

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

**ОПТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ\*)***М.-А. Бушья, Л. Потье*

Недавно проделанные оптические эксперименты продемонстрировали, что возможны ситуации, в которых зеркальная симметрия в стабильных атомах нарушается в процессе поглощения света. Эти результаты, которые противоречат квантовой электродинамике, подтверждают теорию объединения электромагнитных и слабых сил. Интерпретация этих экспериментальных результатов основана на обменах слабыми нейтральными  $Z^0$ -бозонами электронов и ядра атома. Результаты, полученные из экспериментов при низких энергиях, отличаются от результатов экспериментов высоких энергий, но дополняют друг друга. Чувствительные эксперименты в простом, надежно рассчитываемом атоме находятся в количественном согласии со стандартной теорией электрослабых взаимодействий и налагают сильные ограничения на альтернативные модели. Достижение достаточной точности в экспериментах и вычислениях слабых радиационных поправок с целью их обнаружения является сегодня вызовом экспериментаторам и теоретикам.

Посмотрим на зеркальные перестановки правых и левых ориентаций. Многие физические процессы, даже если наблюдать их отраженными в зеркале, все еще подчиняются законам реального физического мира. Говорят, что такие процессы сохраняют четность. В так называемых слабых взаимодействиях (таких, как  $\beta$ -распад), однако, зеркальная симметрия не сохраняется. Принято говорить, что слабые взаимодействия, которые, таким образом, обнаруживают право-левую асимметрию, нарушают четность<sup>1,2</sup>.

Недавние оптические эксперименты продемонстрировали, что возможны ситуации, когда небольшое нарушение четности происходит в процессе поглощения света атомами<sup>3</sup>. Поскольку поглощение света — электромагнитный процесс, традиционно ожидалось, что он должен сохранять четность. Поэтому нарушение четности при поглощении света, как бы мало оно ни было, — поразительное явление.

Это открытие нарушения четности в атомном процессе не было неожиданным. Напротив, оно было результатом многолетних усилий экспериментаторов. После появления объединенных теорий электромагнитных и слабых сил — революции в физике в начале 70-х годов — были задуманы многочисленные эксперименты для того, чтобы проверить новые теории, выбрать из них правильную и измерить включенные в нее фундаментальные константы. Исследование нарушения четности при поглощении света было одним из таких экспериментов.

Наблюдение крайне слабых эффектов нарушения четности в атомах потребовало не только многих усилий, но также специальных условий эксперимента: использования тяжелых атомов из-за быстрого увеличения эффектов с ростом атомного номера и выбора необычных атомных переходов.

\*) Bouchiat M.-A., Pottier L. Optical Experiments and Weak Interactions/Science. 5 December 1986. V. 234. P. 1203—1210.— Перевод А. Д. Миронова.

Мари-Анн Бушья и Лионель Потье — исследовательские директора Национального Центра научных исследований, Франция. Настоящая работа выполнена в лаборатории спектроскопии им. Герца Высшей Нормальной школы, Париж.

© Science 1986

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1988

В некоторых случаях, чтобы исследуемые тонкие эффекты слабых взаимодействий не подавлялись целиком электромагнитными, выбирались сильно запрещенные переходы. Характерная длина поглощения таких слабых переходов в реальных условиях — миллион километров.

Слабые взаимодействия, нарушающие четность, не приводят к появлению электрического дипольного момента в атоме. Только в процессе поглощения или излучения света атом может приобрести электрический дипольный момент, который нарушает зеркальную симметрию. При этом нарушающий четность дипольный переход может быть изучен количественно с помощью исследований его в двух экспериментальных конфигурациях с правой ориентацией и с левой, симметричных по отношению к некоторой плоскости (зеркалу), с последующим измерением право-левой асимметрии по влиянию, которое она оказывает на некоторые физические величины в конечном состоянии. Наиболее трудный этап эксперимента состоит в устранении систематических эффектов с помощью уменьшения приборных ошибок обращения ориентации.

Некоторые исследователи наблюдали право-левую асимметрию при поглощении света тяжелыми атомами<sup>3</sup>. К примеру, в цезии асимметрия определена теперь с точностью 7 %, а вычислена с точностью, лучшей, чем 5 %, благодаря простой (моновалентной) структуре этого атома<sup>4</sup>. Согласие эксперимента и теории обеспечивает количественный тест стандартной электрослабой модели — именно, современной объединенной теории электромагнитных и слабых сил — в случае электрон-нуклонного взаимодействия. Количественное подтверждение нарушения зеркальной симметрии в низкоэнергетических экспериментах только дополняет результаты экспериментов при высоких энергиях из-за огромной разницы в передаче импульса (типичные передачи от 1 до 10 МэВ/с в тяжелых атомах нужно сравнивать с 1—100 ГэВ/с в экспериментах при высоких энергиях,  $c$  — скорость света). Физика в этих двух областях энергий оказывается различной и дает почти ортогональные комбинации двух существенных фундаментальных констант, так называемых «слабых зарядов», которые характеризуют слабое взаимодействие электрона с протоном или нейтроном. Эксперименты по нарушению четности в атомах, таким образом, налагают сильные ограничения на альтернативные теории, которые были предложены недавно в надежде обобщить объединение взаимодействий так, чтобы включить в него сильные и гравитационные силы.

#### ПРОТИВ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В ПОЛЬЗУ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

Стандартная электрослабая теория является обобщением квантовой электродинамики (КЭД), квантовомеханической теории электромагнитных взаимодействий. Предположение о том, что существуют слабые силы в стабильных атомах, и, как следствие, о нарушении четности в них — аспект электрослабой теории, отсутствующий в КЭД. Это объясняет, почему нарушение четности в атомах было предложено в качестве проверки для электрослабой теории.

КЭД — определенно наилучшим образом обоснованная и наиболее тщательно проверенная физическая теория. Были проделаны бесчисленные экспериментальные проверки — всегда успешно; в некоторых случаях точность согласия между экспериментом и теорией достигает  $10^{-11}$ . Но, несмотря на это, крошечное нарушение четности, наблюдаемое в атомах, невозможно примирить с КЭД. Это — не вопрос усовершенствования вычислений или измерений. Нарушение зеркальной симметрии просто несовместимо с основополагающими гипотезами КЭД. Таким образом, само существование нарушения четности в атомах свидетельствует о необходимости расширенной теории. Вдобавок, имеются серьезные признаки того, что это нарушение четности

свидетельствует о слабом электрон-нуклонном взаимодействии, предсказанном электрослабой теорией.

Во времена Ферми вопрос исследования слабых взаимодействий в процессе поглощения света атомами не возникал по двум основным причинам. Во-первых, слабые взаимодействия ассоциировались с процессами распада (такими, как  $\beta$ -распад или К-захват), а в стабильных атомах таких процессов нет. Во-вторых, слабые взаимодействия имеют крайне короткий радиус действия по сравнению с атомными размерами (примерно в  $10^7$  раз меньший). Таким образом, ни количественно, ни даже качественно в то время нельзя было себе представить, как слабые взаимодействия могли бы влиять на атомные свойства.

В начале 70-х годов 'т Хоофт показал <sup>5</sup>, что электрослабая теория Глэшоу, Вайнберга и Салама <sup>6</sup> может рассматриваться в рамках теории возмущений математически согласованно в любом ее порядке. Одно существенное предсказание этой теории — существование слабых взаимодействий нового типа, которые сохраняют электрический заряд (так же как все внутренние квантовые числа) каждой взаимодействующей частицы. Так взаимодействуют электрон и нуклоны (протон или нейтрон) атома. В отличие от слабых  $\beta$ -распадных взаимодействий, это взаимодействие может сохранять целостность атомного ядра и представлено в любом стабильном атоме.

Электрослабая теория обобщает КЭД в рамках так называемых калибровочных теорий, в которых взаимодействие между двумя частицами происходит через обмен «калибровочными бозонами» со спином 1 <sup>5</sup>. Например, электромагнитные взаимодействия обязаны обмену фотонами — наиболее известными калибровочными бозонами. Поскольку фотоны электрически нейтральны, заряды (и основные свойства) двух взаимодействующих частиц остаются неизменными. Слабые взаимодействия нового типа также сохраняют заряды взаимодействующих частиц, и переносящий их бозон, называемый  $Z^0$ , также нейтрален. Следовательно, эти новые слабые взаимодействия классифицируются как взаимодействия слабых нейтральных токов.

Хорошо известно, что обмен двух частиц бозоном массы  $M$  связан с взаимодействием между этими частицами, имеющим характерный радиус действия  $\hbar/Mc$  ( $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ). Так как фотон имеет нулевую массу, электромагнитное взаимодействие имеет бесконечный радиус. Ввиду исключительного короткодействия слабых взаимодействий было предсказано, что  $Z^0$ -бозон должен быть крайне массивным. Это подтвердилось в 1983 г. после его открытия в протон-антипротонном коллайдере в Европейском Центре Ядерных Исследований (ЦЕРН). Масса  $Z^0$ , около 100 протонных масс, соответствует радиусу взаимодействия, приблизительно в  $10^7$  раз меньшему типичных атомных размеров.

