

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Интерференционный метод измерения параметров атомных состояний

Ю.Л. Соколов

Предложен принцип наблюдения стационарной картины интерференции атомных состояний. Описан ряд экспериментов (1970–1998 гг.) с различными модификациями интерферометров, в частности, прецизионное измерение лэмбовского сдвига в атоме водорода и обнаруженное в процессе этих измерений дальнейшее взаимодействие движущегося возбужденного атома водорода с поверхностью металла.

PACS numbers: 03.65.Bz, 05.45.+b, 05.70.Ln, 89.70.+c

Содержание

1. Введение (559).
 2. Принцип наблюдения интерференции выделенного состояния атома (560).
 3. Оценка факторов, определяющих возможность проведения эксперимента (562).
 4. Атомный интерферометр (563).
 5. Теория Галицкого (564).
 6. Попытка экспериментальной проверки теории Галицкого (566).
 7. Развитие методики; "двойной" интерферометр (567).
 8. Двухэлектродный интерферометр (570).
 9. Эффект, вызываемый изменением направления поля в системе II (571).
 10. Экспериментальные исследования взаимодействия H-атома с поверхностью металла (572).
 - 10.1. Действие продольных и поперечных полей.
 - 10.2. Эксперимент 1 — наблюдение высвечивания 2P-компоненты.
 - 10.3. Эксперимент 2 — сравнение "щелевого" взаимодействия с действием внешнего поля.
 - 10.4. Эксперимент 3 — влияние ореола пучка.
 - 10.5. Эксперимент 4 — прямое доказательство существования дальнего взаимодействия возбужденного атома с поверхностью металла.
 - 10.6. Эксперимент 5 — зависимость масштаба эффекта от расстояния атома до поверхности металла.
 - 10.7. Эксперимент 6 — влияние стенки щели, перпендикулярной траектории пучка.
 - 10.8. Эксперимент 7 — влияние температуры металла на масштаб эффекта.
 - 10.9. Эксперимент 8 — влияние кристаллической структуры металла на масштаб эффекта.
 11. Заключение (580).
 12. Приложения (580).
 - Приложение I. Приложение II.
- Список литературы (583).

1. Введение

В 1960-х годах, особенно во второй их половине, появилось большое число теоретических и экспериментальных работ по исследованию эффектов, обусловленных взаимодействием элементарных частиц, находящихся в связанных состояниях. Наиболее важными из них являлись работы, посвященные поискам взаимодействия нейтральных токов (следует заметить, что несохранение четности в атомах, обусловленное нейтральными токами, было впервые рассмотрено Я.Б. Зельдовичем еще в 1959 году [1]). Эти исследования получили интенсивное развитие после появления работ Глэшоу [2], Вайнберга [3] и Салама [4] и привели в опытах по рассеянию мюонных нейтрино на нуклонах к открытию предсказанного ими взаимодействия [5, 6].

В тот же самый период в атомной физике и спектроскопии широко проводились экспериментальные и теоретические исследования тонких эффектов взаимодействий связанных частиц, основанные на использовании явления интерференции атомных состояний и интерференции квантовых амплитуд различных процессов. В этой группе работ следует отметить пучковые эксперименты с интерферометром, построенном по схеме Штерна–Герлаха [7, 8], исследования эффекта Ханле [9, 10], явления пересечения и антипересечения уровней [11] и получившие интенсивное развитие в начале 70-х годов эксперименты, в которых использовалась beam-foil technique, т.е. перезарядка быстрых ионов на тонкой углеродной пленке (см. обзоры [12–14]).

В результате этих работ были получены обширные сведения о свойствах связанных состояний. В результате стало ясно, что энергия такого состояния может быть чрезвычайно чувствительна к поведению потенциала взаимодействия на малых расстояниях.

Но тогда можно сформулировать некую общую концепцию: кроме пути, состоящего в том, чтобы строить большие ускорители, увеличивать энергию и проникать тем самым в глубь частиц, есть, в принципе, альтернативная возможность, может быть, в каком-то

Ю.Л. Соколов. РНЦ "Курчатовский институт"
123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-94-84. E-mail: lukich@qq.nfi.kiae.su

Статья поступила 15 июля 1998 г.,
после доработки 29 января 1999 г.

смысле более тяжелая, но более интересная и дешевая (в чисто материальном отношении). Это — возможность наблюдения различных тонких эффектов связанных состояний. Из них можно получить такие подробности поведения взаимодействия на малых расстояниях, которые удастся обнаружить лишь при очень больших энергиях. Следовательно, можно допустить, что существует некое направление изучения элементарных частиц по очень точным измерениям свойств связанных состояний.

Но какие измерения являются наиболее точными? Это, по-видимому, измерения спектроскопические, поскольку по сути своей они являются амплитудными, а не вероятностными. К тому же, фазы, наверное, в высшей степени чувствительны к различным воздействиям. Впрочем, это вопрос в некотором роде философский, нуждающийся в тщательном рассмотрении.

Если принять высказанные соображения, то, спрашивается, не можем ли мы превратить атомную физику в своего рода спектроскопию — не в том смысле, чтобы наблюдать излучение, а, грубо говоря, сами атомы рассматривать как волны и наблюдать интерференцию атомных состояний? Таким образом, будет иметь место не спектроскопия атомных излучений, а спектроскопия атомных состояний. Тогда соединение двух принципов даст новое направление: интерференционное определение свойств связанных состояний и через них — определение свойств элементарных частиц (например, измерив с высокой точностью лэмбовский сдвиг [15] в атоме водорода и сравнив его значение с теоретической величиной, можно определить электрический радиус протона).

Измерение лэмбовского сдвига δ в атоме водорода является, как известно, одной из важных проверок квантовой электродинамики (КЭД) при низких энергиях. Однако несмотря на то, что к началу нашей работы (1970 г.) прецизионные измерения δ велись начиная с 1953 г. [16], прогресс в увеличении точности оказался весьма скромным, что можно было объяснить принципиальными ограничениями, присущими традиционному радиоспектроскопическому методу. Согласие между теоретическим и экспериментальным значениями δ , казалось, было в то время достигнуто [17, 18], но такое заключение при внимательном рассмотрении представлялось в значительной степени сомнительным. Разброс в экспериментальных значениях δ был явно слишком велик для того, чтобы можно было провести сравнение с теорией, представляющее принципиальный интерес. К тому же разброс теоретических значений был также весьма значителен, вследствие чего было непонятно, чему следовало приписать расхождение между $\delta_{\text{экс}}$ и $\delta_{\text{теор}}$; во всяком случае, скорее всего, ошибкам в измерениях и расчетах, а не краху КЭД.

Тщательно проанализировав ситуацию, я пришел к выводу, что точность измерения δ может быть значительно повышена, если осуществить наблюдение интерференции 2S- или 2P-состояния атома водорода с помощью интерферометра, аналогичного широко применяемому двухлучевым оптическим интерферометрам. Мною было рассмотрено несколько вариантов построения такого прибора, и вот, что получилось.

2. Принцип наблюдения интерференции выделенного состояния атома

Представим себе пучок метастабильных $2S_{1/2}$ -атомов водорода, проходящий через поле напряженностью E , неадиабатически обрывающееся на границах (рис. 1). Критерием неадиабатичности будет условие, состоящее в том, что частота пролета $\omega = v/d$, где v — скорость атома, а d — ширина зоны нарастания или убывания поля, должна быть больше или порядка лэмбовской частоты (для перехода $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$) или частоты тонкого расщепления (для перехода $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$).

