

Нелинейная лазерная спектроскопия.

Крылов Игорь Ратмирович.

Введение.

<http://igor-krylov.ru/> — интернет страница,

<http://igor-krylov.narod.ru/> — интернет страница с назойливой рекламой,

igor-krylov@yandex.ru — электронная почта.

В конце семестра — экзамен; вход-выход свободный; вопросы, замечания, возражения — по ходу лекции.

Литература.

1. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, — М.: Наука, 1975, 280с.

2. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Нелинейная спектроскопия сверхвысокого разрешения, — М.: Наука, 1990, 512с.

3. Попов А. К. Введение в нелинейную спектроскопию, — Новосибирск: Наука, 1983, 274с.

4. Раутиан С. Г., Смирнов Г. П., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул, — Новосибирск, Наука, 1979, 311с.

5. Под ред. Дж. Стейнфелда. Лазерная и когерентная спектроскопия, — М.: Мир, 1982, 632с.

6. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы, — М.: Мир, 1978, 224с.

Отличие от нелинейной оптики — нелинейная лазерная спектроскопия рассматривает явления в разреженных средах (в газах низкого давления) при частоте света близкой к линии поглощения среды, а нелинейная оптика рассматривает явления в оптически плотных средах (твердые тела, жидкости, газ при атмосферном давлении) и в спектральной области прозрачности среды.

Актуальность.

1. Спектры сверхвысокого разрешения для развития приближенных методов решения квантовомеханических задач.

2. Оптические эталоны и промежуточные реперы частоты и длины.

3. Стабилизация частоты генерации лазера и получение стабильного источника света.

4. Исследование межатомных и межмолекулярных взаимодействий по форме стационарных и нестационарных сигналов.

5. Красивые эффекты, подтверждающие квантовую механику.

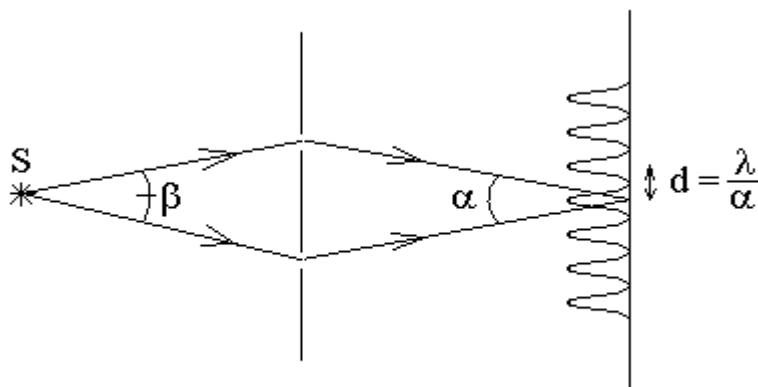
Формализм и ограничения.

Квазиклассическое или полуклассическое приближение, которое состоит в квантовом описании вещества и классическом описании светового поля без вторичного квантования, без квантования поля.

Кое-что о квантовой механике.

Дифракция и интерференция электронов.

Рассмотрим мысленный опыт по интерференции монокинетических электронов (электронов с одинаковыми скоростями) аналогичный опыту Юнга в оптике. Пусть электронный пучок вылетает из электронной пушки и проходит через две щели.



Чтобы интерференционные полосы не были слишком узкими, нужно чтобы скорость электронов была достаточно малой величиной, так как ширина полос $d = \frac{\lambda}{\alpha}$ пропорциональна длине волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{mV}$. В таком случае трудно создать пучок электронов с малым разбросом скоростей.

Тем не менее, опыты по дифракции и интерференции электронов проводятся с 1927 года. В качестве экрана для наблюдения интерференционной картины может быть использован люминесцирующий экран, такой как у аналогового осциллографа. Каждое попадание электрона на люминесцирующий экран сопровождается вспышкой света из соответствующей точки экрана. Для регистрации интерференционной картины люминесцирующий экран можно линзой отобразить на матрицу фотодиодов (как в фотоаппарате).

Интересно, что интерференционные полосы на экране сохраняются при сколь угодно слабом потоке электронов. Поток можно сделать настолько слабым, что электроны заведомо будут лететь по одному. Сохранение интерференционной картины означает, что каждый электрон интерферирует сам с собой, пролетая через оба отверстия.

Как же неделимый электрон пролетает через два отверстия? Может быть, он все же пролетает через одно отверстие? Но если второе отверстие лишнее, то, как объяснить тот факт, что при закрытии второго отверстия интерференционные полосы пропадают.

Значит, каждый электрон пролетает именно через оба отверстия. А можно ли в таком случае за одним отверстием поймать половину электрона? Нет, нельзя. Ловится или один электрон или ни одного.

А нельзя ли за одним из отверстий поставить датчик, который будет регистрировать электрическое поле, пролетающего рядом с датчиком электрона? Можно. Электроны при этом пролетают то через одно, то через другое отверстие, а интерференционная картина отсутствует, так как мы точно знаем, через какое отверстие пролетает каждый электрон.

