для которых известны все их основные характеристики (стр. 981–992; табл. 36.5 и 36.6 в [14], см. также¹⁷ и [16]). Помимо средних значений масс и времен жизни частиц и резонансов опубликованы также оценки среднеквадратичных ошибок определения этих характеристик. В дальнейшем на графиках используются следующие обозначения: треугольники – частицы, квадраты – мезонные резонансы, ромбы – барионные резонансы, круги – фотоны.

Анализ особенностей конструкций приборов и методов исследования, для которых они используются, часто помогает понять многое относительно сущности и физических механизмов изучаемых процессов и явлений. Обзор разработанных методов и опубликованных результатов измерения малых интервалов времени порядка $10^{-25} \div 10^{-21}$ секунды приводит к заключению, что по мере уменьшения измеряемых интервалов, не только быстро возрастают относительные и абсолютные ошибки измерений, но и сама воспроизводимость измерений начинает утрачиваться по мере приближения к интервалам порядка 10^{-25} секунды.

Каждое измерение интервала времени можно рассматривать, как попытку оценить величину модуля физического времени с помощью некоторого прибора («часов»),

¹⁶ Хилл Р. Д., Резонансные частицы, в кн.: *Элементарные частицы*, пер. с англ., в. 3, М., 1965, с. 68-82; Дубовиков М.С., Симонов Ю.А., Распад резонансных состояний и определение их квантовых чисел // *Успехи физ. наук* (1970), 101, 4.

¹⁷ Reviews of particle properties // *Rev. Mod. Phys.* (1984) 56, N. 2, Pt. II, P. 2–304.

воспроизводящего с той или иной степенью точности равномерную последовательность интервалов ньютоновского времени. Все реальные приборы подвержены флуктуациям, например, тепловым и квантовым, и точность воспроизведения ими эталонных интервалов времени ограничена. Поэтому последовательность эталонных интервалов времени, которая генерируется реальным прибором, всегда представляет собой случайный процесс.

Для того чтобы этот случайный процесс мог быть использован для измерения интервалов времени без нарушения принципа причинности, должна быть обеспечена определенная свобода выбора начала отсчета времени. Чтобы понятия «прошлое» и «будущее» ($\tau_i < \tau_m$) сохранялись при любом введении начала отсчета времени $\tau_s \geq \tau_0 > 0$ и любых $\tau_m \geq \tau_i \geq \tau_0 > 0$ случайный процесс должен удовлетворять следующему соотношению:

$$P[(\tau_i - \tau_s) < \tau_m | \tau_i \geq \tau_s] = P[\tau_i < \tau_m] \quad (3.42)$$

Случайные процессы, для которых справедливо соотношение (3.42) для условной и безусловной вероятностей P , обладают свойством отсутствия последействия и относятся к классу Марковских случайных процессов [2]. Интервалы Марковских случайных последовательностей статистически независимы и распределены по показательному закону, в котором вариация (отношение среднеквадратичного отклонения $\Delta\tau$ к среднему значению τ) случайных величин определяется соотношением:

$$\Delta\tau / \langle \tau \rangle = const \quad (3.43)$$

В дальнейшем Δ обозначает среднее квадратичное отклонение (корень квадратный из дисперсии среднего значения) соответствующей физической характеристики, которое в квантовой физике часто называют «неопределенностью». Кроме того, в дальнейшем угловые скобки, обозначающие средние значения характеристик, будут опускаться.

Что касается сумм m независимых случайных интервалов времени, распределенных по показательному закону, то их распределение описывается формулой Эрланга m -го порядка (см., например [2]), которая определяет следующее соотношение для вариации:

$$\Delta\tau / \tau \propto 1 / \sqrt{m} \quad (3.44)$$

Здесь и далее знак \propto обозначает пропорциональность с точностью до постоянного размерного коэффициента.

Таким образом, статистические свойства процедур измерения времени, основанных на использовании генераторов Марковских случайных последовательностей эталонных интервалов, зависят от масштаба измеряемого промежутка времени. Если процедура измерения состоит в сравнении длительности измеряемого промежутка с отдельным малым эталонным интервалом той или иной длительности, то статистические характеристики измерений определяются соотношением (3.43). Если процедура измерения использует суммирование многих эталонных интервалов, то вариация результатов измерений будет соответствовать формуле (3.44).