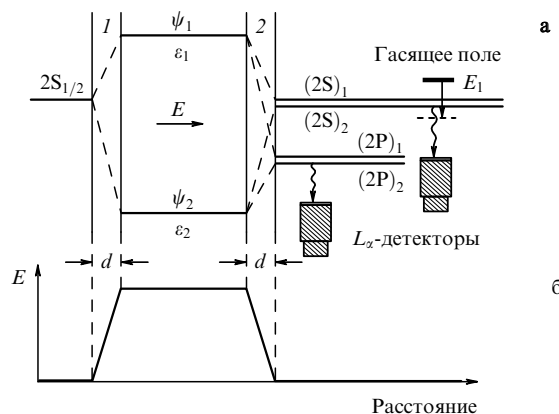


Рис. 1. Принципиальная схема атомного интерферометра (а) и профиль напряженности поля (б).

При пересечении границы 1 атомы пучка, испытывая возмущающее влияние нарастающего поля, переходят в суперпозицию собственных состояний ψ_1 и ψ_2 с энергиями ϵ_1 и ϵ_2 , определяемыми величиной напряженности поля E . На границе 2, где поле убывает до нуля, возникнут компоненты пучка, представляющие собой как состояние 2S, так и состояние 2P, причем каждый из термов ψ_1 и ψ_2 даст начало паре таких состояний: $\psi_1 \rightarrow (2S)_1 + (2P)_1$ и $\psi_2 \rightarrow (2S)_2 + (2P)_2$.

При выходе из поля амплитуды собственных 2S- и 2P-состояний будут определяться амплитудами переходов и разностью фаз между "компонентами" каждой пары $(2S)_1 - (2S)_2$ и $(2P)_1 - (2P)_2$, которая зависит от времени пролета в поле и от частоты перехода между термами ψ_1 и ψ_2 , расщепленными электрическим полем. Поскольку величина такого расщепления целиком определяется напряженностью поля E , то при ее монотонном изменении в прошедшем пучке будут наблюдаться периодические (происходящие в противофазе) колебания интенсивности потоков 2S- и 2P-атомов, обусловленные интерференцией между $(2S)_1 - (2S)_2$, а также между $(2P)_1 - (2P)_2$ -"компонентами". Аналогичная картина обнаружится при постепенном изменении времени пролета в поле, т.е. при изменении расстояния между границами 1 и 2.

Интерферометр, построенный на основе описанного принципа, дает возможность наблюдать стационарную картину интерференции 2S- или 2P-состояния атома водорода, что позволяет измерять характеристики этой картины с высокой точностью. Такой интерферометр аналогичен двухлучевому оптическому интерферометру, где интерферирует сам с собой отдельно взятый

фотон. Здесь интерферирует само с собой 2S- или 2P-состояние атома. Интерференция обусловлена тем, что результирующие амплитуды этих состояний содержат вклады, обусловленные эволюцией "вдоль разных путей" — ψ_1 или ψ_2 , приводящей к появлению сдвига фаз. Не следует представлять картину таким образом, что после эволюции в поле интерферометра собственные состояния 2S и 2P складываются из "компонент" (2S)₁, (2S)₂ и (2P)₁, (2P)₂ — в отдельности эти "компоненты" не существуют и введены только для облегчения понимания процессов, происходящих в интерферометре (точно так же нельзя говорить об отдельных компонентах фотона, прошедшего через двухканальный оптический интерферометр). В рассматриваемом атомном интерферометре второй "канал" (ψ_2) возникает вследствие того, что электрическое поле перемешивает состояния с противоположной четностью. Таким образом, у исходного состояния 2S появляется когерентная примесь состояния 2P.

Во избежание ошибочного истолкования рис. 1 следует заметить, что изображенные на нем "компоненты" (2S)₁ и (2S)₂ имеют, разумеется, одинаковую энергию, так же, как "компоненты" (2P)₁ и (2P)₂. Никакого разделения траекторий 2S- и 2P-состояний как в поле интерферометра, так и вне его не происходит.

Регистрация картины интерференции 2P-состояния может быть выполнена путем измерения потока L_x -квантов, возникающих при высечивании короткоживущих 2P-атомов ($\tau = 1,6 \times 10^{-9}$ с). Регистрация интерференции 2S-состояния осуществляется при помощи "гасящего" поля E_1 (см. рис. 1).

Если положить $x = \langle d \rangle E / (\pi \hbar \delta)$ (где $\langle d \rangle$ — матричный элемент 2S_{1/2}–2P_{1/2}-перехода, E — напряженность поля и δ — лэмбовский сдвиг), то соответствующий анализ показывает (Приложение I), что выход 2P-атомов после прохождения пучка через интерферометр будет пропорционален величине

$$w(E, T) = \exp\left(-\frac{\gamma T}{2}\right) \times \left\{ \frac{x^2}{1+x^2} \left[\cosh \frac{\gamma T}{2\sqrt{1+x^2}} - \cos 2\pi T \delta \sqrt{1+x^2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где T — время пролета в поле E , а γ — постоянная распада 2P_{1/2}-состояния (сверхтонкое расщепление уровней не учитывается).

Как видим, интерференционная кривая представляет собой среднюю линию, определяемую гиперболическим косинусом, на которую накладывается осциллирующая структура с тригонометрическим косинусом.

Для упрощения анализа, по крайней мере на первой, качественной, стадии целесообразно подразделить интервал значений напряженности поля E на область "нормальных" и область "сильных" полей. Под нормальными следует понимать такие поля, для которых выполняется условие $x \sim 1$, т.е. вызываемый ими штарковский сдвиг уровней 2S_{1/2} и 2P_{1/2} оказывается того же порядка, что и лэмбовский сдвиг. В области нормальных полей ($E \sim 200 \div 300$ В см⁻¹) влияние лэмбовского сдвига обнаруживается наиболее отчетливо; напротив, присутствие уровня 2P_{3/2} проявляется слабо, что допускает сведение задачи к рассмотрению двухуровневой системы 2S_{1/2}–2P_{1/2}. Влияние уровня 2P_{3/2} может быть в этом случае учтено введением малых поправок [3].

Действие этого уровня сказывается, во-первых, в том, что переход 2S_{1/2}–2P_{3/2} вносит известный вклад в регистрируемое L_x -излучение. Однако при нормальных полях амплитуда такого перехода оказывается порядка 0,1, что дает поправку к измеряемой интенсивности, не превышающую 0,01. В реальных условиях эта поправка будет еще меньше, поскольку в области нормальных полей для принятой геометрии электродов интерферометра, условие неадиабатичности удовлетворительно выполняется только для уровня 2P_{1/2}, но не для уровня 2P_{3/2}.

Наблюдаемая картина интерференции $I_{2P}(E)$ представляет собой наложение кривых, относящихся к переходам как на уровень 2P_{1/2}, так и на уровень 2P_{3/2}. В рассматриваемых условиях осцилляции последней будут происходить с частотой в $v_f/\delta \sim 10$ раз большей, и амплитудой, не превышающей 0,01 амплитуды, соответствующей переходу на уровень 2P_{1/2} (здесь v_f — частота тонкого расщепления). Так как в рассматриваемом эксперименте будет регистрироваться суммарное излучение из состояний 2P_{1/2} и 2P_{3/2}, то к вероятности выхода 2P_{1/2}-атомов следует добавить вероятность выхода атомов в состоянии 2P_{3/2}, которая определяется аналогичной формулой. Поскольку вклад уровня 2P_{3/2} испытывает периодические изменения, которые при $E \sim 300$ В см⁻¹ представляют собой мелкие быстрые колебания относительно первой косинусоиды, то при расчете вклада этого уровня должно быть проведено усреднение по быстрым осцилляциям, происходящим с частотой, близкой к частоте тонкого расщепления.

Присутствие уровня 2P_{3/2} оказывает и другое, более существенное влияние, обусловленное взаимным возмущением состояний Н-атома с одинаковыми n , но различными l , находящегося в электрическом поле, что вызывает изменение штарковского расщепления уровней 2P_{1/2}–2P_{3/2}. Вычисление соответствующей поправки показывает, что она также получается порядка 0,01, однако поскольку эта поправка входит в фазу, действие ее проявляется более заметным образом. При больших временах пролета этот фактор дает поправку к фазе порядка 1, что необходимо учитывать при расчете зависимости $I_{2P}(E, T)$.