А что будет, если датчик немного отодвинуть от отверстия в сторону, так чтобы он меньше возмущал пролетающий мимо электрон? Тогда по мере удаления датчика контраст интерференционной картины увеличивается, а надежность регистрации пролетающего мимо электрона уменьшается.

Вывод. Для интерференции электронов за ними нельзя подсматривать. При этом не важно, подсматриваем мы на самом деле, важно только, возможно ли было принципиально подсмотреть или невозможно.

Интерференция более тяжелых частиц. Отражение молекулярного пучка поверхностью кристалла.

Аналогично интерференции электронов на двух отверстиях можно рассмотреть интерференцию протонов на тех же отверстиях. Ширина интерференционных полос равна $d = \frac{\lambda}{\alpha}$, где α — угол, под которым

интерферирующие волны сходятся на экране, $\lambda = \frac{h}{mV}$ — длина волны де

Бройля, m — масса частицы, V — ее скорость. Заметим, что масса протона почти в две тысячи раз больше массы электрона. При прочих равных условия интерференционные полосы для протонов будут в эти же две тысячи раз уже, чем для электронов. Рассмотреть, такую интерференционную картину будет очень трудно.

Чтобы наблюдать интерференцию протонов, они должны иметь в тысячи раз меньшую скорость по сравнению с электронами. Температура квадратично зависит от скорости, то есть протоны должны иметь в миллионы раз меньшую эффективную температуру, чем электроны, для наблюдения той же интерференционной картины.

Наблюдать интерференционную картину трудно, но можно. При малых потоках протонов интерференционная картина сохраняется. Следовательно, каждый протон интерферирует сам с собой, и пролетает через два отверстия в экране.

Аналогично можно наблюдать интерференцию атомов или молекул. Так известны опыты по наблюдению рассеяния молекулярного пучка кристаллом. Молекулярный пучок отражается от поверхности кристалла не зеркально, а имеет характерные дифракционные максимумы.

В соответствии с квантовой механикой должны интерферировать и молекулярные кластеры — группы молекул. Но практическому наблюдению такая интерференция пока не поддается из-за технических трудностей.

Аналогично должны интерферировать песчинки, мячики, кошки и люди.

Как для самого человека выглядит то, что он пролетает через две двери и интерферирует сам с собой? Никак не выглядит. Свет нужно погасить, так как для сохранения интерференции, нельзя подсматривать за процессом пролета через двери. Заметим, что у человека масса еще больше, чем у протона, в результате для наблюдения интерференции потребуются бросать человека с такой малой скоростью, что один пролет через две двери потребует времени в 10^{15} больше времени существования Вселенной.

Эффект Ааронова — Бома.

В эксперименте по интерференции электронов на двух щелях между щелями помести соленоид с осью перпендикулярной предыдущему рисунку. Магнитное поле будет только внутри соленоида, если он достаточно длинный. Электроны пролетают в области, где нет магнитного поля. Изменяя величину магнитного поля в соленоиде, можно сдвигать интерференционные полосы. Интерференционные полосы сдвигаются векторным потенциалом, а не напряженностью магнитного поля.

$$\lambda = \frac{h}{mV} \qquad \lambda = \frac{h}{p + qA}$$

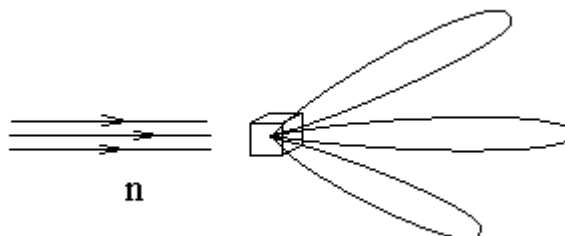
В системе СГС Гаусса: $\lambda = \frac{h}{p + \frac{q}{c}A}$.

Для сравнения в оптике $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$.

Рассеяние нейтронов на кристалле.

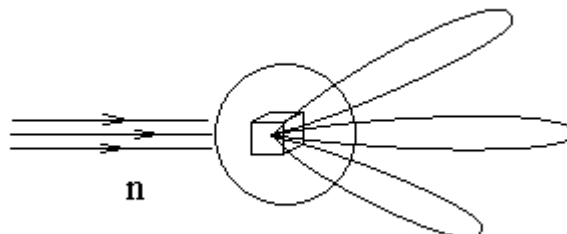
Для интерференции необходимо, чтобы не было принципиальной возможности подсмотреть за процессом. Как это нужно понимать видно из следующего примера.

Есть эксперименты по рассеянию пучка нейтронов на кристалле. Если у ядер атомов кристалла нет спина, то нейтроны рассеиваются всем кристаллом, как объемной дифракционной решеткой. В диаграмме направленности рассеянных электронов образуются дифракционные максимумы для выделенных направлений.



Если у ядер атомов кристалла половинный спин, то при рассеянии нейтронов кроме острых дифракционных максимумов присутствует слабое равномерное рассеяние по всем направлениям. Дело в том, что нейтрон тоже имеет половинный спин. При рассеянии ядро и нейтрон могут поменяться

спинами. В таком случае рассеяние происходит не на всем кристалле, а на ядре одного атома. В системе центра масс рассеяние на точечном объекте имеет практически одинаковую вероятность рассеяния в любом направлении. В результате к диаграмме рассеяния с острыми максимумами (без изменения спина ядра) добавляется диаграмма рассеяния на точечном объекте.