Ожидалось, что, подобно слабым взаимодействиям того типа, который был известен ранее, взаимодействия слабых нейтральных токов нарушают четность, и поэтому следует ожидать нарушения четности также и в стабильных атомах. Казалось, что крайняя малость оцененных эффектов препятствует экспериментальной проверке <sup>7</sup>, но в 1973 г. было предсказано, что величина эффектов, нарушающих четность, растет немного быстрее, чем куб атомного числа  $Z$  <sup>8</sup>. Возможность наблюдения слабых нейтральных токов в тяжелых атомах посредством нарушения зеркальной симметрии воскресила надежды исследователей <sup>9</sup>. Вскоре после начала первых экспериментов с атомами слабые нейтральные токи наблюдались в нейтринных экспериментах в ЦЕРНе <sup>10</sup>.

#### НАРУШЕНИЕ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Как обсуждалось выше, сохранение четности можно проверить в эксперименте с двумя ориентированными конфигурациями, которые являются зеркальными образами друг друга. Если два результата также являются

симметричными по отношению друг к другу, четность сохраняется. Четность нарушается в меру измеренной право-левой асимметрии.

В одной группе экспериментов<sup>11-15</sup> нарушение четности было доказано существованием разницы коэффициентов преломления для правой и левой циркулярных поляризаций вблизи подходящим образом подобранных атомных переходов<sup>16</sup>. Были выполнены эксперименты с линейной поляризацией (а именно, когерентной суперпозицией правой и левой циркулярных поляризаций). Разница показателей преломления была обнаружена по вращению плоскости поляризации при распространении светового пучка в атомных парах — эффект, называемый спонтанным оптическим вращением в парах атомов. Вращения, наблюдавшиеся в висмуте и в свинце, были крайне малы:

около  $10^{-7}$  рад на 1 м плотных атомных паров. Таким образом, необходимы были значительные усилия, чтобы отделить истинный сигнал от ложных эффектов, вызванных оптическими дефектами<sup>3,13,17</sup>.

В другой группе экспериментов право-левая асимметрия была увеличена с помощью одновременного использования нескольких стратегий. В первых, были выбраны сильно запрещенные переходы — те, чья (электромагнитная) амплитуда необычно мала. Хотя вклад слабых взаимодействий все

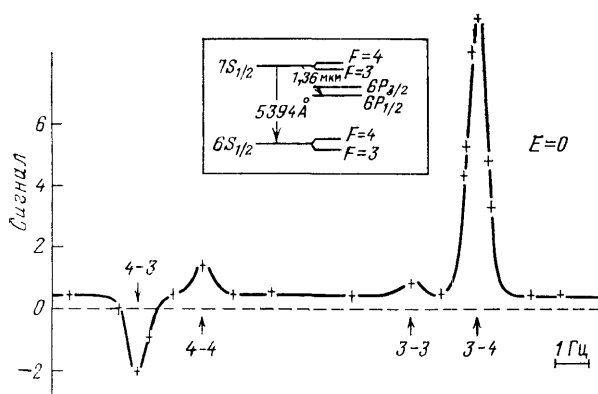


Рис. 1. Сверхтонкая структура сильно запрещенного  $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ -перехода, наблюдаемого в отсутствие электрического поля<sup>18</sup>.

Падающий пучок циркулярно поляризован. Изображенный на графике сигнал пропорционален электронной поляризации  $7S$ -состояния. На вставке — уровни энергии цезия, с которыми работают в экспериментах по нарушению четности (не в масштабе)

еще много меньше, чем остаточный электромагнитный вклад, он, таким образом, менее сильно подавлен. Переходы, связывающие (населенное) основное состояние с возбужденным состоянием, которое отличается только радиальным квантовым числом — например,  $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ -переход в цезии или  $6P_{1/2} - 7P_{1/2}$ -переход в таллии — представляли особый интерес<sup>8</sup>. Здесь две радиальные волновые функции ортогональны, и амплитуда перехода зануляется в первом приближении, так что вклад дают только малые релятивистские эффекты. К примеру,  $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ -переход в цезии так слаб, что, если бы  $7S$ -состояние могло распадаться только через этот переход, его время жизни должно было бы быть 12 дней. Время жизни в действительности 50 нс, так как распад идет по другим каналам (рис. 1, вставка), так что запрещенный переход не может наблюдаться в излучении. После нескольких лет усилий его наблюдали с помощью возбуждения паров цезия интенсивным резонансным лазерным пучком с детектированием флуоресцентного света, излученного на большей длине волны в  $7S - 6P$ -распаде (см. рис. 1, вставка). Этот метод вместе с использованием поляризованного света как для возбуждения, так и для детектирования привел в результате к характерному сигналу, существенно превышающему фоновый уровень и уровень шума (см. рис. 1)<sup>18</sup>.

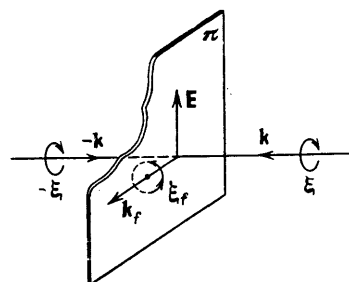
Вторым преимуществом использования сильно запрещенных переходов является возможность применения так называемой техники штарковской интерференции. Из-за того, что переход столь слаб, достаточно маленького постоянного электрического поля (100 В/см), чтобы создать амплитуду нового перехода, которая будет полностью доминировать над амплитудой спонтанного излучения. Эта штарковская амплитуда смешивается с крошечной

амплитудой перехода, которая обязана искомому слабому взаимодействию. Интерференционный член, который обнаруживает нарушение четности слабого взаимодействия, пропорционален приложенному электрическому полю, чья величина и знак могут меняться. Это помогает различить соответствующий сигнал и обрезать шум детектора. В этом отношении техника штарковской интерференции напоминает гетеродинное детектирование<sup>19</sup>.

На практике право-левые асимметрии, наблюдаемые в сильно запрещенных переходах, могут быть в 100 раз больше наблюдаемых в экспериментах по оптическому вращению (ценой больших времен экспозиции). Это делает первый способ менее уязвимым для систематических ошибок.

Рис. 2. Нарушение четности в экспериментах по штарк-оптической накачке.

$E$  — электрическое поле,  $\xi k$  — момент импульса падающих фотонов, распространяющихся в противоположных направлениях. Симметрия эксперимента по отношению к плоскости нарушается результатом — ненулевой циркулярной поляризацией  $\xi_f$  флуоресцентных фотонов, которые испускаются в направлении  $k_f$ , перпендикулярном  $E$  и пучку



Было выполнено несколько экспериментов такого типа. Первые два<sup>20,21</sup>, называемые экспериментами по штарк-оптической накачке<sup>22</sup>, были основаны на сходной концепции. Она состоит в выборе поляризаций как резонансного света, который возбуждает переход, так и флуоресцентного, контролируемого детектором. Например, в эксперименте с цезием атомы возбуждаются двумя циркулярно поляризованными, распространяющимися в противоположных направлениях резонансными лазерными пучками, перпендикулярными электрическому полю (рис. 2). Эффект нарушения зеркальной симметрии при этом проявляется в частичной циркулярной поляризации флуоресцентного света, излученного в направлении, перпендикулярном как пучкам,

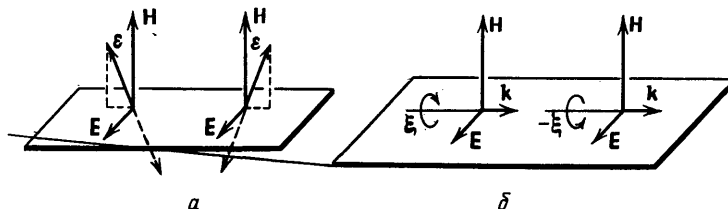


Рис. 3. Эксперименты по нарушению четности в скрещенных полях  $E$  и  $H$ .  $a$  — Ориентированное поглощение линейно поляризованного света.  $b$  — Циркулярный дихроизм в полях, перпендикулярных пучку. В обоих случаях изображены две конфигурации, симметричные по отношению к плоскости, ортогональной  $H$ . Они приводят к разному поглощению света.  $E$  — вектор,  $H$  — аксиальный вектор; противоположные направления вектора поляризации  $\epsilon$  эквивалентны;  $\xi$  — знак циркулярной поляризации

так и полю. То, что это нарушает зеркальную симметрию, видно из рис. 2, на котором отмечены плоскость симметрии экспериментальной конфигурации и нарушение этой симметрии при наблюдаемом процессе.