Если учесть сверхтонкую структуру уровней 2S_{1/2} и 2P_{1/2} (рис. 2), то в указанном случае теоретическая интерференционная кривая, полученная из анализа двухуровневой системы 2S_{1/2}–2P_{1/2}, будет образована наложением трех кривых, отвечающих переходам 1, 2 и 3 (энергии переходов 3 и 3' совпадают). Таким образом, интенсивность 2P-компоненты пучка, прошедшего через интерферометр, может быть представлена так:

$$W = w_1 + w_2 + w_3 = \exp\left(-\frac{\gamma T}{2}\right) \times \left\{ c_1 \frac{x_1^2}{1+x_1^2} \left[\cosh \frac{\gamma T}{2(1+x_1^2)^{1/2}} - \cos 2\pi \left(\delta + \frac{2}{3} v \right) \right] \times \right. \\ \times T(1+x_1^2)^{1/2} + c_2 \frac{x_2^2}{1+x_2^2} \left[\cosh \frac{\gamma T}{2(1+x_2^2)^{1/2}} - \right. \\ \left. - \cos 2\pi \left(\delta - \frac{10}{3} v \right) T(1+x_2^2)^{1/2} \right] + \\ \left. + c_3 \frac{x_3^2}{1+x_3^2} \left[\cosh \frac{\gamma T}{2(1+x_3^2)^{1/2}} - \right. \right. \\ \left. \left. - \cos 2\pi(\delta + 2v)T(1+x_3^2)^{1/2} \right] \right\}, \quad (2)$$

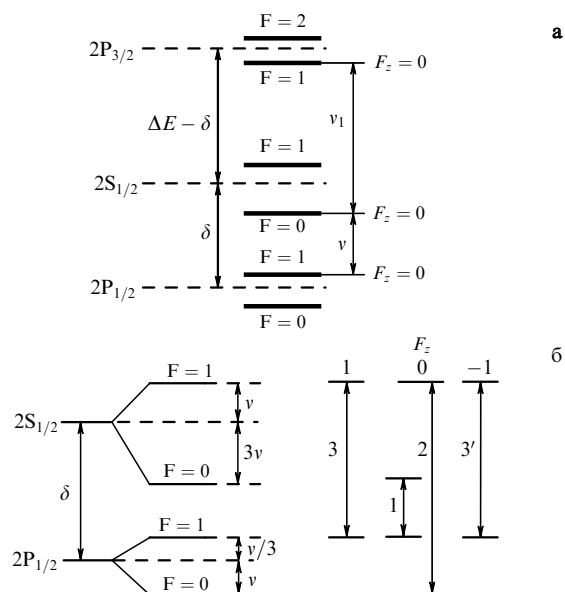


Рис. 2. Схема $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ -уровней (а) и сверхтонкая структура $2S_{1/2}$ – $2P_{1/2}$ -уровней (б) атома водорода.

где

$$x_1 = x / \left(1 + \frac{2}{3} \frac{v}{\delta} \right); \quad x_2 = x / \left(1 - \frac{10}{3} \frac{v}{\delta} \right);$$

$$x_3 = x / \left(1 + 2 \frac{v}{\delta} \right),$$

v — частота сверхтонкого расщепления, а c_1 , c_2 и c_3 — постоянные.

Отсюда следует, что, совместив теоретическую кривую с экспериментальной, т.е. подобрав значения коэффициентов c_1 , c_2 и c_3 (при заданном лэмбовском сдвиге, частоте сверхтонкого расщепления и времени пролета в поле интерферометра), можно определить заселенности подуровней сверхтонкой структуры $2S_{1/2}$ -состояния с проекциями полного момента F_z , равными 1, 0 и -1 (для $F=1$) и $F_z=0$ (для $F=0$).

3. Оценка факторов, определяющих возможность проведения эксперимента

Несмотря на принципиальную простоту эксперимента по наблюдению интерференции $2P$ -состояния атома водорода при помощи системы, изображенной на рис. 1, для его реализации потребовалась разработка и сооружение весьма сложной аппаратуры специфического рода (особенно, если учесть, что в принципе существовала возможность измерения лэмбовского сдвига с погрешностью порядка 2 ppm).

Серьезные трудности, возникшие при осуществлении эксперимента, объясняются прежде всего необычными и противоречивыми требованиями, которым должен удовлетворять пучок $2S$ -атомов, проходящий через интерферометр (простейший интерферометр, согласно рис. 1, должен состоять из двух параллельных пластин — электродов с отверстиями для пучка). "Чистые", т.е. не содержащие примеси других частиц, пучки метастабильных атомов водорода с тепловыми скоростями, мето-

дика получения которых была разработана достаточно хорошо [15], совершенно не подходили для предполагаемых опытов, поскольку в этом случае размеры интерферометра оказались бы микроскопическими. Построение интерферометра становится возможным при скорости атомов порядка 2×10^8 см s^{-1} , которые могут быть получены путем перезарядки быстрых протонов, — например, в тонкой углеродной фольге или в газовой мишени. Однако и при таком значении скорости, создание неадиабатически изменяющихся полей возможно лишь при ширине щелей в электродах, сквозь которые проходит пучок, не превышающей нескольких десятых долей миллиметра. В этих условиях для того, чтобы поле могло считаться однородным по сечению пучка, имеющего вид ленты, его поперечные размеры (толщина) не должны быть более 0,1 мм. Увеличение размеров интерферометра и пучка и, соответственно, увеличение скорости атомов оказывается, однако, практически невыгодным, что объясняется следующими причинами.

В предполагаемом эксперименте измеряется интенсивность $2P$ -компоненты пучка, что, как было сказано, осуществляется путем регистрации квантов, возникающих при однофотонном переходе $2P-1S$, т.е. резонансной линии L_α ($\lambda = 1216$ А). Вследствие этого в пучке не должны присутствовать в заметном количестве возбужденные атомы, каскадное высвечивание которых, сопровождаемое переходом в основное состояние $1S$, вызвало бы появление значительного фона, маскирующего наблюдаемые явления. Вместе с тем, метод перезарядки протонов позволяет получить лишь смешанный пучок быстрых атомов водорода, находящихся во всех возможных состояниях от $n=1$ до $n \sim 15 \div 20$. Для создания пригодного для работы пучка необходимо удалить из него прежде всего короткоживущие атомы с $n=2-6$, единственный способ устранения которых состоит в предоставлении им возможности высветиться во время полета. Если использовать для получения нейтральных атомов водорода перезарядку протонов в газовой мишени, то присутствие в пучке долгоживущих высоковозбужденных атомов окажется незначительным, поскольку при таком методе заселенность состояний убывает как n^3 . Соответствующие оценки показывают (Приложение II), что приемлемое снижение фона, создаваемого возбужденными атомами при скорости их порядка 2×10^8 см s^{-1} , может быть достигнуто при длине пролета, не меньшей 200 см. Указанную величину скорости следует считать оптимальной, поскольку соответствующие ей размеры интерферометра получаются не слишком малыми, а размеры вакуумной камеры — не слишком большими.

Чтобы обеспечить стабильность скорости протонов, превращающихся затем в нейтральные атомы, необходимо использовать анализатор скоростей, состоящий из поворотного магнита с системой коллимационных щелей [19].

Анализ экспериментальных данных будет существенно упрощен, если удалить из пучка $2S_{1/2}$ -атомы с полным моментом $F=1$. Для указанной цели пучок следует пропустить через СВЧ-поля с частотами 1147 МГц (для перехода 2) и 1087 МГц (для переходов 3 и 3'). В этом случае интерференционная кривая будет обусловлена когерентным смешиванием состояний $|1\rangle \equiv |2S_{1/2}, F=0, F_z=0\rangle$ и $|2\rangle \equiv |2P_{1/2}, F=0, F_z=0\rangle$, соответствующим переходу 1 с частотой 909,9 МГц (см.