Заметим, что при этом не важно, пытаемся ли мы определить, у какого ядра изменился спин, важно только, что это принципиально возможно. Точнее, то, что появляется слагаемое с равномерным рассеянием по всем направлениям, означает, что обнаружить ядро атома, на котором произошло рассеяние нейтрона с поворотом спина ядра, принципиально возможно.

Кошка в черном ящике (кот Шредингера).

Рассмотрим мысленный опыт.

Пусть в нашем распоряжении есть абсолютно черный ящик, который обладает тем свойством, что из него наружу не поступает абсолютно никакая информация. Пусть в этот ящик помещена живая кошка. Кроме кошки в ящик помещают взрывное устройство с некоторым спусковым механизмом. Спусковой механизм включается с помощью радиоактивного элемента, испускающего α -частицы, которые регистрируются приемником α -частиц. Электронная схема приемника включает взрывное устройство. Взрывное устройство и живую кошку закрывают в черном ящике.

Через некоторое время ящик хотят открыть. Пусть за это время счетчик α -частиц должен был сработать с вероятностью $1/2$. Тогда с вероятностью $1/2$ в ящике находится живая довольная жизнью кошка, и с вероятностью $1/2$ кошка мертва, да так мертва, что от нее практически ничего не осталось. Если из ящика принципиально не выходит никакой информации, то в соответствии с общепризнанной копенгагенской интерпретацией кошка внутри ящика перед его открытием находится в суперпозиционном состоянии живой и дохлой кошки. Макроскопические кубиты, например, могут же находиться в суперпозиционном состоянии.

С точки зрения теории спонтанной редукции Гирарди, Римини и Вебера (ГРВ) кошка — макроскопический объект и поэтому находится в одном из двух состояний, и никакой суперпозиции нет. Согласно ГРВ вероятность спонтанной редукции в единицу времени $\frac{N}{\tau}$, где N — число взаимодействующих частиц,

τ — универсальная константа $\tau \approx 10^{15}$ сек. Приверженцы этой теории находятся в меньшинстве.

Хью Эверетт, Стивен Вайнберг. Параллельные Вселенные.

Самый интересный вопрос: как это суперпозиционное состояние выглядит с точки зрения самой кошки?

Проблема кошки в черном ящике соприкасается с проблемой необходимости макроскопического прибора для квантовых измерений.

Где проходит граница размера прибора, при котором прибор становится макроскопическим? Согласно Хью Эверетту такой границы нет, не бывает никакого измерения квантового объекта с помощью макроскопического прибора, квантовый объект всегда остается в суперпозиционном состоянии, в результате вся Вселенная оказывается в суперпозиционном состоянии с одной волновой функцией. Такой же точки зрения придерживается, в частности, Стивен Вайнберг — один из лауреатов нобелевской премии 1979 года за объединение электрического и слабого взаимодействий в электрослабое взаимодействие. Если прибор вместе с наблюдателем оказываются внутри квантовой системы описываемой волновой функцией, то согласно Эверетту внутренний наблюдатель не может видеть своего суперпозиционного состояния, поэтому наблюдатель видит только одну реализацию. Так если бы кошка из предыдущих рассуждений оказалась в суперпозиционном состоянии живой и дохлой кошки, то сама кошка воспринимала бы себя в одном из этих двух состояний, а суперпозицию состояний кошки может обнаружить только внешний наблюдатель. С точки зрения внешнего наблюдателя внутренний наблюдатель (кошка) и измеряемый квантовый объект находятся сразу во всех возможных состояниях. Воспринимаемое нами, как внутренним наблюдателем, состояние любого прибора в этом смысле субъективно. Тогда с нашей субъективной точки зрения где-то в "параллельной Вселенной" реализуется другое состояние прибора и объекта, которые нужны для правильного суперпозиционного описания явления только внешнему наблюдателю.

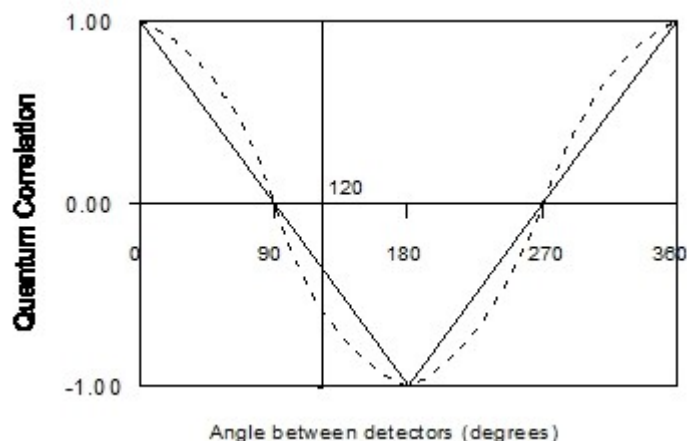
Парадокс Эйнштейна, Подольского, Розена (ЭПР). Перепутанные состояния. Точное измерение импульса и координаты.