В экспериментах, о которых говорилось выше, поляризация лазерного света и его направление по отношению к штарковскому полю являются основными параметрами конфигурации. Добавляя магнитное поле и изменяя параметры, можно получить широкую область эффектов штарковского смешивания, в которой проявляются различные величины, соответствующие нарушению зеркальной симметрии. Две конфигурации были теоретически изучены нашей группой<sup>23</sup>, затем экспериментально Дреллом и Комминсом в Беркли, Калифорния<sup>24</sup>, и Виманом с коллегами в Боулдере, Колорадо<sup>25</sup>. Первую из них можно связать с ориентированным поглощением линейно поляризованного света (рис. 3,  $a$ ). Коэффициент поглощения (и детекти-

руемой флуоресценции) различается для правой и левой ориентации координатной системы, определенной электрическим полем  $\mathbf{E}$ , линейной поляризацией света  $\boldsymbol{\varepsilon}$  и вектором  $(\boldsymbol{\varepsilon}\mathbf{H}) \mathbf{H}$ . Вторую конфигурацию можно связать с циркулярным дихроизмом в скрещенных полях  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , поперечных пучку (рис. 3, б). Циркулярный дихроизм — это разница в коэффициентах поглощения для право- и левополяризованного света. Две конфигурации с падающим светом правой или левой циркулярной поляризации симметричны по отношению к плоскости, содержащей световой пучок и электрическое поле. Разница в коэффициенте поглощения (и последующей интенсивности флуоресценции) свидетельствует о нарушении четности.

#### ПРАВО-ЛЕВЫЕ АСИММЕТРИИ: МЕХАНИЗМ И РАЗМЕРЫ

В присутствии слабого взаимодействия амплитуда перехода — которую нужно возвести в квадрат, чтобы получить вероятность перехода — является суммой двух членов: обычной, чисто электромагнитной амплитуды  $A_{em}$  и амплитуды нового перехода  $A_W$ , содержащей обмен  $Z^0$ -бозоном. Нарушение четности проявляется в противоположном поведении  $A_{em}$  и части  $A_W$  при зеркальном отражении: одна амплитуда — нечетная, другая — четная (какая именно из них — зависит от точной конфигурации). Таким образом, в двух экспериментах, являющихся отражениями друг друга, вероятность перехода принимает разные значения:

$$|A_{em} \pm A_W|^2 = (A_{em}^2 + A_W^2) \pm 2A_{em}A_W. \quad (1)$$

(Для простоты  $A_{em}$  и  $A_W$  предполагаем действительными и пренебрегаем той частью  $A_W$ , которая ведет себя подобно  $A_{em}$  при зеркальном отражении.) Разница заключена в электрослабом интерференционном члене  $\pm 2A_{em}A_W$ . Величина нарушения четности характеризуется разностью значений вероятности перехода, уравнение (1), нормированной на их сумму — числом, известным как право-левая асимметрия:

$$A_{RL} = 2 \frac{A_{em}A_W}{A_{em}^2 + A_W^2}, \\ \approx \frac{2A_W}{A_{em}} \quad (\text{так как } A_W \gg A_{em}). \quad (2)$$

Этот результат — общий. Нарушение четности в выражении для физической величины выглядит как появление нового вклада, противоположного поведения по отношению к пространственным отражениям, но идентичного по отношению к вращениям, так как законы всех взаимодействий инвариантны относительно вращений. К примеру, обычно скалярная величина будет индуцировать псевдоскалярный вклад, а аксиальная, как правило, — векторный.

Эксперименты, обсуждавшиеся выше, являются иллюстрацией этих результатов. Интенсивность флуоресценции (обычно скаляр) содержала псевдоскалярный вклад  $(\boldsymbol{\varepsilon}\mathbf{H}) \cdot (\boldsymbol{\varepsilon}\mathbf{H}) \mathbf{E}$  в эксперименте по ориентированному поглощению линейно поляризованного света; в случае циркулярного дихроизма в скрещенных полях она содержала псевдоскаляр  $[\boldsymbol{\xi}\mathbf{k}\mathbf{E}] \mathbf{H}$  ( $\boldsymbol{\xi} = \pm 1$  — псевдоскаляр, который соответствует правой или левой спиральности падающего света, и  $\mathbf{k}$  — направление его распространения). В эксперименте, показанном на рис. 2, момент импульса  $\boldsymbol{\xi}_i\mathbf{k}_f$  флуоресцентных фотонов содержит вклад векторного типа, что доказывается его присутствием в плоскости симметрии.

Обычным образом можно показать, что амплитуда вероятности  $A$ , связанная с обменом частицей массы  $M$ , имеющей импульс  $\mathbf{q}$ , пропорциональна  $g^2/(M^2c^2 + q^2)$ , где  $g$  — константа связи данного взаимодействия. В случае амплитуды  $A_{RL}$   $M$  — масса  $Z^0$  ( $\sim 100$  ГэВ/ $c^2$ ); для амплитуды  $A_{em}$  масса фотона равна нулю. Электрослабое объединение подразумевает, что константы связи электромагнитного и слабого взаимодействий сравнимы<sup>5</sup>. Таким.

образом, право-левая асимметрия  $A_{RL}$  в уравнении (2):

$$A_{RL} \sim \frac{2q^2}{M^2c^2 + q^2} \sim \frac{2q^2}{M^2c^2} \quad (3)$$

(так как импульс  $q$  обмениваемых  $Z^0$ -бозонов в атоме пренебрежимо мал по сравнению с  $100 \text{ ГэВ}/c$ ). Эта квадратичная зависимость от  $q$  показывает, что низкоэнергетические эксперименты должны ликвидировать серьезную фору, которую имеют по сравнению с ними эксперименты при высоких энергиях.

В простейшем атоме — водороде — характерное значение  $q = (\hbar/a_0)$ , где  $a_0$  (боровский радиус) характеризует размер атома. Это приводит к

$$A_{RL} \text{ (водород)} \sim 2 \left( \frac{\hbar/Mc}{a_0} \right)^2 \sim 10^{-14}. \quad (4)$$

Эта малая величина \*) непосредственно связана с ничтожностью радиуса слабого взаимодействия  $\hbar/Mc$  по сравнению с атомным размером  $a_0$ .

Как упоминалось ранее, один путь радикально изменить ситуацию — использовать тяжелые атомы. Из-за очень короткого радиуса слабого взаимодействия валентный электрон «чувствует» слабый потенциал ядра, только когда он проходит так близко к ядру, что облако других электронов более не экранирует его от ядерного кулоновского потенциала. На классическом языке путь электрона в атоме с  $Z$  протонами, проходящий близко к ядру, напоминает орбиту в водородном ионе с зарядом ядра  $Ze$ . В таком ионе боровский радиус равен  $a_0/Z$  вместо  $a_0$ . В результате  $q^2$  и, следовательно, асимметрия  $A_{RL}$  становятся в  $Z^2$  раз больше. Дополнительный фактор  $Z$  возникает из-за зависимости слабого взаимодействия от скорости электронов вблизи ядра, которая пропорциональна  $Z$ . Более аккуратное вычисление<sup>8</sup> предсказывает увеличение  $10^6$  или  $10^7$  при росте  $Z$  от 1 до 50 и 100. Это в комбинации с выбором сильно запрещенного перехода в тяжелом атоме приводит на практике к разумному значению ожидаемой право-левой асимметрии  $10^{-5}$ .

С этой точки зрения хорошим кандидатом для экспериментов является  $6P_{1/2} - 7P_{1/2}$ -переход в таллии ( $Z = 81$ ), изучавшийся в Беркли<sup>20,24</sup>. При выборе элемента, однако, важен еще один критерий. Связь измеренной величины с электрослабой теорией требует вычислений в рамках атомной физики, и требование их надежности, очевидно, заставляет предпочесть атомы с одним валентным электроном, именно, щелочные металлы. Ввиду роста  $Z^3$  это объясняет, почему мы предпочли выбрать стабильный щелочной атом с наивысшим  $Z$ , атом цезия ( $Z = 55$ ). Тем не менее существует серьезный стимул для измерения эффектов в водородных системах, где фактически нет неопределенностей, которые должны были бы влиять на теоретическую интерпретацию<sup>26</sup>. Сейчас производятся некоторые эксперименты с водородом и микроволновым излучением<sup>3</sup>.