рис. 2). Таким образом, вместо суммарной картины, образованной наложением интерференционных кривых w_1 , w_2 и w_3 , будет наблюдаться одна кривая w_3 [20].

Возьмем металлическую пластинку и сделаем в ней маленькую металлическую дырочку.

М.А. Леонтович
(из выступления на семинаре)

4. Атомный интерферометр

Исходя из приведенных основных соображений я спроектировал установку, которой дал имя "Памир", ибо всю жизнь ходил по дорогим сердцу горам Средней Азии.

Установка имела две основные части. Первая из них включала в себя источник протонов с энергией 20 кэВ и анализатор скоростей, состоявший из магнита, отклонявшего пучок протонов на угол порядка 80° , с системой коллимирующих диафрагм. Во второй части — диагностической, отделенной от первой газовой мишенью (камерой перезарядки), в которой протоны превращались в нейтральные атомы водорода, находился интерферометр и резонаторы, создававшие СВЧ-поля с частотами 1148, 1087 и 909,9 МГц для гашения компонент 2S-состояния с полными моментами $F=1$ и $F=0$, а также приборы для контроля параметров пучка.

В то время, когда нужно было соорудить спроектированную систему, я работал в отделе И.Н. Головина на термоядерной установке "Огра", представлявшей собой ловушку с магнитными "пробками", где занимался диагностикой плазмы и вопросами инжекции нейтральных атомов водорода. Должен, однако, сказать, что за несколько лет работы на этом поприще у меня появилось весьма скептическое отношение к возможности осуществления термоядерного реактора с удержанием горячей плазмы системами магнитных полей. Наверное, я не прав, но мне казалось, что существует некая общая, не найденная, не сформулированная еще теорема о невозможности построения такого реактора для производства электроэнергии в стационарном режиме. Было в нем что-то противоестественное, а ссылки на то, что подобными аналогами являются звезды, вряд ли правомерны, ибо в них действуют чудовищные силы тяготения, которые и удерживают плазму.

Я твердо решил не заниматься никаким "термоядом" и во что бы то ни стало осуществить опыты по наблюдению интерференции атомных состояний. Вопрос был подробно обсужден с И.Н. Головиным, В.М. Галицким и Е.К. Завойским (особенно активным оказался Галицкий, ибо в наших с ним разговорах мы усмотрели возможность экспериментальной проверки предложенной им, очень глубокой по смыслу, новой физической теории). В результате я получил добро на сооружение установки, которая была построена в течение одного года.

Прошло, однако, порядочно времени, прежде чем удалось осуществить опыты по наблюдению интерференции. Возникшие трудности были обусловлены малой интенсивностью потока 2S-атомов, проходивших через интерферометр, особенно в том случае, когда включались поля, "гасившие" компоненту с полным моментом $F=1$. Для проведения измерений с хорошей статистикой было необходимо, чтобы величина потока 2S-атомов при

сечении пучка порядка $0,05 \times 2$ мм составляла не менее 10^9 с $^{-1}$. Соответствующие эксперименты показали, что такая интенсивность может быть достигнута лишь в том случае, если источник первичных протонов способен сформировать пучок в виде тонкого луча с малой угловой расходимостью.

Такой источник удалось создать чисто эмпирическим путем, т.е. действуя методом проб и ошибок, взяв за основу широко применяемый на практике источник с СВЧ-разрядом, который давал стабильный во времени пучок протонов и был удобен в эксплуатации. Источник был выполнен по традиционной схеме, однако конструкция его элементов (форма колбы с ВЧ-разрядом, форма и расположение катушек, соединенных с генератором, и особенно устройство для экстракции ионов) существенно отличалась от общепринятой, представляя собой тщательно оптимизированную систему. Источник позволял получить пучок протонов с энергией ~ 20 кэВ при угловой расходимости 3×10^{-3} и токе до 1,2 мА (мощность ВЧ-генератора составляла 100 Вт на частоте 30 МГц).

Были исследованы три метода получения нейтральных атомов: перезарядка протонов в тонкой углеродной пленке (толщиной порядка 100 А), перезарядка в газовой мишени и нейтрализация протонов совмещенным с ними пучком электронов с теми же скоростями. В те годы (1968–1969 гг.) было известно лишь несколько работ по перезарядке быстрых атомов в тонких фольгах, вследствие чего подобную методику пришлось разрабатывать вполне самостоятельно. Однако после первых же удачных экспериментов стало ясно, что перезарядка на фольге не подходит для поставленных целей, т.е. для долговременных измерений при высокой стабильности атомного пучка. Углеродные пленки быстро разрушались, т.е. были пригодны лишь для непродолжительных опытов и, кроме того, заметно различались по толщине, что требовало проведения повторных калибровочных измерений при их замене. Следует отметить, что методика "beam-foil" получила существенное развитие в 70-х годах в варианте, когда ионы после перезарядки в фольге выходили из нее в когерентной суперпозиции состояний, что приводило к появлению пространственных биений возникавшей люминесценции [12].

Перезарядка протонов в газовой мишени представляла собой хорошо изученный и широко применявшийся метод получения пучков быстрых атомов водорода. Наиболее эффективной в отношении выхода метастабильных 2S-атомов является перезарядка в парах цезия [21]. Однако применение цезиевой мишени в экспериментах описанного типа не представлялось необходимым, поскольку для наблюдения интерференции были достаточны сравнительно слабые токи и в то же время имела первостепенное значение высокая стабильность атомного пучка при непрерывной работе в течение нескольких часов. Наилучшие результаты были получены с перезарядной камерой, заполненной молекулярным водородом, расположенной на расстоянии 100 см от анализирующего магнита. В этом случае при толщине газовой мишени порядка $0,03$ торр \times см, угловая расходимость пучка водородных атомов составляла $\sim 0,3 \times 10^{-3}$.

При изучении взаимодействия совмещенных пучков протонов и электронов, движущихся с одинаковыми скоростями, было зарегистрировано появление атомов

водорода в различных состояниях возбуждения. В этом эксперименте камера перезарядки была откачана до давления $\sim 2 \times 10^{-6}$ торр, и образование нейтральных атомов происходило за счет рекомбинации протонов и электронов, движущихся с одинаковыми скоростями в совмещенных пучках. Из полученных данных следует, что в рассматриваемом случае имеет место не радиационная рекомбинация (как это предполагалось вначале), а рекомбинация при тройных столкновениях, при которой с большей вероятностью заселяются верхние уровни водородного атома.

Вычисление коэффициента рекомбинации для случая низких температур ($kT \ll E_i$, где E_i — энергия ионизации) было сделано в работе [22]. Из полученных данных следовало, что при достаточно низких температурах ($T_e \sim 0,01$ эВ) тройная рекомбинация может наблюдаться уже при значениях N_e порядка 10^8 , что соответствует плотности электронов в пучке, полученном при помощи пушки Пирса и многоступенчатой замедляющей системы. Однако выход 2S-атомов оказался того же порядка, что и фон, возникавший при перезарядке протонов на остаточном газе. Вследствие этого все дальнейшие опыты велись с пучком, полученным в результате перезарядки протонов в водородной мишени.

При осуществлении экспериментов по наблюдению интерференции мне чрезвычайно пригодилась полученная в свое время специальность оптика-механика 8-го разряда, поскольку все интерферометры я должен был делать сам, ибо оказались они приборами весьма сложными и, к тому же, требовали очень высокой точности изготовления.