Первая часть парадокса морально устарела и парадоксом не является. Смысл первой части состоит в следующем. Пусть, например, при распаде частицы с нулевым импульсом на две части образуются две частицы с неизвестными импульсами. Измерим для первой частицы импульс, а для второй — координату. Производя измерение некоторой проекции импульса p_x первой частицы, мы автоматически узнаем значение проекции импульса p_x второй частицы, не измеряя его. Тогда, измеряя положение x второй частицы, мы одновременно узнаем для нее проекцию импульса и координату, что противоречит соотношению неопределенности Гейзенберга $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$.

Решение первой части парадокса состоит в том, что измерение проекции импульса первой частицы и измерение координаты второй частицы невозможно выполнить одновременно. Эта невозможность определяется другим соотношением неопределенности Гейзенберга $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$. Если же мы признаем, что измерения проекции импульса первой частицы и координаты второй были произведены последовательно, а не одновременно, то никакого противоречия с соотношением неопределенности $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ для одновременного измерения Δx и Δp_x не будет. Поочередно величины Δx и Δp_x можно измерять с любой точностью.

Вторая часть парадокса ЭПР связана с проблемой локальности квантовых объектов. Могут ли разные части объекта, находящегося в суперпозиционном состоянии, в то же время располагаться на сколь угодно большом расстоянии друг от друга? Копенгагенская интерпретация — да. Статистическая трактовка — нет. В копенгагенской интерпретации (сегодня это общепризнанная интерпретация квантовой механики) два объекта на большом расстоянии могут описываться общей волновой функцией — это так называемые перепутанные (спутанные) состояния. При этом измерения над одной частью объекта приводят к коллапсу волновой функции одновременно для обеих частей объекта независимо от расстояния между ними. В статистической трактовке две части объекта разлетаются, и каждый из частей описывается своей волновой функцией. Измерение, проведенное над одной частью объекта, приводит к коллапсу только ее волновой функции, оставляя волновую функцию другой части объекта неизменной.

Опыты Штерна — Герлаха. Распад частицы с нулевым спином на две частицы со спином 1/2.



По горизонтали отложен угол между направлениями измерения проекции спина двух приборов Штерна — Герлаха.

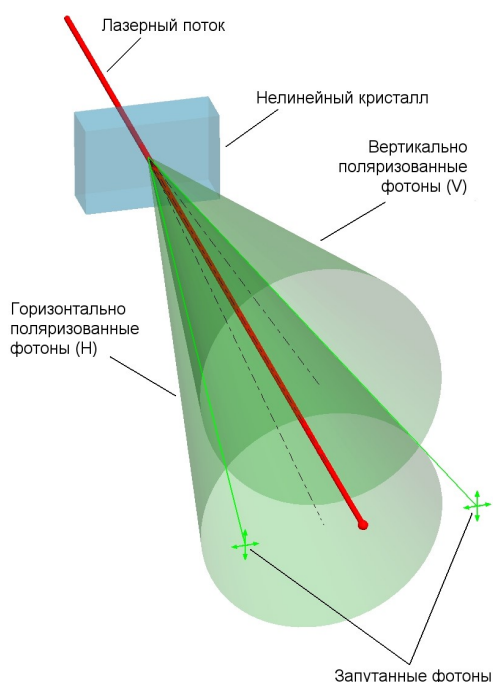
Коэффициент корреляции величин x и y по определению равен

$$\rho = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \frac{x_i - \langle x \rangle}{\sigma_x} \cdot \frac{y_i - \langle y \rangle}{\sigma_y}.$$

Локальный реализм — сплошная линия, перепутанные состояния — пунктирная (косинус угла, $P(\vec{a}, \vec{b}) = -(\vec{a}, \vec{b})$, где единичные векторы направления детектора). На основе неравенства графиков сформулированы неравенства Белла. Локальный реализм — это предположение, что излучаются частицы с противоположными спинами каждый раз на какое-то конкретное направление.

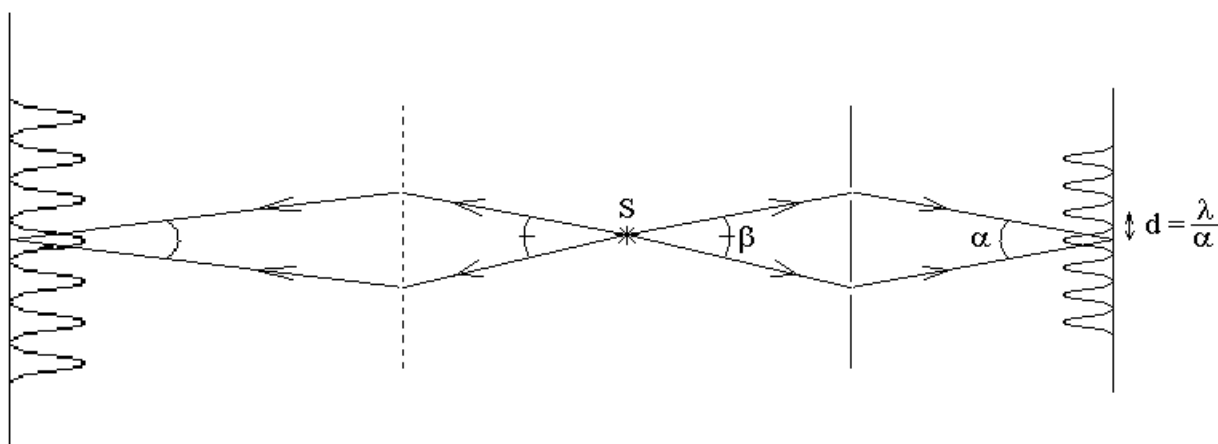
Перепутанные состояния фотонов.