#### НАРУШАЮЩИЙ ЧЕТНОСТЬ ДИПОЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД

Законы электромагнитных взаимодействий инвариантны относительно пространственного отражения. Это подразумевает (в отсутствие слабых взаимодействий), что собственные состояния атома имеют определенную четность: либо  $+1$ , либо  $-1$ . Их волновые функции или четные, или нечетные. Электрический и магнитный диполи, однако, обнаруживают различное поведение при пространственных отражениях: первый является вектором, второй — псевдовектором. Из этих свойств следует строгое правило отбора для электромагнитных переходов в атомах. Это правило отбора по четности (иногда называемое правилом Лапорта) требует, чтобы амплитуда электрического

\*) В формулах (3) и (4) допущена неточность — не учтен множитель  $\sigma p/m \sim v/c$ , содержащийся в P-нечетном гамилтониане. С учетом его оценка для водорода становится  $\sim 10^{-16}$  вместо величины  $\sim 10^{-14}$  в формуле (4). Это замечание любезно сообщено нам И. Б. Хриповичем. (Примеч. пер.)

дипольного перехода тождественно исчезала между двумя состояниями с одинаковой четностью. Это относится к  $6S - 7S$ -переходу в цезии и к  $6P - 7P$ -переходу в таллии.

Присутствие нарушающего четность слабого взаимодействия в атомном гамильтониане подразумевает, что собственные состояния больше не имеют определенной четности. К  $6S$ - и  $7S$ -состояниям цезия, к примеру, подмешиваются и  $P$ -состояния с противоположной четностью, что приводит к новым, слегка отличным от прежних собственным состояниям  $\overline{6S}$  и  $\overline{7S}$ . Электрический дипольный матричный элемент между этими новыми состояниями маленький, но не нулевой. Таким образом, слабое взаимодействие проявляется в нарушении правила Лапорта. Электрическая дипольная амплитуда, связанная с нарушением четности,  $E_{i}^{pv} = \langle \overline{6S}_{1/2} | d_z | \overline{7S}_{1/2} \rangle$  (где  $d_z$  обозначает компоненту оператора электрического дипольного момента вдоль произвольного направления) является в точности амплитудой перехода  $A_W$ , которая характеризует важность вклада слабого взаимодействия в переход ( $\sim 10^{-11}ea_0$  в цезии;  $\sim 10^{-10}ea_0$  в таллии, свинце и висмуте).

Может ли это смешивание также генерировать статический электрический дипольный момент в атомном состоянии? Ответ — нет — из-за другой симметрии, называемой инвариантностью относительно обращения времени, которой удовлетворяют как электромагнитные взаимодействия, так и взаимодействия слабых нейтральных токов. Эта симметрия запрещает ненулевой средний электрический дипольный момент в любом стационарном невырожденном атомном состоянии. Более общее утверждение также запрещает ориентированность статического распределения электрического заряда вокруг ядра, так же как изменение любого статического свойства атома, расположенного в однородных постоянном электрическом и магнитном полях. Следовательно, атом приобретает нарушающий четность электрический дипольный момент, но только тогда, когда он находится в нестационарном состоянии (а именно, в суперпозиции стационарных состояний), что происходит в течение процессов поглощения или излучения. До сих пор все проделанные эксперименты по нарушению четности в атоме включают детектирование таких нарушающих четность дипольных переходов, амплитуда которых  $A_W$  определяет право-левую асимметрию. В таких экспериментах существенно взаимодействие атома с излучением. (Различные — не обязательно оптические — эксперименты исследуют одновременное нарушение зеркальной симметрии и инвариантности относительно обращения времени в атомах, изучая статический электрический дипольный момент<sup>27</sup>.)

Что играет роль электромагнитной амплитуды  $A_{em}$ ? Это зависит от выбранного типа перехода. Интересны только переходы между состояниями той же четности, ровно потому, что правило Лапорта исключает электрический диполь обычной величины ( $\sim ea_0$ ). Амплитуда является обычно либо магнитодипольной амплитудой, либо маленькой электрически-дипольной амплитудой, управляемой штарковским полем. Первая ситуация случается в экспериментах по оптическому вращению, выполненных в разрешенных магнитодипольных переходах. Вторая соответствует экспериментам по штарковской интерференции в сильно запрещенных переходах. В этой ситуации индуцированный дипольный переход пропорционален штарковскому полю с определенным тензором поляризуемости, характеризующим переход, и описывается двумя коэффициентами  $\alpha$  и  $\beta$  (отношение  $\alpha/\beta$  точно известно из независимых измерений<sup>3</sup>). Какими бы ни были величины, связанные с нарушением зеркальной симметрии, во всех экспериментах по штарковской интерференции параметр, окончательно выделяемый из право-левой асимметрии, есть отношение  $E_{i}^{pv}/\beta$ . Физически это отношение представляет собой значение поля (обычно порядка 1 мВ/см), при котором амплитуды перехода, нарушающего четность, и перехода, индуцированного штарковским смешиванием, должны были бы быть в точности равны.



## ИЗМЕРЕНИЯ: КОНТРОЛЬ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК

В таблице воспроизведено большинство недавних данных, полученных для висмута, свинца, таллия и цезия. Первоначальные расхождения в значениях величины оптического вращения в висмуте теперь уменьшены, но теоретическая интерпретация для висмута и свинца остается трудной ввиду сложной структуры соответствующего атома<sup>28</sup>. Эксперименты с цезием в Париже и в Боулдере и с таллием в Беркли хотя использовали и разные величины, связанные с нарушением зеркальной симметрии, — все представляли собой эксперименты по штарковской интерференции и следовали общим принципам выделения нарушающего четность сигнала по его специфическому поведению относительно обращения экспериментальной ориентации. По существу, отражения по отношению к различным плоскостям с успехом моделировались обращением некоторых параметров, которые определяли конфигурации: поляризации лазера, штарковского поля, магнитного поля или детектированной поляризации света. Однако в практических реализациях наблюдалась значительная разница.

Париж, 1982—1984. В Высшей Нормальной школе был поставлен эксперимент по штарк-оптической накачке в парах цезия<sup>21,29</sup> (рис. 4). Циркулярная поляризация фотонов, излучаемых при  $7S - 6P_{1/2}$ -переходе (см.

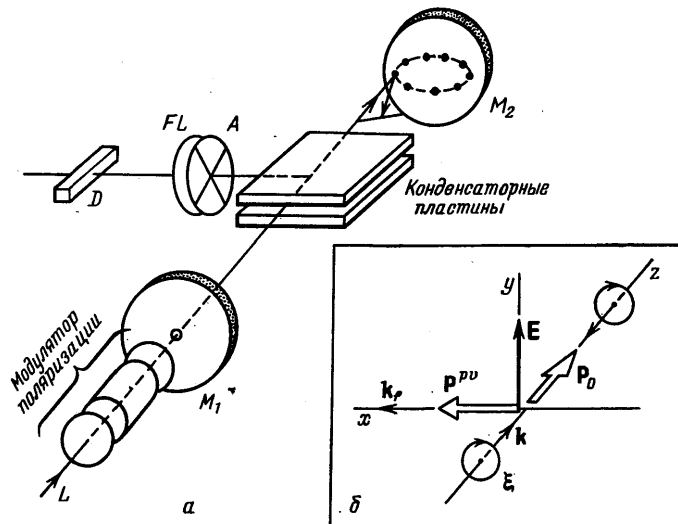


Рис. 4. Парижский эксперимент с парами цезия: штарк-оптическая накачка. *a* — Основные элементы аппаратуры; *L* — резонансный пучок перестраиваемого лазера, *A* — анализатор поляризации, *FL* — фильтр и линзы, *D* — детектор (флуоресценции  $7S - 6P_{1/2}$ -перехода); зеркала *M*<sub>1</sub> и *M*<sub>2</sub> на внутренних сторонах ячейки цезия допускают приблизительного прохождения пучка туда и обратно через пары (отражения пучка схематически изображены на зеркале *M*<sub>2</sub>) с характерным разбросом направлений, меньшим примерно 1°. *b* — Электронная поляризация возбужденного состояния; компонента  $P^{pv}$  нарушает зеркальную симметрию, в то время как  $P_0$  сохраняет ее (см. рис. 2) (отношение  $P^{pv}/P_0 \sim 10^{-5}$ )

рис. 1, вставка), приводит из-за закона сохранения момента импульса к поляризации электронных спинов  $7S$ -состояния. Эта поляризация содержит два вклада (рис. 4, б). Большой вклад  $P_0$  ( $\sim 8 \cdot 10^{-2}$ ) чисто электромагнитной природы создается вдоль направления пучка путем передачи момента импульса от циркулярно поляризованного светового пучка атомам. Крошечный вклад  $P^{pv}$  ( $\sim 10^{-6}$ ), который лежит в плоскости симметрии конфигурации, нарушает зеркальную симметрию. Хотя момент импульса является обычно аксиальным вектором,  $P^{pv}$  ведет себя как полярный вектор по отношению к пространственному отражению конфигурации, поскольку он переворачивается вместе с циркулярной поляризацией пучка (отражение в *E*, *k*-плоско-