Методология экспериментального естествознания предполагает отождествление специфических ответных реакций и особенностей поведения приборов с объективными характеристиками тех феноменов, для изучения которых эти приборы создаются. Следуя этой традиции, можно предположить, что двойственность статистических характеристик общих процедур измерения времени отражает некоторые объективные свойства физического времени. То, что изменение статистических характеристик измерения промежутков времени возникает при введении суммирования эталонных интервалов, позволяет связать эту

особенность процесса измерения с проблемой допустимых преобразований физического времени «в малом».

Можно рассмотреть два вида преобразований интервалов времени δ_i : «масштабное» с коэффициентом m и «аддитивное»:

$$\delta_m = m\delta_i \quad \text{при} \quad \delta_i \leq \tau_* \quad (3.45)$$

$$\delta_m = \sum_{(m)} \delta_i \quad \text{при} \quad \delta_i > \tau_* \quad (3.46)$$

Можно показать (см., например [2, 8, 9]), что вне зависимости от характера статистического распределения интервалов δ_i , для преобразований (3.45, 3.46) справедливы следующие соотношения, определяющие вариации:

$$\Delta\tau/\tau \propto \text{const} \quad \text{при} \quad \tau_0 < \tau \leq \tau_* \quad (3.47)$$

$$\Delta\tau/\tau \propto 1/\sqrt{\tau} \quad \text{при} \quad \tau > \tau_* \quad (3.48)$$

Сравнение формул (3.47, 3.48) с соотношениями (3.43, 3.44) показывает, что статистические свойства рассмотренных преобразований физического времени соответствуют вероятностным характеристикам процессов измерения времени с помощью Марковских последовательностей эталонных интервалов.

Физический смысл параметров τ_0 и τ_* в (3.45–3.48) это предельные значения минимальных интервалов физического времени, соответственно в эпохи «упругости» и «аддитивности» физического времени. Предположение об ограниченной аддитивности физического времени может быть сформулировано так (Таганов 2003 [8, 9]):

Интервалы физического времени аддитивны, то есть могут быть представлены как суммы меньших интервалов, только в том случае, если величина этих меньших интервалов не превышает некоторый предел $\tau_* > 0$. Интервалы меньше этого предела не аддитивны, в том смысле, что не могут быть представлены суммами каких либо меньших интервалов, а изменение их величины осуществимо только масштабным преобразованием.

Предположение о пределе аддитивности физического времени соответствует гипотезе о своеобразной «упругости» малых интервалов физического времени. Существование конечного «предела аддитивности» физического времени только на первый взгляд кажется необычным. Материя (по крайней мере, в конденсированном состоянии) обладает таким же свойством. Длина почти любого образца твердого вещества может быть несколько увеличена растяжением, пока не будет достигнут предел упругости вещества. На этой стадии образец испытывает масштабное преобразование. После исчерпания упругих свойств образца дальнейшее увеличение его длины возможно только за счет присоединения к нему других образцов. Это стадия аддитивного преобразования материи.

Таким же свойством обладают и жидкости, например, вода. Вода может существовать в форме почти сферических капель в достаточно большом диапазоне размеров – от мельчайших, невидимых капелек осеннего тумана до дробной оседаемости весенней капли. Однако величина сил поверхностного натяжения ограничивает максимальный размер капель, и дальнейшее увеличение водных масс осуществляется уже не масштабным преобразованием сферических капель, а их суммированием, слиянием в потоки. Можно сказать, что «предел аддитивности воды» примерно совпадает с размером слез.

Для сравнения формул (3.47, 3.48) с экспериментальными данными можно воспользоваться результатами исследования микрочастиц, накопленными за последние шестьдесят лет. Рисунок 3.11 демонстрирует выразительное разделение всей

рассматриваемой статистики (113 частиц и резонансов) на две группы, в соответствии с гипотезой о существовании предела аддитивности физического времени.