Для первых опытов были построены интерферометры двух типов — с поперечным и продольным полями по отношению к направлению скорости атомов. Интерферометр с поперечным полем использовался при изучении зависимости эффекта от напряженности поля при постоянном значении пролетного времени T . В интерферометре этого типа неадиабатическое изменение поля на его границах могло быть достигнуто при большом расстоянии между создающими его электродами, что играло существенную роль в некоторых из предполагаемых экспериментов. Интерферометр с про-

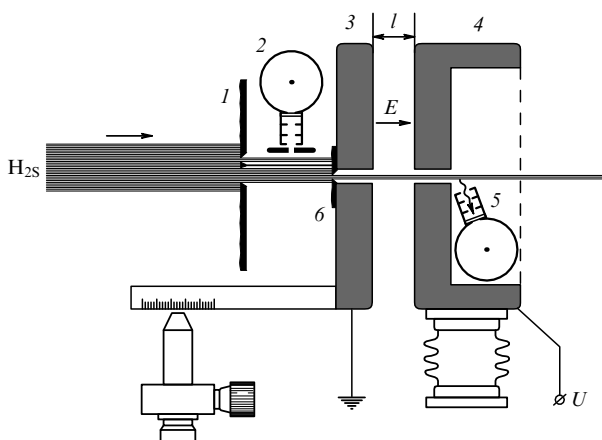


Рис. 3. Схема двухэлектродного интерферометра с продольным полем: 1 — разделительная щель, 2 — детектор монитора, 3 и 4 — плоские электроды с отверстиями для прохода пучка, 5 — детектор эффекта, 6 — коллимационная щель.

дольным полем (рис. 3) позволял определить как зависимость $I_{2P}(E)$, так и зависимость $I_{2P}(T)$. Во всех случаях интерферометры устанавливались на расстоянии 200 см от выходной диафрагмы камеры перезарядки.

В первых экспериментах, как и следовало ожидать, обнаружилось появление 2P-компоненты пучка возникшей из 2S-атомов, прошедших через поле интерферометра. При изменении расстояния x между детектором и границей поля, величина потока 2P-атомов монотонно убывала как $\exp[-x/(v\tau)]$, где v — скорость атомов, а τ — время жизни 2P-состояния.

Интерференционная кривая, выражающая зависимость $I_{2P}(E)_{T=\text{const}}$, полученная с помощью интерферометра с продольным полем, показана на рис. 4. Заметим, что картины, изображенные на рис. 4, представляют собой оптический аналог эффекта, предсказанного Пайсом и Пиччиони [23] для системы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов.

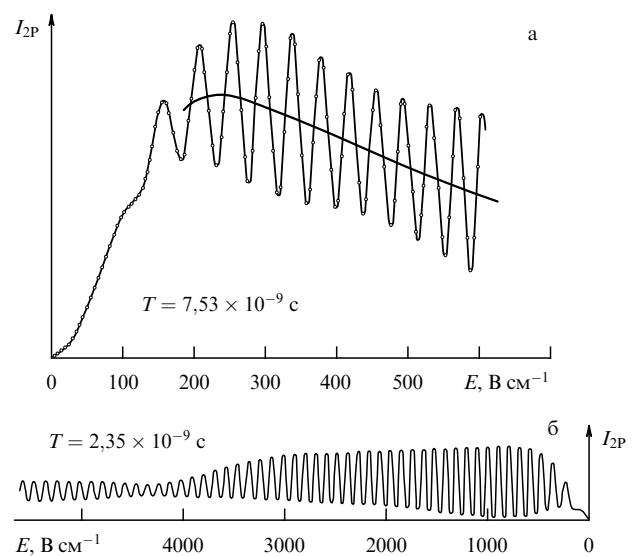


Рис. 4. Картина интерференции 2P-компонент пучка для пролетного времени $T = 7,53 \times 10^{-9}$ с (а) и для $T = 2,35 \times 10^{-9}$ с (б).

Результаты экспериментов, полученные на первой стадии исследований с помощью описанных интерферометров, приведены в работах [19, 24].

Насколько мне известно, построенный мной атомный интерферометр, аналогичный двухлучевому оптическому интерферометру, был первым прецизионным измерительным прибором такого рода.

5. Теория Галицкого

После успешного наблюдения интерференции атомных состояний сразу же было решено приступить к экспериментальной проверке теории В.М. Галицкого, отложив эксперименты по измерению лэмбовского сдвига, что было необходимо как для усовершенствования установки, так и для отработки методик точных измерений.

К великому сожалению, после смерти Виктора Михайловича Галицкого не осталось никаких документов с изложением сущности его теории, никаких, хотя бы самых кратких набросков. Однако хорошо зная Галицкого и постоянно обсуждая с ним предстоящие опыты, я отчетливо понимал, что он основательно продумал и

разработал все аспекты своей теории. На мои вопросы, почему он не хочет выступить с ее обсуждением, Галицкий неизменно отвечал: "Вот сделаем намеченные эксперименты, тогда и будет видно, как поступить дальше". Не знаю, имею ли я на это право, но мне кажется, что интереснейшие мысли, высказанные Галицким, не должны сгинуть бесследно. Я привожу здесь свои записи (существенно сокращенные), сделанные по свежей памяти.

Концепция Галицкого относилась к структуре теории, описывающей совокупность наблюдаемых физических явлений. В своих рассуждениях он исходил из общей логики, из самых общих представлений, которые в основных чертах сводились к следующему.

Важнейшим элементом существующей картины мира являются два предельных построения, образующих соответственно классическую и квантовую механику. Галицкий высказал предположение, что в действительности физические явления описываются некоторой единой полной теорией, а квантовая и классическая механика являются лишь ее предельными случаями. Структура этой полной теории требует, чтобы в ней содержались дополнительные члены (Галицкий назвал их редуцированными), обладающие тем свойством, что если, например, изучаются явления микромира, то как главный результат автоматически получается уравнение Шрёдингера, но с какими-то отклонениями в сторону механики классической. И, наоборот, если исследуется классическая область, то получаются уравнения Ньютона, однако с малыми добавками, которые несут следы квантовой механики.

В одном из писем ко мне Галицкий следующим образом сформулировал свою концепцию: "Предположим, что есть механика классическая и механика квантовая. Так я не говорю, что между ними есть нечто, некая промежуточная область. Я говорю, что есть общая теория, которая покрывает все и которая имеет одним предельным случаем механику классическую, а другим предельным случаем — механику квантовую. И это очень важный пункт, потому что, если имеется промежуточная область, то тогда в силу каких причин что-то из квантовой механики должно перейти в классическую или наоборот? Один из моих важнейших тезисов в том и состоит, что нет предельного перехода от механики квантовой к механике классической. Я именно с этим и борюсь".

Квантовые системы подчиняются принципу суперпозиции, а классические, напротив, существуют в пакетных состояниях, т.е. суперпозицию запрещают. Но если это так, то подобное свойство, в том или ином виде, должно быть отражено и в квантовой механике — иначе не получится перехода к ней от полной теории.

Поскольку классические движения несут характер смеси, а не суперпозиции, то отсюда следует, что в природе должны существовать две противоположные, всегда уравновешивающиеся тенденции, одна из которых стремится сохранить суперпозицию, а другая — уничтожить ее, т.е. превратить в смесь, сделать состояния неинтерферирующими. Таким образом, в модифицированной квантовой теории должны быть какие-то дополнительные члены, учитывающие такие тенденции. Они малы в квантовой механике, но в другом предельном случае полной теории — в механике классической выступают как главные. Эти дополнительные члены

очень медленно "работают", и поэтому, если речь идет о суперпозиции состояний, у которых разность энергий велика, соответствующую нестационарность трудно заметить, поскольку наблюдение ведется в течение достаточно большого промежутка времени, вследствие чего происходит усреднение регистрируемого эффекта. Но если наблюдения ведутся в таких условиях, когда возникающие биения обнаруживаются (т.е. когда разности энергий состояний достаточно малы), то описанная тенденция может проявиться вполне отчетливо.

Из приведенных чисто логических соображений следует, что если рассмотренные процессы, действительно, существуют в природе, то они должны приводить к тому, что короткоживущая компонента некоторой суперпозиции не может "вымереть" полностью из-за наличия малой "классической" добавки, вносимой редуцированными членами. Это очень важное следствие. Рассмотрим, например, в свете гипотезы Галицкого проблему нарушения CP-четности.