Результаты, полученные для эффектов, нарушающих четность в атомах. Первоначальные результаты с висмутом, впоследствии отброшенные или улучшенные, не табулированы<sup>32</sup>. Все теоретические значения относятся к переходу, а не к конкретным экспериментам. Теоретические значения предполагают  $Q_w = -112$ ,  $\beta = 2,5a^3$  для таллии и  $Q_w = -70,0$ ,  $\beta = 27a^3$  для цезия

Элемент	Место проведения эксперимента	Годы	Оптический поворот: $E_1^{PV}/M_1 (\times 10^8)$		Штарк-оптическая накачка: $E_1^{PV}/\beta$ , мВ/см	
			Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория
Bi (648 нм)	Новосибирск	1979	$-20,2 \pm 2,7^{11}$	$-13^{47}$		
	Оксфорд	1984	$-9,3 \pm 1,15^{13}$	$-17^{48}$		
	Москва	1984	$-7,8 \pm 1,8^{15}$	$-10,5^{49}$		
Bi (876 нм)	Сэттл	1981	$-10,4 \pm 1,7^{12}$	$-11^{47}$ ; $-13^{48}$ ; $-8^{49}$		
	»	1983	$-9,9 \pm 2,5^{14}$	$-11^{48}$ ; $-14^{14}$		
Pb (4,28 мкм)	Беркли (эксперимент 1)	1981			$-1,80^{+0,65}_{-0,60}{}^{20}$	$-1,31^{50}$ ; $-2,17^{40}$
	» (эксперимент 2)	1984			$-1,73 \pm 0,33^{24}$	$-1,88^{40}$ ; $-1,80^{40}$
Tl ( $6P_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$ )	Париж	1982—1983			$-1,52 \pm 0,18^{29}$	$-1,50^{36}$ ; $-1,52^{37}$
	Боулдер	1985			$-1,65 \pm 0,13^{25}$	$-1,59^{38}$ ; $-1,53^{40}$

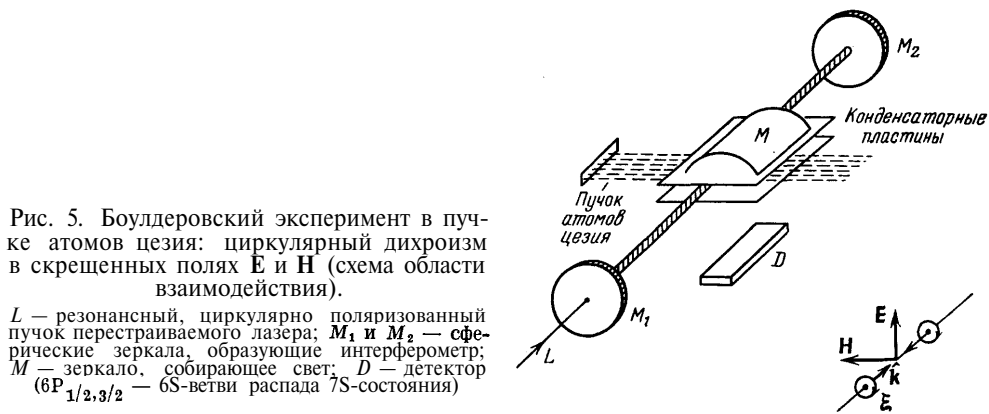
сти). Он переворачивается также вместе с полем  $\mathbf{E}$  (поворот на  $180^\circ$  вокруг направления  $z$  лазерного пучка). Право-левая асимметрия является отношением «ненормального» векторного вклада к «нормальному» аксиальному,  $P^{PV}/P_0$  ( $\sim 10^{-5}$  в поле 100 В/см). Это отношение непосредственно дает величину  $E^{PV}/\beta$ .

Поляризация  $P_0$ , ортогональная направлению наблюдения  $\mathbf{k}_t$ , не детектируется. Время от времени вдоль  $\mathbf{E}$  прилагается магнитное поле для поворота  $P_0$  (эффект Ханле) с тем, чтобы его измерить. Сравнение с точно известным средним значением обеспечивает абсолютную градуировку аппаратуры<sup>30</sup>.

Значительное преимущество дает придание эксперименту плоскости симметрии с помощью использования двух пучков, распространяющихся в противоположных направлениях. Один пучок должен был бы привести к нежелательной добавочной поляризации  $P_1$ , сохраняющей четность и коллинеарной  $P^{PV}$ . С двумя противоположно направленными пучками этот эффект в принципе зануляется. Так как аксиальная поляризация  $P_1$  — четная относительно обращения циркулярной поляризации лазерного пучка, в то время как (векторная)  $P^{PV}$  — нечетная, остающаяся в результате неточного зануления поляризация  $P_1$  может быть отличена от  $P^{PV}$ .

С помощью того же расщепления  $6S - 7S$ -перехода на две различные компоненты сверхтонкой структуры были проведены два эксперимента (см. рис. 1, вставка). В одном случае электрослабое смешивание, которое индуцирует  $P^{PV}$ , включало скалярную компоненту тензора поляризуемости (поляризуемость  $\alpha$ ), в другом — векторную компоненту (поляризуемость  $\beta$ ). Эксперименты были независимы, так как в них измерялись различные физические величины.

Боулдер, 1985. В эксперименте Колорадского университета<sup>25</sup> (рис. 5) нарушение четности проявлялось как разница между поглощением



право- и лево-циркулярно поляризованного света атомами цезия, находящимися в скрещенных постоянном электрическом и магнитном полях, поперечных по отношению к световому пучку. Этот эффект подразумевает уже упоминавшийся псевдоскалярный вклад  $[\xi \mathbf{k} \mathbf{E}] \mathbf{H}$  в коэффициент поглощения. Магнитное поле  $\mathbf{H}$  должно быть достаточно большим, чтобы зеемановские компоненты были разрешимы. Как заметил Виман<sup>31</sup>, доплеровское уширение уменьшается при использовании атомного пучка, перпендикулярного световому: поле в 100 Гс тогда становится достаточным для разрешения зеемановской структуры. Вдобавок, почти все атомы пучка одновременно находятся в резонансе с монохроматическим светом, в отличие от ситуации с парами атомов. Эта схема обеспечивает значительно большую суммарную светосилу по сравнению со штатк-оптической накачкой, так как поляризационный анализ флуоресценции перестает быть необходимым, а требуемая фильтрация по длинам волн заметно менее трудна. Это приводит к суще-

ственному увеличению скоростей счета и соответственно уменьшению времен экспозиции при достигнутой в настоящий момент в 1,5 раза меньшей статистической ошибке.

Эксперимент состоит в подстраивании лазера в резонанс с одной из зеемановских компонент и последующем обращении ориентации конфигурации ( $\xi$ ,  $\mathbf{E}$  или  $\mathbf{H}$ ). Одновременно это меняет знак вклада в коэффициент флуоресценции, связанного с нарушением четности, но не влияет на доминирующий вклад, обязанный штарковскому смешиванию. Их отношение (порядка  $10^{-6}$  при  $E = 2500$  В/см) снова дается величиной  $E_1^{p\nu}/\beta$ . Зависимость первого вклада от зеемановской компоненты и компоненты сверхтонкой структуры приводит далее к выделению сигнала, связанного с нарушением четности.

Беркли (эксперимент 2), 1984. Поскольку таллий тяжелее цезия, эксперимент в калифорнийском университете в Беркли дал, грубо говоря, десятикратный выигрыш в амплитуде  $E_1^{p\nu}$ . Он частично компенсировался необходимостью применения высокой температуры (1000 К) при использовании таллия и трудностью обращения с узкополосным ультрафиолетовым лазером высокой мощности<sup>24</sup>.

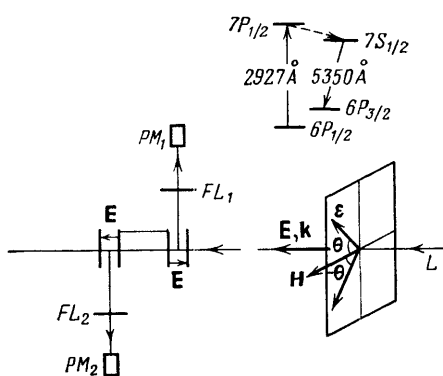


Рис. 6. Берклиевский эксперимент в парах таллия: ориентированное поглощение линейно поляризованного света. Существуют две области взаимодействия с противоположно направленными электрическими полями.  $L$  — пульсирующий пучок узкополосного лазера;  $FL$  — фильтр и линзы;  $PM$  — фотоумножители, регистрирующие  $7S-6P_{3/2}$ -каскад распада  $7P_{1/2}$ -состояния

Сильно запрещенный  $6P_{1/2} - 7P_{1/2}$  переход, возбуждаемый в таллии, связывает два состояния с одним и тем же радиальным числом, как в цезии. Он детектируется по флуоресцентному свету, излучаемому на втором шаге распада  $7P_{1/2}$ -состояния (рис. 6). Связанный с нарушением четности эффект — это ориентированное поглощение плоскополяризованного света в скрещенных полях  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , наблюдаемое по псевдоскалярному вкладу  $(\epsilon\mathbf{H})$  ( $[\epsilon\mathbf{E}]\mathbf{H}$ ) в интенсивность флуоресценции. Этот вклад нечетен по отношению к обращению  $\mathbf{E}$  или угла  $\theta$  между  $\epsilon$  и  $\mathbf{H}$ , но четен по отношению к обращению  $\mathbf{H}$ .