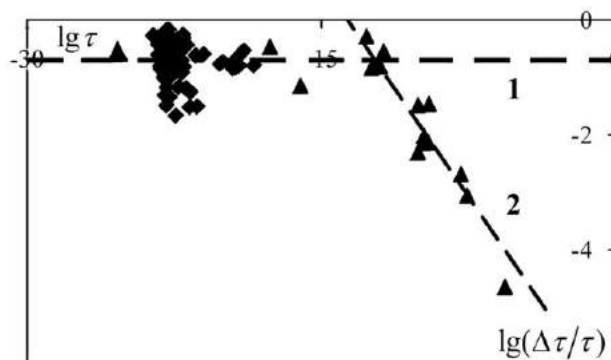


Рис. 3.11. Две группы микрочастиц, разделенные пределом аддитивности физического времени порядка 10^{-12} с.

Экспериментальная оценка величины предела аддитивности – порядка 10^{-12} с. (рассчитанное значение – $6,6 \cdot 10^{-13}$ с.). Экспериментальные точки группируются вблизи двух прямых (пунктирные прямые на рис. 3.11 с коэффициентами, рассчитанными методом наименьших квадратов):

Прямая 1. $\Delta\tau/\tau = 2 \cdot 10^{-1}$ при $\tau \leq 10^{-12}$ с.

Прямая 2. $\Delta\tau/\tau = 1,5 \cdot 10^{-7} \cdot 1/\sqrt{\tau}$ при $\tau > 10^{-12}$ с.

То, что интервалы физического времени заметной длительности могут быть представлены, как суммы различного числа интервалов меньшей длительности, не вызывает сомнений. Однако неизвестно насколько долго это свойство сохраняется при уменьшении интервалов времени. Проблема оценки величины порога или «предела аддитивности» физического времени τ_* может рассматриваться как одна из задач экспериментального исследования свойств физического времени в микромире.

Особенностью методологии квантовой физики является возможность описания только результатов взаимодействия квантовых объектов с макроскопическими приборами, а не свободных, независимых квантовых объектов. Поэтому в квантовой физике среднеквадратичным отклонениям физических характеристик при измерениях придается не меньшее значение, нежели самим средним значениям этих характеристик. При этом функциональные зависимости для среднеквадратичных отклонений физических характеристик часто приобретают статус законов природы. Примером такого закона служит соотношение неопределенностей Гейзенберга для импульса и сопряженной координаты в квантовой механике:

$$\Delta p_x \Delta x \geq h/2 \quad (3.49)$$

Еще одну форму соотношения неопределенностей предложили Л.И. Мандельштам и И.Е. Тамм в своей проницательной работе¹⁸, продемонстрировав один из способов формулировки универсальных соотношений между неопределенностями физических характеристик:

$$\Delta \varepsilon \Delta \tau \geq h/2 \quad (3.50)$$

¹⁸ Мандельштам Л.И., Тамм И.Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. (1945) 9; 122–128.

В дополнение к соотношениям неопределенностей (3.49, 3.50) для субъядерного мира важную роль играет соотношение, определяющее относительные неопределенности $\Delta\tau/\tau$ и $\Delta\varepsilon/\varepsilon$. Такое соотношение можно получить из анализа Принципа наименьшего действия: $dS/d\tau = d(\varepsilon \cdot \tau)/d\tau = 0$. После дифференцирования из этого соотношения следует: $d\varepsilon \cdot \tau + \varepsilon \cdot d\tau = 0$. Это соотношение после замены дифференциалов на неопределенности: $d\varepsilon \sim \pm\Delta\varepsilon$; $d\tau \sim \pm\Delta\tau$ можно представить в форме неравенства: $\Delta\varepsilon/\Delta\tau \geq \text{const} \cdot \varepsilon/\tau$. Для $\varepsilon = mc^2$ это неравенство имеет вид: $\Delta m/\Delta\tau \geq \text{const} \cdot m/\tau$.