Генерация пары перепутанных фотонов в результате спонтанного параметрического рассеяния на нелинейном кристалле.

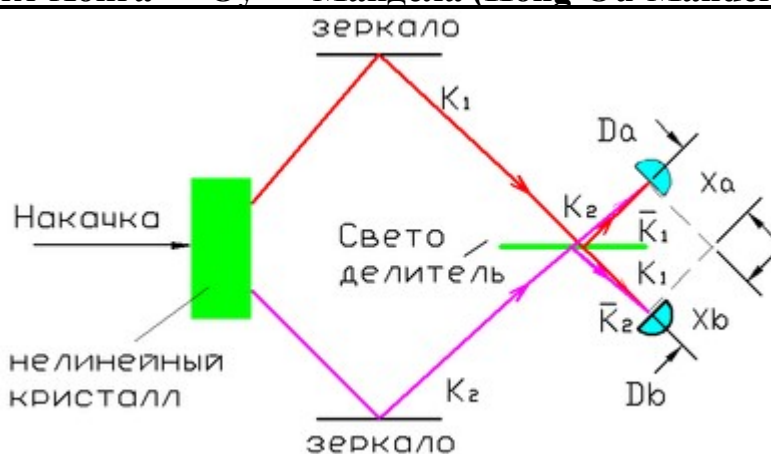


Для одних кристаллов генерируется пара фотонов одинаковой поляризации — это синхронизм первого типа, для других кристаллов генерируется пара фотонов ортогональной поляризации — это синхронизм второго типа.

Поставим на пути одного из запутанных фотонов проволоку и получим интерференцию двух волн обходящих проволоку слева и справа. Далее проще рассматривать интерференцию на двух щелях. Пусть один из запутанных фотонов пролетает через две щели. Тогда для второго фотона наблюдается интерференционная картина.

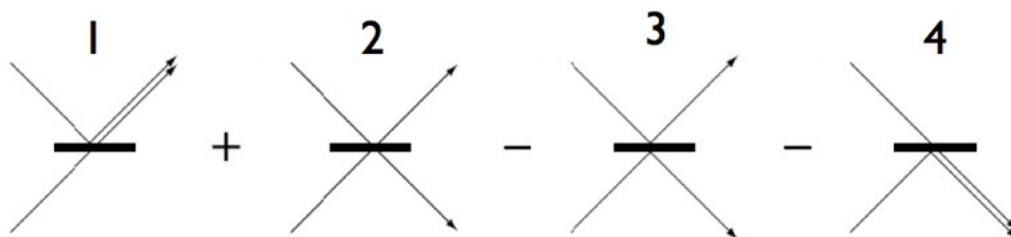


Эффект Хонга — Оу — Мандела (Hong-Ou-Mandel effect).



Два перепутанных фотона одинаковой поляризации летят только в один и тот же приемник света, все равно в какой.

С классической точки зрения два фотона могут быть синфазны в сторону одного приемника, тогда они попадают в этот приемник с вероятностью 100%, а в другой приемник они в противофазе и попадают в него с вероятностью 0%. Если же один из фотонов предварительно сдвинуть по фазе на π , то два фотона попадут в другой приемник с вероятностью 100%. В эффекте Хонга — Оу — Мандела предварительный сдвиг по фазе одного из фотонов на π ничего не изменяет. Два фотона с вероятностью 50% попадают в один приемник и с вероятностью 50% — в другой. Интерференция более высокого уровня.



Квантовая коммуникация быстрее скорости света.

Википедия -> Квантовая запутанность -> Квантовая коммуникация.

Среди вариантов квантовой коммуникации есть теоретический вариант коммуникации быстрее скорости света.

Два перепутанных кота Шредингера, перепутанных так, что если один мертв, то другой жив. Можно приоткрыть крышку одного ящика, и, если подсмотренная волновая функция не устраивает, то закрыть крышку обратно так, что восстановить суперпозиционное состояние кота. Можно приоткрывать крышку до тех пор, пока не появится нужное состояние.

Ниже приведена ссылка на работу, в которой слегка подсматривают за суперпозиционным состоянием кубита и, если результат подсматривания не нравится, то возвращают кубит в прежнее суперпозиционное состояние. Можно подсматривать до тех пор, пока не удастся подсмотреть состояние, которое нравится. Возникает возможность сформировать нужное состояние из суперпозиционного состояния.