Напомним вкратце суть дела. Инвариантность слабых взаимодействий относительно CP-преобразования приводит к определенным представлениям, касающимся свойств K^0 -мезонов. Оказывается, что если она выполняется строго, то в свободном состоянии могут существовать не отдельные K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, а два типа суперпозиции этих частиц с различными временами жизни, т.е. в пучке будут наблюдаться такие K_1^0 - и K_2^0 -мезоны:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0); \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0). \quad (3)$$

Если выполнить одновременно преобразование зарядового сопряжения C и пространственную инверсию P, то произойдет замена $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ и $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$. При этом частица K_1^0 превращается сама в себя с сохранением фазы, т.е. ее волновая функция будет четной по отношению к CP-преобразованию. Напротив, в волновой функции K_2^0 произойдет изменение фазы — она окажется нечетной.

Посмотрим, что будет при распаде K_1^0 и K_2^0 на два заряженных π -мезона. Эти мезоны при CP-преобразовании переходят друг в друга, т.е. являются частицей и античастицей. Поэтому волновая функция комбинации π^+ и π^- может быть только CP-четной. Отсюда следует, что распадаться на два заряженных π -мезона может лишь K_1^0 ; для K_2^0 такой распад строго запрещен.

Распад K_1^0 на два π -мезона происходит с временем жизни $0,88 \times 10^{-10}$ с; частица K_2^0 распадается на три π^- -мезона с временем $5,8 \times 10^{-8}$ с. Такие представления о свойствах суперпозиции (3) существовали до 1964 г., когда было обнаружено, что K_2^0 -мезон может распадаться также и по запрещенной схеме (приблизительно в одном случае из 500).

Это открытие породило целый ряд различных предположений о возможных причинах появления распада такого типа, но в конце концов была принята та точка зрения, что имеет место нарушение CP-четности.

Следует, однако, обратить внимание на то, что во всех рассуждениях, которые приводили к такому выводу, молчаливо предполагалось, что суперпозиции (3) выполняются строго, что раз возникнув, они существуют бесконечно долго, что их короткоживущие компоненты вымирают, а долгоживущие остаются. Но если допустить, что эти суперпозиции не идеальны, что в них

зложено некое начало, стремящееся разрушить их, то влияние поправок к канонической квантовой механике должно проявляться в том, что в пучке будет поддерживаться определенная плотность K_1^0 -мезонов, такая, чтобы уравнивались две упомянутые противоположные тенденции: одна, создающая суперпозицию, и другая, уничтожающая ее, т.е. превращающая в смесь. Тогда в условиях проведенных экспериментов, должны появляться разрешенные распады $K_1^0 \rightarrow 2\pi$, наблюдаемые на больших расстояниях, которые могли быть приняты за распады $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, на основании чего и было сделано заключение о нарушении СР-четности. Таким образом, если концепция Галицкого справедлива, то все явление получает совершенно иное объяснение.

Очевидно, что окончательное решение вопроса о справедливости высказанных принципиальных соображений, т.е. о необходимости введения дополнительных членов в систему уравнений квантовой механики, должно принадлежать эксперименту. Каков должен быть оптимальный вариант подобного опыта?

Детальное исследование рассмотренной выше суперпозиции (3) вряд ли позволит сделать однозначное заключение о причинах возникновения запрещенного распада $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, поскольку можно предложить два альтернативных объяснения этого явления: нарушение СР-четности и нарушение принципа суперпозиции.

Более перспективным является изучение суперпозиции 2S- и 2P-состояний атома водорода, энергии которых отличаются на величину лэмбовского сдвига. Рассмотрим более подробно такой эксперимент, который может быть осуществлен в следующем варианте.

Представим себе, что атом водорода в состоянии $2S_{1/2}$ проходит через интерферометр, изображенный на рис. 1. Собственные состояния атома в поле интерферометра ψ_1 и ψ_2 представляют собой линейные комбинации состояний 2S и 2P:

$$\psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{2S} + \psi_{2P}), \quad \psi_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{2S} - \psi_{2P}). \quad (4)$$

Согласно канонической квантовой механике, состояние Н-атома, прошедшего через электрическое поле, будет описываться такой суперпозицией

$$\psi = C_+\psi_+ + C_-\psi_-. \quad (5)$$

Посмотрим, что должно происходить с этой суперпозицией с точки зрения канонической и неканонической квантовой механики. С точки зрения первой из них состояния 2P должны вымереть полностью. Это означает, что на больших расстояниях ψ должно стремиться к ψ_{2S} , т.е. если учесть выражение (4):

$$\psi_{x \rightarrow \infty} \rightarrow \psi_{2S} = \frac{1}{\sqrt{2}}\psi_+ + \frac{1}{\sqrt{2}}\psi_-. \quad (6)$$

Поэтому каноническое утверждение квантовой механики заключается в следующем: во-первых, эта суперпозиция должна существовать бесконечно долго и, во-вторых, ее коэффициенты должны стремиться к таким значениям (с некоторым общим множителем):

$$C_+ \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad C_- \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (7)$$

Дополнительное утверждение, согласно Галицкому, заключается в том, что должны существовать поправки к квантовой механике, которые, наоборот, стремятся уничтожить эту суперпозицию, т.е. превратить ее в смесь. Отсюда следует (по аналогии с рассмотренным выше случаем K^0 -мезонов), что 2P-атомы не могут вымереть полностью, ибо полное их вымирание означало бы возникновение строгой суперпозиции. Таким образом, в пучке атомов водорода, прошедших сквозь поле, должен наблюдаться "хвост" 2P-атомов: на больших расстояниях 2S-атомам "не нравится" быть в одиночестве и они начинают переходить в 2P-атомы.

Из сказанного следует, что в полной квантовой теории применительно к данному опыту должны учитываться как распад 2P-атомов, так и влияние поправочных членов, смысл которых состоит в том, что они стремятся превратить суперпозицию в смесь. Очевидно, что слагаемые обоих типов — распад и превращающие в смесь (редукционные) действуют противоположным образом. Чтобы удовлетворить в должной степени и тем, и другим, необходим некоторый компромисс. Однако подобный компромисс неизбежно означает, что в пучке должны остаться 2P-атомы, поскольку полное их вымирание отнюдь не является компромиссом, так как в этом случае все отдается распаду и ничего — редукционным членам. Тогда, если считать, что суперпозиция превращается в смесь за какое-то (большое) время t и к тому же, если за время жизни τ осуществляется суперпозиция, то компромисс должен состоять в том, что в пучке появится "довесок" 2P-атомов $N_{2P} \sim \tau t$. В том предельном случае, когда образовалась бы "чистая" смесь $|C_1|^2 = 1/2$ и $|C_2|^2 = 1/2$, т.е. интерференция отсутствовала бы и доля 2P-атомов, если не было бы распада, оказалась равной 1/2, пучок превратился бы в смесь 2S и 2P, точнее в смесь ψ_1 и ψ_2 ; если имел бы место распад, то доля 2P-атомов оказалась бы равной нулю. Преобразование суперпозиции в смесь должно происходить за промежуток порядка статистических времен, т.е. за $10^{-4} - 10^{-5}$ с.

Явление выглядит таким образом, что 2S-атомы выделяют 2P-атомы с временем t , которые за время τ вымирают. Таким образом, в пучке будет присутствовать лишь небольшое число 2P-атомов.

Однако в опыте с атомом водорода существует неопределенность, поскольку нельзя однозначно предсказать, по каким степеням свободы должна идти пакетизация, т.е., иными словами, какая смесь образовалась бы при отсутствии распадов — по ψ_1 и ψ_2 или по 2S и 2P. Разрешение этой неопределенности, в принципе, не вызывает затруднений и состоит в том, что в эксперименте необходимо создать "конфликт" между пакетизацией и собственными состояниями: опыт должен быть построен таким образом, чтобы в зоне наблюдения пакетизация шла не по собственным состояниям.