Для определения безразмерной константы в полученном соотношении следует принять во внимание, во-первых, то, что она должна определяться постоянной Планка, которая входит в соотношение неопределенностей (3.50), и скоростью света, которая определяет энергетический эквивалент массы. Во-вторых, константа не должна зависеть от массы какой либо конкретной частицы. Единственной безразмерной константой, удовлетворяющей этим условиям является постоянная тонкой структуры: $\alpha = e^2/\hbar c = 7,297 \cdot 10^{-3}$. Поэтому новое соотношение неопределенностей имеет вид:

$$\Delta m/\Delta\tau \geq \alpha \cdot m/\tau \quad \text{или} \quad \Delta m/m \geq \alpha \cdot \Delta\tau/\tau \quad \alpha = e^2/\hbar c = 7,297 \cdot 10^{-3} \quad (3.51)$$

Рисунок 3.12 демонстрирует удовлетворительное соответствие соотношения (3.51) в «минимальной» форме (то есть при знаке равенства) результатам исследования характеристик 20 частиц и 93 резонансов.

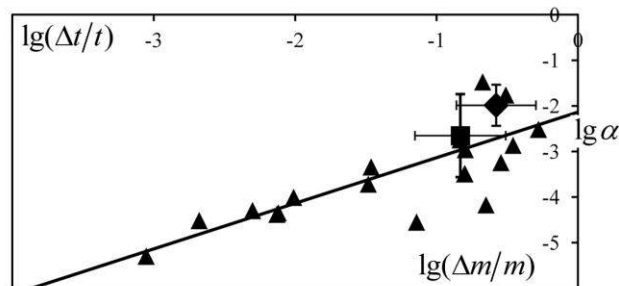


Рис. 3.12. Сравнение соотношения (3.51; сплошная прямая линия: $\lg(\Delta m/m) = \lg(\Delta\tau/\tau) + \lg \alpha$) с результатами исследования характеристик частиц и резонансов. Треугольные маркеры отмечают характеристики элементарных частиц; квадратный маркер отмечает средние характеристики мезонных резонансов, а ромб – средние характеристики барионных резонансов.

Появление в статистической физике субъядерного мира постоянной тонкой структуры, которая была введена в 1916 году Арнольдом Зоммерфельдом в качестве параметра в релятивистских поправках при описании спектральных линий моделью атома Бора, может сначала показаться странным. Первой интерпретацией этой константы было отношение скорости электрона на первой орбите Бора к скорости света. Однако дальнейшее развитие квантовой физики показало, что область применения этой константы значительно шире – в квантовой электродинамике постоянная тонкой структуры имеет значение константы взаимодействия между электрическими зарядами и фотонами, а также является естественным параметром в эффективных методах теории возмущений. В квантовой теории поля постоянная тонкой структуры служит «бегущей константой связи» в формализме ренормализационной группы, а также играет роль важнейшего «внешнего параметра» Стандартной модели физики элементарных частиц.

Одна из возможных интерпретаций соотношения (3.51) может быть сформулирована в терминах фрактальной геометрии. Фрактальная размерность Хаусдорфа D , обычно вводится

соотношением между плотностью массы и характерным размером: $\rho_m \propto r^{-(3-D)}$ (см., например, [7]). Это соотношение эквивалентно пропорциональности: $m \propto r^D$, которая может быть представлена в форме: $\ln m = D \ln r + X$. Дифференцирование этого соотношения дает: $d(\ln m) = D \cdot d(\ln r)$ и соответственно $dm/m = D \cdot dr/r$. Из этого соотношения, применив релятивистское равенство $r = c\tau$ и заменяя дифференциалы на неопределенности, мы получим: $\Delta m/m = D_{mr} \cdot \Delta\tau/\tau$, которое совпадает с (3.51). **Таким образом, можно сказать, что постоянная тонкой структуры определяет фрактальную размерность фазового пространства $\{m, \tau\}$ в микромире ($D_{mr} = \alpha$).**

В статистической физике субъядерного мира можно применять методологию термодинамики, которая является одной из развернутых интерпретаций Принципа наименьшего действия, и общие термодинамические соотношения не зависят от того, какой механикой описывается состояния элементов рассматриваемого ансамбля – классической или квантовой (см., например [5, 12]).