Он также зависит от лазерной частоты с характерными вариациями и изменениями знака. Как и в боулдеровском эксперименте, зеемановские компоненты должны быть разрешимы, но из-за доплеровского уширения в парах требуется поле 3 кГц. Можно показать, что выбор направления пучка вдоль  $\mathbf{E}$  (см. рис. 6) минимизирует помехи.

С помощью обращений ориентации можно в принципе выделить  $E_1^{p\nu}/\beta$  из отношения нечетных и четных вкладов в интенсивность флуоресценции ( $\sim 10^5$  при  $E = 100$  В/см). Возникает проблема из-за фона постоянного поля, но ее можно обойти детальным анализом формы линии и чередованием измерений с двумя зеемановскими компонентами, где средние асимметрии противоположны (выбирался угол  $\theta = \pm 35^\circ$  для того, чтобы придать этим компонентам равные интенсивности).

В практической реализации всех экспериментов по нарушению четности центральной проблемой являются систематические ошибки, поскольку неточное обращение ориентации приводит к тому, что большие эффекты, связанные с сохраняющими четность вкладами, выглядят частично как нарушающие четность. Сомнительная история экспериментов по нарушению четности в атомах доказывает, что множество проверок и предосторожностей, обсуждаемых ниже, не лишне. Несогласие относительно самого существования эффекта в первых наблюдениях, связанных с оптическим вращением в висмуте<sup>11,32</sup>, подчеркнуло необходимость бесспорных результатов.

Метод, который сейчас используется, требует, чтобы все дефекты системы, которые могут генерировать ложные сигналы о нарушении четности, были включены в модель. Отдельные измерения показали, что атомные сигналы являются достоверными, точными пробниками этих дефектов<sup>33</sup>. В парижских экспериментах эти сигналы записывались на протяжении всего процесса получения данных. Ошибка, приведенная в результате, включает не только статистическую ошибку этих вспомогательных измерений, но также их собственную систематическую ошибку<sup>29</sup>. Кроме того, до измерений нарушения четности много усилий было потрачено на уменьшение всех дефектов с тем, чтобы все время удерживать каждую систематическую ошибку ниже 3 % от наблюдаемого эффекта. В результате суммарная систематическая поправка получается менее 2 %. Боулдеровская группа получила лучшую конечную точность, но после систематических поправок, меняющихся от -50 до +50 %, окончательное среднее: -14 %<sup>25</sup>.

Надежность результатов экспериментов в Париже, Беркли и Боулдере (см. таблицу) гарантировалась согласованными проверками данных, избыточностью измерений асимметрии и полным пониманием широкой сферы чисто электромагнитных эффектов, которые проявляет этот необычный тип перехода. Хотя маловероятно, что пропущены систематические ошибки, учет всех наблюдаемых эффектов также обеспечивает многочисленные перекрестные проверки. Согласие двух измерений, сделанных в Париже по двум различным электрослабым смешиваниям представляет собой дополнительную проверку, как и согласие результатов Парижа и Боулдера (комбинация которых ведет к точности 7 %). Наблюдения 6S — 7S-перехода в цезии дают до сих пор единственный случай несомненного согласия между результатами, полученными независимыми группами, использующими различные экспериментальные подходы.

#### ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМОГО НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

Хотя штарковские эксперименты дают отношение  $E_{\uparrow\nu}^{\beta}/\beta$  амплитуды нарушающего четность дипольного перехода к поляризуемости перехода  $\beta$ , до сих пор большинство атомных вычислений предсказывает только  $E_{\uparrow\nu}^{\beta}$ . Поэтому необходимо некоторое определение  $\beta$ . Даже когда вычисления  $E_{\uparrow\nu}^{\beta}/\beta$  действительно существуют, это интересно проделать в качестве теста атомной теории. Полуэмпирический метод определения  $\beta$  для цезия был введен в практику Хоффманом с соавторами<sup>34</sup>. Он основан на эмпирическом знании штарковского сдвига и времен жизни 6P-, 7S- и 7P-состояний. Теоретические и эмпирические неопределенности вместе не превышают 3 %<sup>29</sup>. В таллии было достигнуто прямое эмпирическое определение  $\beta$  с точностью 5 %<sup>35</sup>.

Как велика неопределенность, вводимая выбором атомной модели, в результате вычисления, которое предсказывает  $E_{\uparrow\nu}^{\beta}$ <sup>28</sup>? Среди элементов, где наблюдалось нарушение четности, только с цезием было проделано столь полное и точное вычисление, как у Дзюбы с коллегами<sup>36</sup>. Их вычисление предсказывает энергии, силы осцилляторов и расщепления сверхтонкой структуры S- и P-состояний с неопределенностью не более нескольких процентов. Оно начинается с первых принципов и учитывает самосогласованным путем многочастичные эффекты, возникающие из-за электрон-электронных взаимодействий. Его результат, относящийся к  $E_{\uparrow\nu}^{\beta}$ , подтверждается несколькими независимыми, отчасти менее полными вычислениями. Некоторые из этих вычислений также начинают с первых принципов<sup>37</sup>, другие следуют полуэмпирическим подходам, которые вводят в вычисления эмпирические данные<sup>38</sup>. Беря среднее по этим согласованным предсказаниям, можно ожидать, по скромным оценкам, связанной с атомной теорией неопределенности менее 5 %. Более того, было установлено, что нарушающим четность слабым взаимодействием между электронами, которое, как сначала ожидалось,

будет маленьким<sup>8</sup>, в цезии можно пренебречь<sup>38</sup>. В таллии ситуация более трудная<sup>40</sup>. В противоположность  $Cs^+$ , ион  $Tl^+$  не имеет простой структуры разреженного газа.

### ЯДЕРНЫЙ СЛАБЫЙ ЗАРЯД И ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

В нарушающем четность электрон-нуклонном взаимодействии в тяжелых атомах  $Z^0$ -бозон ведет себя подобно тяжелому фотону по отношению к ядру. Параметр, который играет роль электрического заряда ядра, называется ядерным слабым зарядом  $Q_w$ . Измеренная амплитуда нарушающего четность перехода  $E_1^{PV}$  является произведением этого слабого заряда и чисто атомного фактора, даваемого атомными вычислениями. Таким образом,  $Q_w$  есть в точности тот электрослабый параметр, к которому чувствительны эксперименты в тяжелых атомах.

В качестве наилучшего текущего эмпирического определения из предсказаний атомной теории для цезия, обсуждавшихся выше, взвешенное среднее результатов парижской и боулдеровской групп дает для слабого ядерного заряда цезия  $-71,5 \pm 5,8$  (экспериментальная и полученная из атомной теории неопределенности комбинировались квадратичным образом). Этот результат находится в хорошем согласии с предсказанием стандартной электрослабой модели  $70,0 \pm 0,9$  (для  $\sin^2 \theta = 0,223 \pm 0,004$  с учетом радиационных поправок<sup>41</sup>).

Слабый заряд сохраняется подобно электрическому заряду. Независимо от любой электрослабой модели слабый заряд ядра, следовательно, является суммой слабых зарядов его составляющих, а именно,  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов или, эквивалентно,  $2Z + N$  u-кварков и  $Z + 2N$  d-кварков. Эти заряды непосредственно связаны с фундаментальными константами связи  $C_u^1$  и  $C_d^1$ , которые характеризуют  $Z^0$ -обмен между u- или d-кварками и электроном.

Вплоть до настоящего времени только один эксперимент высоких энергий дал информацию, касающуюся  $C_u^1$  и  $C_d^1$ . Это был эксперимент по рассеянию продольно поляризованных электронов, проделанный на Стэнфордском Линейном Ускорителе (СЛАК) при значениях переданного импульса около 1 ГэВ/с<sup>42</sup>. При этом сильно неупругом рассеянии нуклоны разрушаются, и кварки действуют некогерентно. В атомах, с другой стороны, ядра остаются целыми, и кварки действуют когерентно. Таким образом, не удивительно, что линейные комбинации  $C_u^1$  и  $C_d^1$ , выделенные из слаковских и атомных экспериментов, различны. На практике они оказываются почти ортогональными. Комбинирование результатов экспериментов обоих типов позволяет определить как  $C_u^1$ , так и  $C_d^1$ ; никакой одиночный эксперимент не может этого дать. Такая дополнительность иллюстрируется рис. 7 в случае цезия.