6. Попытка экспериментальной проверки теории Галицкого

После того, как были подробно рассмотрены все доводы pro и contra, касавшиеся исследований (2S–2P)-суперпозиции состояний атома водорода, были начаты эксперименты с двухэлектродным интерферометром с продольным полем с L_x -детекторами, установленными на расстояниях $x_1 = 10$ см, $x_2 = 50$ см и $x_3 = 100$ см.

Результаты оказались следующими. Детекторы регистрировали потоки 2P-атомов незначительно, но, тем не менее, систематически превышавшие фон. Если гипотеза Галицкого правильна, то процесс преобразования атомов 2S в атомы 2P (при скорости равной 2×10^8 см s^{-1}) должен был описываться экспонентой $\exp(-1,2 \times 10^3 x)$. Заметим, что погрешность определения постоянной трансформации $2S \rightarrow 2P$ не превышала 5%. Следует сказать, что при таком значении постоянной приобретает смысл эксперимент по прямому наблюдению убывания потока 2S-атомов под действием неадиабатического поля при расстоянии между детекторами порядка 10–20 м.

Полученный результат не противоречит рассмотренным выше принципиальным соображениям. Однако его нельзя считать безусловным доказательством их справедливости. Малый масштаб эффекта и значительная сложность эксперимента заставляют отнести к полученным данным с большой осторожностью.

Дело осложняется еще и тем, что из опыта следует, что наблюдаемый эффект связан с пакетизацией по ψ_1 и ψ_2 , хотя, по-видимому, следовало бы ожидать пакетизацию по более "классическим" состояниям 2S и 2P. Впрочем, необходимо допустить, что пакетизация с определенной вероятностью может идти как по состояниям ψ_1 и ψ_2 , так и по состояниям 2S и 2P.

Во втором варианте опыта наблюдалась интерференция 2P-компонент пучка, возникших из состояний ψ_1 и ψ_2 в поле интерферометра. Если пакетизация происходит по состояниям 2S и 2P, то картина интерференции будет искажена из-за разрушения суперпозиций $\psi_1 = (2S + 2P)/\sqrt{2}$ и $\psi_2 = (2S - 2P)/\sqrt{2}$. Однако малое время пролета атомов в поле интерферометра по сравнению с временем преобразования $2S \rightarrow 2P$ не позволяет получить сколько-нибудь достоверные данные об изменении наблюдаемой кривой интерференции.

После смерти Галицкого были прекращены как эксперименты (из-за невозможности сравнения полученных результатов с полной теорией), так и обсуждение других возможных механизмов появления "хвоста" 2P-атомов.

7. Развитие методики; "двойной" интерферометр

Дальнейшая работа была посвящена измерению лэмбовского сдвига в атоме водорода. Следует сказать, что в исследовании атомной интерференции с самого их начала активно включился сотрудник Галицкого В.П. Яковлев, который выполнил исчерпывающий теоретический анализ процессов, происходящих в интерферометрах различных конструкций. В этих экспериментах были целиком использованы методики, разработанные для проверки гипотезы Галицкого.

Если поставить целью определение δ с погрешностью порядка нескольких ppm, то точность, даваемая формулой (1), оказывается недостаточной. Объясняется это, в основном, сложностью поведения атома в интерферометре и неопределенностью характеристик поля на границах, т.е. возле входного и выходного отверстий в электродах. При обсуждении задачи Яковлев предложил устранить эти трудности, применив интерферометр, состоящий из двух независимых систем I и II, разделенных промежутком l (рис. 5).

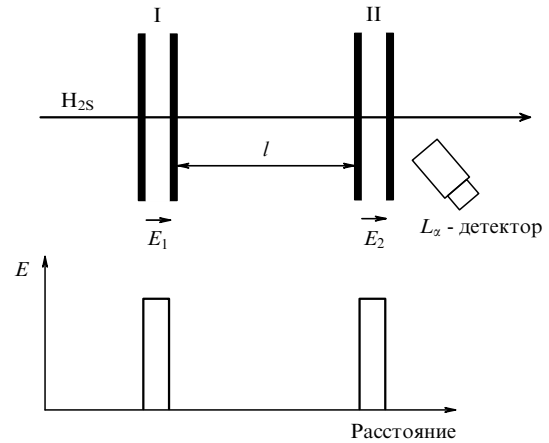


Рис. 5. Схема двойного интерферометра.

Атом, пролетающий со скоростью v , подвергается действию неадиабатических полей в каждой системе, которое приводит к перемешиванию состояний 2S и 2P. В промежутке между системами, т.е. в области, где поле отсутствует, состояния 2S и 2P являются собственными и их эволюция определяется точно. Отсюда следует, что может быть написано точное выражение для вероятности $w(l)_{E_1, E_2}$ выхода 2P-атомов после пролета через двойной интерферометр как функция длины l (или времени пролета $T = l/v$), содержащее несколько параметров, которые определяются действием полей E_1 и E_2 . Если при изменении расстояния l условия в системах поддерживаются постоянными, указанные параметры являются фиксированными и их можно не вычислять (путем надлежащей обработки кривой $w(l)$ число таких параметров может быть сведено к одному).

Существенно, что при экспериментальном определении зависимости $w(l)$ в качестве переменной l можно взять не абсолютное значение пролетной длины, а ее приращение, отсчитанное от некоторой произвольной нулевой точки. В окончательном виде формула для вероятности выхода 2P-атомов в зависимости от изменения пролетного расстояния Δl приобретает следующий вид:

$$w(\Delta l) = \cos \left[\frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \Delta l \right] + c \cos \left[\frac{\omega_1}{v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \Delta l \right]. \quad (8)$$

Здесь v — скорость атомов, c — неизвестный параметр, $\omega = 2\pi\nu$ и $\omega_1 = 2\pi\nu_1$, где ν и ν_1 — частоты, соответствующие переходам, изображенным на рис. 2. Фактор $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ учитывает лоренцево сокращение длины. Он, разумеется, мал, но вносимая им поправка существенна для достижения требуемой точности.

Видно, что рассматриваемый вариант эксперимента позволяет найти отношение ω/v . Таким образом, для определения лэмбовского сдвига необходимо выполнить независимым образом измерение скорости атомов v .

В соответствии с описанной схемой была принята следующая процедура:

1) при данных значениях напряженности поля в системах I и II и произвольном начальном расстоянии

между ними (которое соответствует $l_1 = 0$) определяется число L_x -квантов от распада $2P$ -состояния после прохождения систем I и II, т.е. определяется величина $I_{2P}(l_1)$;

2) направление поля в системе II изменяется на обратное при постоянных прочих условиях. В результате измерения определяется величина $I'(l_1)$;

3) находится разность $I - I'$;

4) поле E_2 возвращается к первоначальному значению. Затем расстояние l изменяется на величину Δl и вновь проводятся два измерения для противоположных направлений этого поля, т.е. определяются величины $I(l_2)$ и $I'(l_2)$;

5) процедура повторяется для выбранной серии значений приращения Δl ;

6) по найденным значениям строится экспериментальная кривая (8). Интересующая нас частота перехода $2S_{1/2} (F = 0, F_z = 0) \rightarrow 2P_{1/2} (F = 1, F_z = 0)$ определяется путем совмещения теоретической кривой с экспериментальными точками, т.е. путем подгонки значений ω/v и C .

Как было упомянуто, для определения лэмбовской частоты ν необходимо независимым образом измерить скорость $2S$ -атомов. Стабилизация и измерение скорости оказались наиболее сложной частью эксперимента и источником основных ограничений метода.

Скорость $2S$ -атомов можно, в принципе, определить, пропустив их через гасящее поле и наблюдая возникающее L_x -свечение под малым углом к траектории пучка. Тогда по доплеровскому сдвигу линии L_x можно найти скорость атомов v .