Термодинамическое соотношение, связывающее свободную энергию f , энергию ε , температуру T и энтропию s в конечно-разностной форме имеет вид:

$$\Delta\varepsilon = \Delta f + T\Delta s \quad (3.52)$$

Если использовать безразмерную энтропию, то температура в энергетических единицах определяет среднюю энергию физического процесса $T = \varepsilon$. Умножая обе части соотношения (3.52) на основное неравенство концепции дискретного времени $\Delta\tau \geq \tau_0 > 0$, ограничивающее длительность интервала физического времени, можно получить соотношение:

$$\Delta\varepsilon\Delta\tau \geq \tau_0\Delta f + \tau_0\Delta s \cdot \varepsilon \quad (3.53)$$

Для того, чтобы преобразовать это соотношение, можно использовать следствие постулата Планка: минимальное действие, связанное с изменением свободной энергии Δf на протяжении минимально возможного интервала времени τ_0 , не может быть меньше половины кванта действия: $\tau_0\Delta f \geq h/2$. С учетом этого соотношения неравенство (3.53) принимает вид:

$$\Delta\varepsilon\Delta\tau \geq h/2 + \tau_0\Delta s \cdot \varepsilon \quad (3.54)$$

Неравенство (3.54) можно преобразовать, приняв во внимание, что в квантовой механике для движения частицы или волнового пакета, с групповой скоростью u остается справедливым классическое соотношение между энергией и импульсом: $\Delta\varepsilon = u\Delta p$. Используя это соотношение и определяя интервал времени как $\Delta\tau = \Delta x/u$, можно преобразовать неравенство (3.54) к виду:

$$\Delta p_x \Delta x \geq h/2 + \tau_0\Delta s \cdot \varepsilon \quad (3.55)$$

Если считать, что средняя энергия в (3.54) это энергетический эквивалент массы частицы: $\varepsilon = mc^2$, и приняв во внимание, что для микрочастиц $\tau_0\Delta s \cdot mc^2 \gg h/2$, формулу (3.54) можно преобразовать к виду:

$$\Delta m/m \geq (\tau_0\Delta s)/\Delta\tau \quad (3.56)$$

Рис. 3.13-А демонстрирует хорошее совпадение данных исследования характеристик частиц и резонансов с неравенством (3.56) в «минимальной» форме при следующих значениях $\tau_0\Delta s$:

Пунктирная прямая 1. $\Delta m/\langle m \rangle = 1,75 \cdot 10^{-25}/\Delta\tau$

Пунктирная прямая 2. $\Delta m/\langle m \rangle = 1,5 \cdot 10^{-16}/\Delta\tau$

Раскрывая в формуле (3.56) (при знаке равенства) значение $\Delta\tau$ в соответствии с (4.47, 3.48), можно получить соотношения, определяющие вариации масс частиц в зависимости от их времени жизни τ :

$$\Delta m/m \propto 1/\tau \quad \text{при } \tau \leq \tau_* \quad (3.57 \quad 4.71)$$

$$\Delta m/m \propto 1/\sqrt{\tau} \quad \text{при } \tau > \tau_* \quad (3.58 \quad 4.72)$$

Рисунок 3.13-В демонстрирует хорошее совпадение экспериментальных данных с формулами (3.57, 3.58) при следующих значениях коэффициентов пропорциональности:

Пунктирная прямая 1. $\Delta m/m = 10^{-25}/\tau$ при $\tau \leq 10^{-12}$ с.

Пунктирная прямая 2. $\Delta m/m = 10^{-9}/\sqrt{\tau}$ при $\tau > 10^{-12}$ с.