Еще более замечательно согласие этой модельно-независимой интерпретации с предсказанием стандартной электрослабой модели. Каждая точка отрезка с делениями на рис. 7 представляет предсказание стандартной теории для одного значения ее параметра  $\sin^2 \theta$ . Пересечение двух экспериментально разрешенных областей (полос) совместимо с предсказанием стандартной модели для значения  $\sin^2 \theta$  приблизительно 0,23. Это значение, измеренное в  $Z^0$ -обмене между электроном и нуклоном, оказывается согласующимся со значениями, полученными при высокой энергии для разных пар рассеиваемых частиц (рис. 8)<sup>43</sup>.

Ввиду малого угла между полосой, представляющей цезий, и отрезком с делениями (см. рис. 7), эксперимент с цезием не годится для точного определения  $\sin^2 \theta$ . Если бы полоса и отрезок были параллельны,  $\sin^2 \theta$  не мог бы совсем быть определен, но должно было существовать либо согласие, либо противоречие между экспериментом с цезием и стандартной моделью вне зависимости от значения  $\sin^2 \theta$ .

Атомные эксперименты тестируют слабые взаимодействия на больших расстояниях, не доступных экспериментам при высоких энергиях. Это объясняет, почему они чувствительны к экзотическим слабым взаимодействиям,

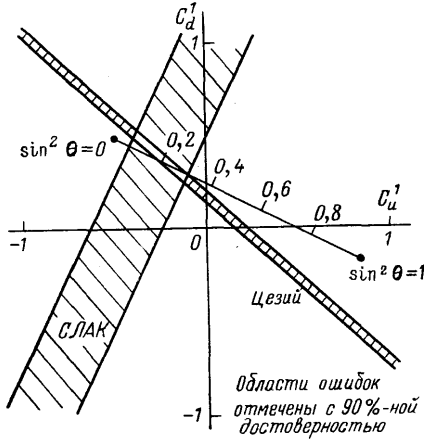


Рис. 7. Экспериментальное модельно-независимое определение слабых зарядов  $u$ - и  $d$ -кварков.

Полосы представляют собой области, разрешенные экспериментом в СЛАК<sup>42</sup> при высоких энергиях и экспериментами с цезием<sup>23, 24</sup>. Отрезок с делениями соответствует предсказаниям стандартной электрослабой теории при значениях параметра  $\sin^2\theta$ , меняющихся от 0 до 1

которые не охватываются экспериментами при высоких энергиях. Они ограничивают допустимые электрослабые теории, которые предполагают существование дополнительных нейтральных бозонов, налагая ограничения на

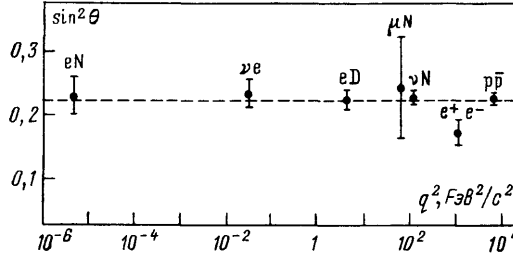


Рис. 8. Определение  $\sin^2\theta$  из экспериментов с цезием и из рассеяния различных пар частиц при значительно больших значениях переданного импульса  $q$ .

$N$  — ядра,  $D$  — дейтроны,  $p\bar{p}$  — эксперимент в ЦЕРНе по протон-антипротонному рассеянию, который привел к открытию заряженных калибровочных бозонов  $W^\pm$ . Штриховая линия соответствует среднему всех данных<sup>43</sup>:  $\sin^2\theta = 0,223 \pm 0,004$  (включая радиационные поправки). Изображенные на рисунке ошибки — оцененные типичные неопределенности, включающие как корень из среднего квадрата статистической ошибки, так и характерную систематическую ошибку

массы этих бозонов и на векторную или аксиальную природу их связей с электроном и кварками. К примеру, они налагают требование, чтобы масса гипотетического второго нейтрального бозона была от  $1 \text{ кэВ}/c^2$  до  $1 \text{ ГэВ}/c^2$ ; никакое другое экспериментальное наблюдение до сих пор не дает ничего, касающегося таких легких бозонов<sup>44</sup>.

ОТКРЫТЫЕ ВОПРОСЫ

Существует значительный стимул увеличивать точность определения, право-левых асимметрий в тяжелых атомах. Первая цель — точное определение слабого ядерного заряда. Радиационные поправки к электрослабой теории доходят до 6 % в  $Q_W$ . Они имеют фундаментальную важность, подобно аномальному магнитному моменту электрона в КЭД. Следовательно, при точности в несколько процентов роль сравнения эксперимента и теории еще более возрастет. Кроме того, такие исследования должны сделать более строгими ограничения, налагаемые результатами атомных экспериментов на альтернативы стандартной электрослабой теории. Это особенно важно в настоящий момент ввиду громадных теоретических усилий, вложенных в объединение электрослабых взаимодействий с сильными и гравитационными взаимодействиями.

Вопрос, совершенно открытый с экспериментальной точки зрения, — о возможности существования взаимодействия слабых нейтральных токов, включающего нуклонный спин. Такое взаимодействие теоретически предсказано, но все еще не наблюдалось даже при высоких энергиях. Оно должно включать аксиальную связь  $Z^0$ -бозонов с нуклонами (с новыми константами связи  $C_p^3$  и  $C_n^3$ ) вместо векторной связи через слабые заряды. Вклады различных составляющих должны комбинироваться подобно спинам, вместо того,

чтобы складываться подобно зарядам. Тогда усиление в тяжелых атомах: теряет один фактор  $Z$ , что объясняет, почему это взаимодействие, если оно вообще присутствует, подавляется вкладом, связанным со слабыми зарядами. Однако проверить его существование не кажется невозможным. Одно направление действий состоит в точном сравнении амплитуды нарушающего четность дипольного перехода относительно двух компонент сверхтонкой структуры того же перехода. Если компоненты выбраны правильно, неопределенность, введенная атомными вычислениями, исключается из отношения, которое тогда дает слабый аксиальный момент ядра<sup>29</sup>. Чтобы интерпретировать момент в терминах  $C_p^2$  и  $C_n^2$ , необходимы, однако, вычисления в рамках ядерной физики, и это является неизбежным источником большой неопределенности. Поэтому, хотя такие измерения представляют большой интерес, они не могут рассматриваться как замена экспериментам с водородом, которые непосредственно должны давать аксиальную связь протона  $C_p^2$ <sup>26</sup>.

Виман с коллегами готовят измерения более высокой точности с цезием. Кроме того, различные новые схемы детектирования, в настоящее время исследованные в  $6S - 7S$ -переходе цезия, выглядят перспективными. Они нацелены на улучшение эффективности детектирования  $7S$ -состояния. В одном проекте  $7S$ -атомы оптически возбуждаются в ридберговское состояние, затем ионизируются и детектируются в термоэлектронном диоде с током, ограниченным накоплением объемного заряда<sup>45</sup>. Совершенно другой подход состоит в контроле вынужденного излучения в  $7S - 6P$ -переходе, индуцированного зондирующим пучком<sup>46</sup>. Право-левая асимметрия, созданная в  $7S$ -состоянии, обнаружится тогда в зависимости усиления зондирующего пучка от поляризаций возбуждающего и зондирующего пучков. Поскольку все фотоны излучаются в направлении зондирующего пучка и имеют его частоту, высокая эффективность детектирования обеспечена. Более того, в подходящих конфигурациях можно ожидать усиления самой право-левой асимметрии, так как зондирующий пучок распространяется через пары атомов.

Оптика и слабые взаимодействия — две области физики, использование которых «игнорировало» друг друга, но общие цели построили между ними мосты. Оптические эксперименты в тяжелых атомах открывают захватывающие новые возможности для дальнейшего исследования нарушения зеркальной симметрии в слабом взаимодействии электрона и нуклона. Кажется, что все еще не изученная, но доступная часть этой области исследований достаточно широка для того, чтобы поддерживать энтузиазм теоретиков и экспериментаторов многие годы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Lee T. D., Yang C. N. // *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 254.
2. Wu C. S., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. O. // *Ibidem.* 1957. V. 105. P. 1413.  
Garwin R. L., Lederman L. M., Weinrich M. // *Ibidem.* P. 1415.  
Friedman J. I., Telegdi V. L. // *Ibidem.* P. 1681.
3. Bouchiat M. A., Pottier L. // *Sci. Am.* June 1984; *Atomic Physics 9*/Eds. R. S. van Dyck, Jr., E. N. Fortson, — Singapore; World Scientific, 1984. — P. 246.  
Fortson E. N., Lewis L. L. // *Phys. Rep.* 1984. V. 113. P. 289.
4. Экспериментальные результаты см. <sup>25,29</sup>, теоретические <sup>36-40</sup>.
5. 't Hooft G. // *Nucl. Phys. Ser. B.* 1971. V. 33. P. 173; *Sci. Am.* June 1980. V. 242. P. 90.  
Quigg C. // *Techniques and Concepts of High-Energy Physics*/Ed. T. Ferbel, — New York: Plenum Press, 1981. — P. 143.
6. Glasgow S. L. // *Nucl. Phys.* 1961. V. 22. P. 579.  
Weinberg S. // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 1264.  
Salam A. *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*//8th Nobel Symposium/Ed. N. Svartholm. — Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968. — P. 367.
7. Зельдович Я. Б. // *ЖЭТФ.* 1959. Т. 36. С. 964.  
Curtis-Michel F. // *Phys. Rev. Ser. B.* 1965. V. 138. P. 408.