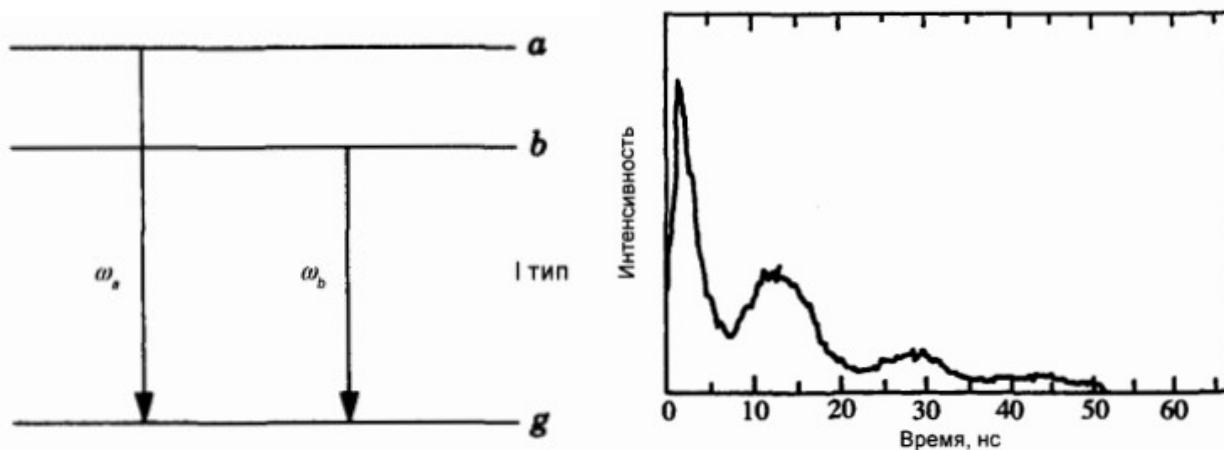
Korotkov A. N., Jordan A. N. Undoing a Weak Quantum Measurement of a Solid-State Qubit // Physical Review Letters. 2006. Т.97, Iss.16. — doi:10.1103/PhysRevLett.97.166805.

Можно сформировать нужное состояние, а у перепутанного кота на любом удалении мгновенно получится противоположное состояние. Таким образом можно передать информацию на любое расстояние с бесконечной скоростью.

Квантовые биения с расщепленным верхним уровнем. Отсутствие квантовых биений с расщепленным нижним уровнем. Квантовые биения с расщепленным нижним уровнем.

Короткий импульсный разряд в газе и наблюдение зависимости интенсивности излучения от времени после разряда.

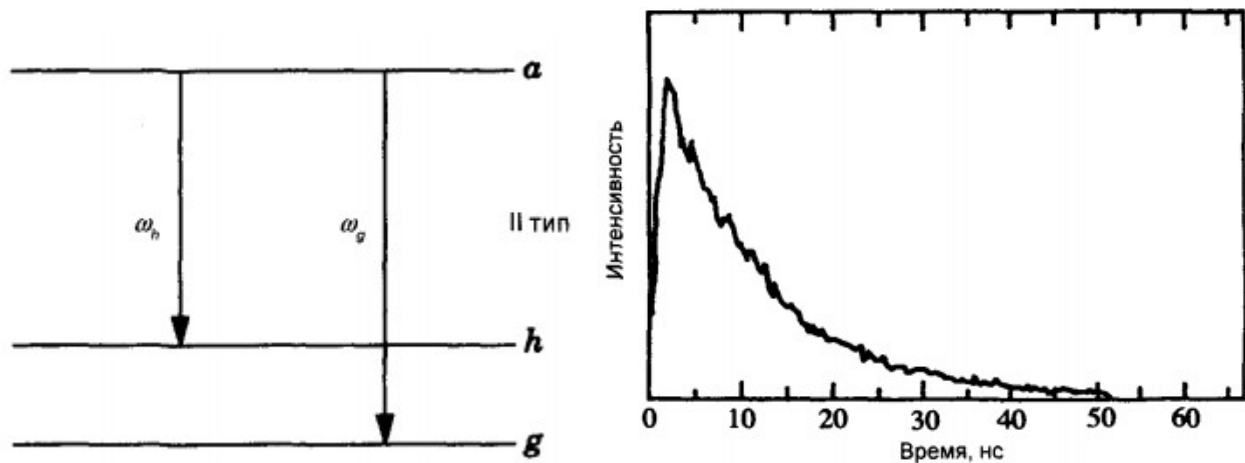
Расщепленный верхний уровень.



Е. Б. Александров «Биения в люминесценции при импульсном возбуждении когерентных состояний» // Оптика и спектроскопия. 1964. Т. 17. С. 957–960.

Е. Б. Александров «Оптические проявления интерференции невырожденных атомных состояний» // Успехи физических наук. 1972. Т. 107. С. 595–622.

Расщепленный нижний уровень — квантовых биений нет.