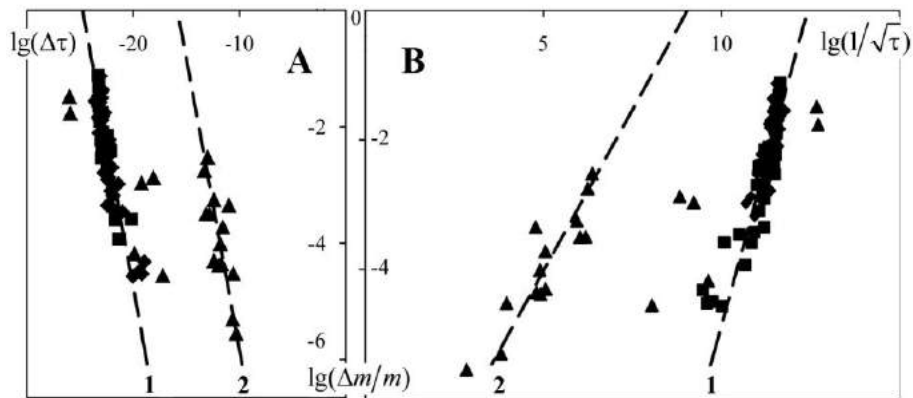


Рис. 3.13. Сравнение соотношений (3.56–3.58) с данными исследования характеристик частиц и резонансов: А. (3.56) – пунктирные прямые 1 и 2; В. (3.57) – пунктирная прямая 1; (3.58) – пунктирная прямая 2.

Для сравнения соотношения (3.54) с экспериментальными данными можно использовать статистику измерения энергий гамма-фотонов, образующихся при распаде радиоактивных изотопов (стр. 1045–1046; табл. 37.2 в [14] см. также¹⁹). Эти экспериментальные данные помимо значений энергии фотонов ε и среднеквадратичных ошибок измерения их энергии $\Delta\varepsilon$, содержат значения периодов полураспада изотопов τ_d .

Для гамма-фотонов $(\tau_0\Delta s) \cdot \varepsilon \gg h/2$ и, кроме того, можно предположить, как это принято в ядерной физике, что неопределенности времен жизни $\Delta\tau$ возбужденных состояний ядер, порождающих излучение, пропорциональны периодам полураспада соответствующих изотопов: $\Delta\tau = k\tau_d$. При этих условиях соотношение (3.54) можно представить в виде:

$$\tau_d \cdot \Delta\varepsilon \geq (\tau_0\Delta s/k) \cdot \varepsilon \quad (3.59)$$

¹⁹ Table of Isotopes. 7th ed. Ed. by C.M. Lederer and V.S. Shirley N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1978. Seelmann-Eggebert W. et al. Nuklidkarte. 5 Auflage, München: Gerbash und Sohn Verlag, 1981.

На рис. 3.14 прямая: $\tau_d \Delta \varepsilon = 95,34 \varepsilon$, соответствующая формуле (3.59) при τ_d (с), ε (MeV) и $\tau_0 \Delta s / k = 95,34$ с/МэВ, демонстрирует удовлетворительное совпадение теории с результатами экспериментального исследования гамма-фотонов (127 измерений) с энергиями от 0,02 до 3,5 МэВ, образующихся при распаде радиоактивных изотопов с периодами полураспада от 15 часов до 1,3 лет.

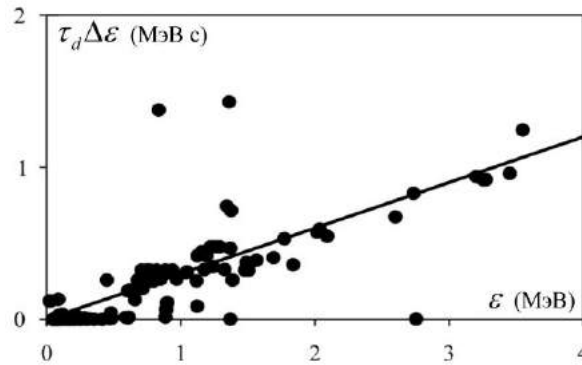


Рис. 3.14. Сравнение соотношения (3.59; сплошная прямая) с данными исследования гамма-фотонов, образующихся при распаде радиоактивных изотопов.

Соотношения неопределенностей (3.51) и (3.54) относятся к метрическим характеристикам фазовых пространств $\{m, \tau\}$ и $\{\varepsilon, \tau\}$. Можно показать, однако, что в статистической физике микромира могут существовать и топологические соотношения неопределенностей.

Топологическое соотношение неопределенностей можно получить, рассмотрев структурированное пространство, состоящее из множества соприкасающихся жестких элементарных кубических ячеек со стороной $a_0 = const$. Физическим образом такого пространства является идеальный кристалл с кубическими элементарными ячейками.