8. Bouchiat M. A., Bouchiat C.//Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 48. P. 111; J. de Phys. 1974. T. 35. P. 899.
9. Unification of Elementary Forces and Gauge Theories/Eds D. B., Cline, F. E. Mills.— London; Hardwood Academic Press, 1978.  
Proceedings of the International Workshop on Neutral Current Interaction in Atoms/Ed. W. L. Williams—Ann Arbor: Univ. of Michigan Press, 1979.
10. H a s e r t F. J. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1973. V. 46. P. 138.
11. Барков А. М., Золотарев Н. С.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 379; Т. 28. С. 544; Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 85. P. 308; ЖЭТФ. 1980. Т. 9. С. 713.
12. Hollister J. H. et al.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 643.
13. Taylor J. Thesis.— Oxford: Oxford University. 1984.  
Sandars P. G. H.; Stacey D. Частные сообщения.
14. Emmons T. P., Reeves J. M., Fortson E. N.//Phys. Rev. Lett, 1983. V. 51. P. 2089.
15. Бирич Г. Н. и др.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 776.
16. Измерение такого тока было предложено Хрипловичем (Хриплович И. Б.// Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 686) и Сорейде и Фортсоном (Soreide D. C., Fortson E. N.//Bull. Am. Phys. Soc. 1975. V. 20. P. 491).
17. Barkov L. et al.//<sup>9</sup>— P. 52.  
Baird P. E. G. et al.//Ibidem.— P. 77.  
Lewis R. R.//Ibidem.— P. 182.
18. Bouchiat M. A., Guena J., Pottier L.//Opt. Commun. 1984. V. 51. P.243.
19. Bouchiat M. A., Bouchiat C.//J. Phys. 1975. V. 36. P. 493.
20. Bouchiat M. A., Pottier L.//Laser Spectroscopy III/Eds. J. L. Hall, J. L. Carlsten.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1977.—P.9.
21. Conti R., Bucksbaum P., Chu S., Commins E., Hunter L.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 343.  
Bucksbaum P., Commins E., Hunter L.//Ibidem. 1981. V. 46. P. 640; Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 24. P. 1134.
22. Bouchiat M. A., Guena J., Hunter L., Pottier L.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 117. P. 358; 1984. V. 134. P. 463.
23. Это название напоминает о подобии методов исследования обычным экспериментам по оптической накачке. Однако внешнее электрическое поле нарушает вращательную инвариантность системы атом — излучение — поле. В результате обычные правила оптической накачки не применимы к процессу поглощения в настоящих экспериментах (Bouchiat M. A.//Ann. de Phys. 1985. T. 10. P. 923). (Они применимы к флуоресценции, на которую электрическое поле не влияет.)
24. Bouchiat M. A., Pourier M., Bouchiat C.//J. de Phys. 1979. T. 40. P. 1127.
25. Drell P. S., Commins E. D.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 968; Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 2196.
26. Gilbert S. L., Noecker M. C., Watts R. N., Wieman C. E.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2680.  
Gilbert S. L., Wieman C. E.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 79.
27. Lewis R. R., Williams W. L.//Phys. Lett. Ser. B. 1975. V. 59. P. 70.  
Hinds E. A., Hughes V. W.//Ibidem. 1977. V. 67. P. 487.  
Dunford R. W., Lewis R. R., Williams W. L.//Phys. Rev. Ser. A. 1978. V. 18. P. 2421.
28. В том, что касается теории, см.: Bell J. S.//<sup>9</sup>. В качестве обзора исследования статического электрического дипольного момента в атомах см.: Raab F. J.//Atomic Physics 9/Eds. R. S. van Dyck, Jr. E. N. Fortson.—Singapore: World Scientific, 1984.— P. 272.
29. В качестве обзора атомной теории нарушения четности в атомах см.: Fortson E. N., Willets L.//Advances in Atomic and Molecular Physics/Eds. D. R. Bates, B. Bederson — New York: Academic Press, 1980—V. 16. P. 319.  
Bouchiat C.//Atomic Physics 7/Eds. D. Kleppner, F. M. Pirkin.— New York, Plenum Press, 1981.—P. 83.  
Sandars P. G. N.//<sup>9</sup>—P.225.
30. О детальном расчете парижского эксперимента с цезием, включающем теорию, методику проведения и аппаратуру, см.: Bouchiat M. A., Guena J., Pottier L.//J. de Phys. 1985. T. 46. P. 1897.  
О систематических эффектах см.://Ibidem. 1986. T. 47. P. 1175.  
О результатах и применениях см.: Bouchiat M. A., Guena J., Pottier L., Hunter L.//Ibidem. P. 1709.
31. Bouchiat M. A., Guena J., Pottier L.//Ibidem. 1984. V. 45. P. 523.
32. Gilbert S. L., Watts R. N., Wieman C. E.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 137.

32. Lewis L. L., Hollister J. H., Soreide D. C., Lindahl E. G., Fortson E. N.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 795.  
Baird P. E. G. et al.//Ibidem. P. 798.  
Богданов Ю. В., Собельман И. И., Сорокин В. Н., Струк И. И.//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 234, 556.
33. Bouchiat M. A., Guena J., Pottier L.//J. de Phys. 1980. T. 41.  
Bouchiat M. A., Pottier L.//Appl. Phys. Ser. B. 1982. V. 29. P. 53.
34. Hoffinagle L., Telegdi V. L., Weiss A.//Phys. Lett. Ser. A. 1981. V. 86. P. 457.
35. Taneer C. E., Commings E. D.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 332.
36. Dzuba V. A., Flambaum V. V., Sushkov O. P.//J. Phys. Ser. B 1983. V. 16. P. 715; 1984. V. 17. P. 1953.  
Dzuba V. A., Flambaum V. V., Silvestrov P. G., Sushkov O. P.//1985. V. 18. P. 597.
37. Martensson-Pendrill A. M.//J. de Phys. 1985. T. 46. P. 1949  
Johnson W. R., Guo D. S., Idrees M., Sapirstein J.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 1043.
38. Bouchiat C., Piketty C. A., Pignon D.//Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 221. P. 63.  
Bouchiat C., Piketty C. A.//Europhys. Lett. 1986. V. 2. P. 511.
39. Schafer A., Muller B., Greiner W.//Zs. Phys. Kl. A. 1985. Bd 322. S. 539.
40. Martensson-Pendrill A. M.//Phys. Scripta (in press).  
Sushkov O. P.//Ibidem.  
Das B. P.//Ibidem.
41. Marciano W. J., Sirlin A.//Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 27. P. 442; 1984. V. 29. P. 75.  
Lynn B. W.//Proceeding of the 1983 Trieste Conference on Radiative Corrections in  $SU(2) \times U(1)$ /Eds B. W. Lynn, J. F. Wheeler.— Singapore: World Scientific, 1984.— P. 311.
42. Prescott C. Y. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 77. P. 347; 1979. V. 84. P. 524.
43. Langacker P.//Proceedings of the 1985 International Symposium on Lepton Photon Interactions at High Energy/Eds M. Konuma, K. Takahashi — Kyoto, Japan: Nissha, 1985.— P. 186.
44. Bouchiat C., Piketty C. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 128. P. 73.  
Fayett P.//Ibidem. 1980. V. 96. P. 83.
45. Herrmann P. P., Hoffinagle J., Schlumpf N., Telegdi V. L., Weiss A.//J. Phys. Ser. B. 1986. V. 19. P. 1607.
46. Bouchiat M. A., Jacquier P., Lintz M., Pottier L.//Opt. Commun. 1985. V. 56. P. 100.
47. Sandars P. G. N.//Phys. Scripta. 1980. V. 284. P. 21.
48. Новиков В. Н., Сушков О. П., Фламбаум В. В. Хриплович И. Б.//ЖЭТФ, 1977. Т. 73. С. 802.
49. Martensson A. M., Henely E. M., Wilets L.//Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. 24. P. 308.
50. Neuffer D. V., Commings E. D.//Ibidem. 1977. V. 16. P. 844.