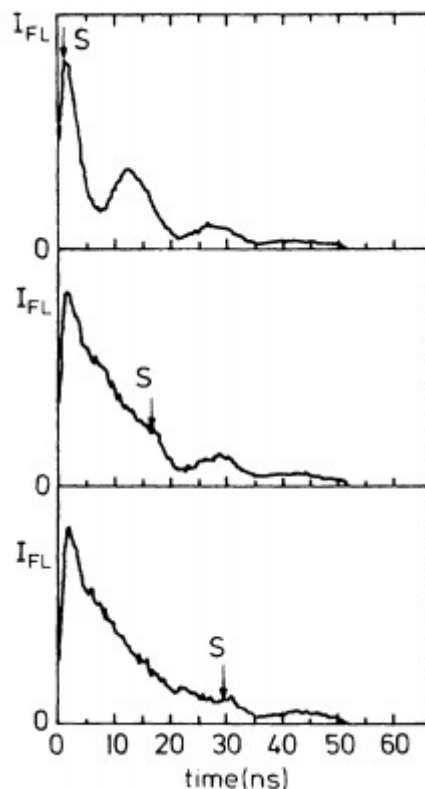


Но, если несколько изменить условия эксперимента, квантовые биения с расщепленным нижним уровнем энергии наблюдаются.

Дж. Гринштейн, А. Зайонц. Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. Изд. дом Интеллект 2008г. С.246-249.

Hellmuth T., Walther H., Zajonc A. and Schleich W. Delayed-choice experiments in quantum interference // Phys. Rev. A. V.35. No.6. P.2532-2541. 1987.

$$\psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_g + e^{i\theta}\psi_h) \quad \psi_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_g - e^{i\theta}\psi_h)$$



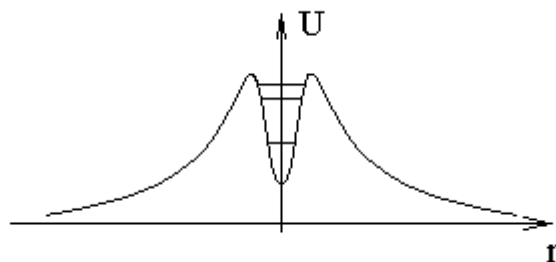
Можно подобрать такой световой импульс S , который переводит атомы из суперпозиционного нижнего состояния ψ_+ в чистое нижнее состояние ψ_g , а из состояния ψ_- в состояние ψ_h . В эксперименте, начиная с момента светового импульса S , начинаются квантовые биения.

Квантовое туннелирование. α -распад атомного ядра.

Туннелирование — квантовый переход через потенциальный барьер, через состояние для которого недостаточно энергии.

Пример — α -распад атомного ядра.

Зависимость потенциальной энергии α -частицы от расстояния до центра атомного ядра имеет вид потенциальной ямы с центром в центре ядра. По бокам ямы — потенциальный барьер, за границами которого потенциальная энергия спадает до уровня ниже, чем в центре потенциальной ямы.



Возможные уровни полной энергии α -частицы внутри потенциальной ямы изображены на рисунке горизонтальными отрезками. Эти уровни имеют энергию ниже высоты потенциального барьера и по законам классической физики, находясь на любом из таких уровней энергии, α -частица не может вылететь за пределы потенциальной ямы. По законам квантовой механики, постоянно ударяясь о стенку потенциального барьера, α -частица рано или поздно обязательно пролетит через барьер и окажется снаружи потенциальной ямы. В этом и состоит α -распад атомного ядра. Чтобы вероятность α -распада была заметной нужно, чтобы потенциальный барьер был невысоким и узким.

Таким образом, квантовая механика позволяет квантовым объектам изредка проходить через невозможные промежуточные состояния.

Интересен вопрос, можно ли обнаружить α -частицу в тот момент, когда она преодолевает потенциальный барьер и имеет координаты, соответствующие потенциальной энергии большей, чем ее полная энергия?

Оказывается, что можно, но для этого необходимо, чтобы барьер был очень узким. Если барьер недостаточно узкий, то для случайного попадания частицы в соответствующую область пространства не хватит времени существования Вселенной.

При попытке любым способом поймать частицу на малом отрезке Δx внутри узкого барьера, частице сообщается неопределенный импульс такой,

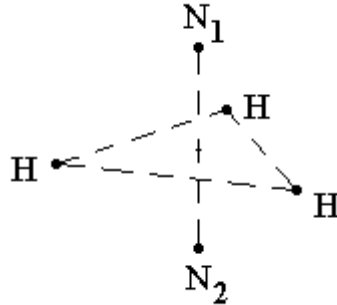
что $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ в соответствии с соотношением неопределенности

Гейзенберга. Большая неопределенность импульса означает большую величину среднего квадрата импульса и, следовательно, большую энергию. То есть, в процессе измерения координаты α -частицы ей сообщается неопределенная энергия, которой в сумме со своей полной энергией достаточно для нахождения α -частицы в месте потенциального барьера с потенциальной энергией большей, чем полная энергия α -частицы до измерения.

Молекула аммиака.