Диагональ жесткой кубической ячейки в N -мерном пространстве определяется соотношением: $d = a_0 \sqrt{N}$, в котором для физического пространства: $N = 3$. Применив релятивистское соотношение $d = c \Delta \tau$, мы можем получить для элементарной ячейки: $\Delta \tau = a_0 / c \cdot \sqrt{N}$. Определив далее величину $\Delta \tau$ из соотношения (3.50), мы получим следующее топологическое соотношение неопределенностей:

$$\Delta \varepsilon \cdot \sqrt{N} \geq hc / 2a_0 \quad (3.60)$$

В это соотношение входит топологическая характеристика физического пространства – его размерность N , которая оказывается зависящей от неопределенности энергии квантового процесса. Значение правой части соотношения (3.60) для кристаллов с кубическими решетками со сторонами порядка 0,5 нм. оказывается умеренным – порядка 1,25 кэВ, что позволит надеяться на то, что эффекты неопределенности размерности физического пространства могут изучаться экспериментально.

При дискретных, квантованных значениях $\Delta \varepsilon$ соотношение (3.60) может рассматриваться как модель физического процесса топологического расслоения пространства (*fibration, fiber bundle*)²⁰. Соотношение (3.60), в частности, показывает, что при экспериментах с малыми неопределенностями энергий интерпретация геометрических структур должна проводиться с

²⁰ Хьюзмоллер, Д. Расслоенные пространства. М.: Мир, 1970. Husemöller, D. Fibre Bundles. Springer Verlag, 1994 ISBN 0-387-94087-1

учетом того, что их свойства симметрии могут и не соответствовать строго 3-мерному вмещающему пространству.

ЛИТЕРАТУРА III

1. Блохинцев Д.И. *Основы квантовой механики*. М. Высш. школа, 1961.
2. *Вероятность и математическая статистика. Энциклопедия*. Гл. ред. Ю.В. Прохоров. М.: Изд. «Большая Российская Энциклопедия», 1999.
3. Емельянов В. М. *Стандартная модель и ее расширения*. М.: Физматлит, 2007. ISBN 978-5-922108-30-0
4. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория)*. Изд. 6-е . : ФИЗМАТЛИТ, 2004.
5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. Ч. I*. Изд. 5-е . : ФИЗМАТЛИТ, 2002.
6. Маделунг Э. *Математический аппарат физики*. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1960.
7. Мандельброт Б. *Фрактальная геометрия природы*. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.
8. Таганов И.Н. *Спираль Времени. Космологическое замедление хода времени*. СПб.: ГеоГраф, 2003. ISBN 5-902211-02-6
9. Таганов И.Н. *Спираль Времени. Космологическое замедление хода времени*. Изд. 2-е испр. и доп. СПб.: ТИН, 2004. ISBN 5-902632-01-3
10. Таганов И.Н. *Квантовая космология. Замедление времени*. СПб.: ТИН, 2008. ISBN 978-5-902632-04-8. Taganov, Igor N. *Quantum Cosmology. Deceleration of Time*. St.-Petersburg.: TIN, 2008. ISBN 978-902632-05-4.
11. Таганов И.Н. *Физика необратимого времени*. – Санкт-Петербург: ТИН, 2014. ISBN 978-5-902632-16-0. Taganov, Igor N. *Irreversible-Time Physics*. – Saint Petersburg: TIN, 2013. ISBN 978-5-902632-12-2.
12. Толмен Р.Ч. *Относительность, термодинамика и космология*. М.: Наука, 1974. Переиздание: URSS, 2009, ISBN 978-5-397-00333-9.
13. Умов Н.А. *Избранные сочинения. Классики естествознания. Математика. Механика. Физика. Астрономия*. (Под ред. чл.-корр. АН СССР проф. А.С. Предводителя), Гостехиздат, М.-Л. 1950.
14. *Физические величины. Справочник*. М., 1991.
15. Loudon, Rodney. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, 2000. ISBN 0-19-850177-3.
16. Review of Particle Physics. Olive, K.A. et al. (Particle Data Group) // (2014) Chin. Phys. C 38, 090001. <http://pdg.lbl.gov/>.