Преодоление потенциального барьера между симметрично расположенными потенциальными ямами приводит к удвоению уровней энергии.

Рассмотрим молекулу аммиака NH_3 .



Атом азота имеет два возможных устойчивых положения равновесия N_1 и N_2 . Одно из них находится над плоскостью треугольника из атомов водорода, другое — под плоскостью. Электроны смещаются от водородов к азоту, и молекула имеет дипольный момент.

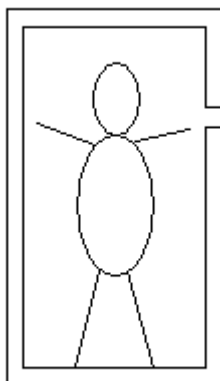
Атом азота совершает туннельные переходы между этими двумя состояниями. При этом дипольный момент молекулы осциллирует и излучает энергию. Следовательно, если аккуратно собрать молекулу так, чтобы атом азота оказался с одной стороны, а затем отпустить атомы, то дипольный момент молекулы будет осциллировать и излучать энергию. Если молекула не излучает, то оказывается, что в каждом квантовом состоянии молекулы с определенным значением энергии атом азота одновременно находится и над и под плоскостью треугольника. То есть волновая функция состояния с определенной энергией — это суперпозиция волновых функций состояния атома азота над плоскостью и атома азота под плоскостью треугольника. Волновые функции над и под плоскостью атомов водорода можно сложить или вычесть друг из друга, в результате получается симметричная или антисимметричная волновая функция молекулы аммиака. Разность энергий ΔE между состояниями с симметричной и антисимметричной волновыми функциями очень мала. Частота ν перехода между этими двумя уровнями равна частоте туннельных переходов атома азота через плоскость треугольника

$$\Delta E = h\nu \quad \text{и} \quad \nu = 23.79 \text{ ГГц}.$$

Аналогичное расщепление уровней энергии, связанное с квантовым туннелированием электронов, происходит в твердом теле. В результате туннелирования электронов от потенциальной ямы одного атома к потенциальной яме соседнего атома образуются энергетические зоны вместо каждого уровня энергии уединенного атома. Число подуровней энергии в каждой зоне равно числу атомов в твердом теле.

С точки зрения квантовой механики туннелирование происходит через любой потенциальный барьер. Так, если человек находится в замкнутой камере,

в которой есть окно размером с кулак, то человек рано или поздно совершит туннельный переход через это окно и окажется снаружи камеры.

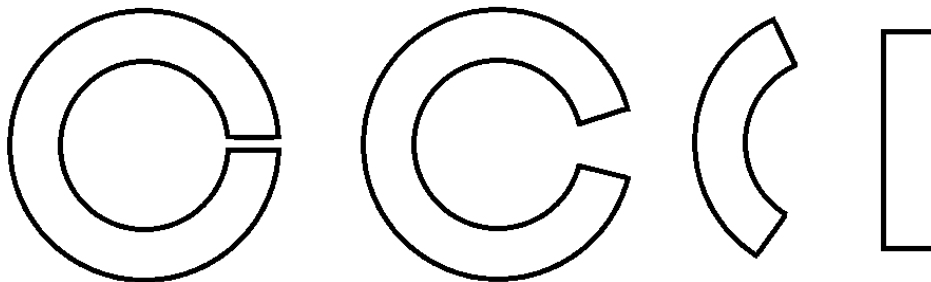


Естественно, что ждать такого события придется гораздо дольше времени существования Вселенной.

Супертонкая структура уровней молекул SF₆ и SiF₄:

Такое же расщепление уровней энергии происходит в спектрах высокосимметричных молекул, таких как SF₆ и SiF₄. Расщепление уровней энергии происходит в результате туннелирования между состояниями вращения вокруг эквивалентных осей симметрии молекулы. Это расщепление наблюдается методами нелинейной лазерной спектроскопии и проявляется в спектре насыщенного поглощения в виде тесных спектральных кластеров.

Нанооптика.



В системе СИ:

$$\frac{L_f I^2}{2} = \int_{V=\infty} \frac{(\vec{B}, \vec{H})}{2} dV$$

$$W = \frac{L_f I^2}{2} + n_e V \frac{m_e v^2}{2}$$

$$\frac{Q^2}{2C} = \int_{V=\infty} \frac{(\vec{D}, \vec{E})}{2} dV \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$\frac{L_k I^2}{2} = n_e V \frac{m_e v^2}{2}$$

В системе СГС Гаусса:

$$\frac{L_f I^2}{2c^2} = \int_{V=\infty} \frac{(\vec{B}, \vec{H})}{8\pi} dV \quad \frac{Q^2}{2C} = \int_{V=\infty} \frac{(\vec{D}, \vec{E})}{8\pi} dV \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$W = \frac{L_f I^2}{2c^2} + n_e V \frac{m_e v^2}{2} \quad \frac{L_k I^2}{2c^2} = n_e V \frac{m_e v^2}{2}$$

Если l — какой-нибудь линейный размер антенны, то $L_f \sim l$, $C \sim l$,

$$L_k \sim \frac{1}{l}.$$