Этот метод был испытан на установке "Памир" (применялся вакуумный спектрометр с метровой дифракционной решеткой, имевшей $1200 \text{ штрихов мм}^{-1}$). Однако полученные результаты показали, что подобная методика не позволяет определить скорость с необходимой точностью главным образом из-за малой светосилы прибора. Кроме того погрешность измерения увеличивается за счет вклада L_x -свечения, возникающего в результате каскадных переходов высоковозбужденных атомов водорода, скорости которых отличаются от скорости атомов в состоянии $2S$.

Нами был также испытан метод определения скорости путем подсчета числа интерференционных максимумов, регистрируемых в единицу времени при линейном изменении напряженности поля в двухэлектродном интерферометре. Заметим, что явление "прохождения полос" в поле зрения детектора представляет собой аналогию эффекта, известного в оптике: при плавном перемещении одного из зеркал интерферометра Майкельсона со скоростью v в направлении луча интенсивность интерференционной картины становится функцией времени: $I = I_0 (1 + \cos 2\pi ft)$, где $f = v/c$ — частота модуляции. Этот метод, в принципе, весьма перспективный, в осуществленном варианте также не обеспечивал достаточную точность измерения v .

В конечном счете, измерение скорости при определении лэмбовского сдвига во всех случаях проводилось по наблюдению высвечивания $2P$ -атомов, возникающих из $2S$ -атомов под действием неадиабатического поля.

При перемещении детектора вдоль траектории пучка интенсивность L_x -излучения в зависимости от расстояния x , измеренного от произвольного начала отсчета, будет изменяться как $I = I_0 \exp(-x/l_0)$, где $l_0 = v\tau$ (v — скорость атома, τ — время жизни $2P$ -атома). Таким образом, скорость v (точнее, величина l_0) может быть

определена по наклону прямой $\ln I = \text{const} - x/l_0$. Соответствующая система измерения должна включать в себя два детектора, один из которых (монитор) установлен неподвижно, а второй перемещается вдоль траектории пучка.

На первый взгляд может показаться, что определение величины l_0 при помощи рассматриваемого метода может быть выполнено путем измерения интенсивности в двух точках траектории пучка, разделенных расстоянием x . Однако такая схема измерения применима лишь в том случае, когда заранее известно, что интенсивность регистрируемого свечения экспоненциально убывает по мере увеличения x и параметры опыта не изменяются с течением времени. Вследствие этого метод двух точек оказывается непригодным для измерения скорости атомов пучка, поскольку предположение об экспоненциальном характере зависимости $I_{2P}(x)$ принимается априори и может оказаться несостоятельным вследствие дефектов эксперимента (например, при колебаниях скорости). Таким образом, необходимым элементом анализа экспериментальных данных является проверка гипотезы линейности изучаемой функции. Кроме того при регистрации интенсивности всего лишь в двух точках траектории ошибка измерения расстояния выступает как систематическая. При измерении же во многих точках ошибки такого рода становятся случайными, что позволяет провести статистическую обработку результатов методом наименьших квадратов.

В соответствии с рассмотренной постановкой задачи была разработана следующая процедура. Интенсивность L_x -свечения измерялась в нескольких точках траектории пучка, т.е. для дискретных значений x_i , причем в каждой i -й точке выполнялось n измерений в равных (или постепенно увеличивающихся) интервалах времени. Затем по совокупности величин $y_{il} = \ln I_{il}$ ($l = 1, 2, \dots, n$), соответствующих теоретической зависимости $\Psi = \alpha + \beta x$, где $\Psi = \ln I$, $\alpha = \ln I_0$ и $\beta = -1/l_0$, находилась эмпирическая зависимость (линия регрессии) $Y = a - bx$, вычисление параметров которой, т.е. коэффициентов a и b , позволяет найти l_0 и рассчитать величину его случайной ошибки [25].

На рисунке 6 показан один из вариантов установки "Памир", использованный для измерения лэмбовского сдвига в атоме водорода δ ($H, n = 2$). Протоны с энергией $\sim 20 \text{ кэВ}$, выходящие из ионного источника 1, пропускались через анализатор скоростей, состоявший из магнита 2 и щелевой диафрагмы 3 шириной $0,02 \text{ см}$. Дисперсия магнита, измеренная в плоскости этой диафрагмы, составляла 163 эВ см^{-1} ; таким образом, энергетический разброс прошедших сквозь нее протонов не превышал $3,25 \text{ эВ}$, т.е. $\sim 1,6 \times 10^{-4}$ от их энергии.

Нейтральные атомы водорода образовывались в камере перезарядки 4. Смешанный пучок пропускаться через слабое магнитное поле 5, отклонявшее протонную

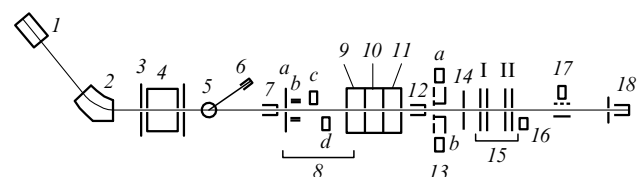


Рис. 6. Схема установки "Памир" (пояснения в тексте).

компоненту (ток протонов измерялся цилиндром Фарадея 6). Плоский конденсатор 7 предназначался для "гашения" 2S-атомов, что было необходимо при определении величины фона. Скорость атомов измерялась при помощи системы 8, состоявшей из коллимационной щели 8a и интерферометра 8b с поперечным полем, снабженного неподвижным детектором 8c (монитором) и подвижным детектором 8d. В нерабочем состоянии система 8 убиралась с траектории пучка.

СВЧ-резонаторы 9–11 были настроены на частоты 1147, 1087 и 909,9 МГц. Первые два резонатора предназначались для удаления из пучка компоненты 2S-состояния с полным моментом $F=1$; третий резонатор, "гасивший" компоненту с $F=0$, применялся при контрольных измерениях, во время которых в случае необходимости использовалось "гасящее" поле 12 (аналогичное полю 7).

Далее пучок проходил через дифференциальный монитор 13 с детекторами 13a и 13b. Позади монитора 13 была установлена коллимационная щель 14, формировавшая ленточный пучок сечением $0,05 \times 2$ мм, который проходил затем через "двойной" интерферометр 15 с L_x -детектором 16. Система 17 с поперечным "гасящим" полем служила для измерения потока 2S-атомов. Полный ток пучка измерялся концевым датчиком 18 по вторичной эмиссии электронов.

На рисунке 7a изображена система для измерения скорости атомов с коллимационной щелью 8a (см. рис. 6). Щель состоит из двух элементов: предколлиматора, покрытого слоем аквадага или губчатой платины, и собственно коллимационной щели. Использование предколлиматора позволяло снизить L_x -фон, возникающий вследствие возбуждения атомов пучка вторичными электронами, возникающими при падении пучка на металлическую поверхность. Здесь 1, 2 и 3 — электроды,

создающие поперечное поле, 8c — неподвижный детектор (монитор), 8d — подвижный детектор, 4 и 5 — линзы из фтористого лития, 6 — экранная сетка [26].

На рисунке 7b показана схема дифференциального монитора 13 с детекторами 13a и 13b (см. рис. 6). Роль предколлиматора играет его передняя ребристая стенка, покрытая черной платиной [25]. Применение прецизионного монитора оказалось необходимым, поскольку интенсивность потока 2S-атомов не оставалась постоянной, изменяясь в течение 2 ч на $\sim 0,3\%$. Основной причиной непостоянства являлась недостаточная стабильность частоты СВЧ-генераторов 10 и 11 (см. рис. 6) (компоненты сверхтонкой структуры линии L_x существенно перекрываются, вследствие чего при расстройке резонаторов с частотами 1147 и 1087 МГц происходит также изменение интенсивности потока 2S-атомов с $F=0$).

На рисунке 8a приведена схема конструкции двойного интерферометра. Электроды 1, 2 и 3 образуют первую (входную) систему, в которой создается суперпозиция 2S–2P. Электроды 4 и 5 образуют вторую систему (анализатор) с детектором 7, помещенным в счетную камеру 6, представляющую собой одно целое с электро-

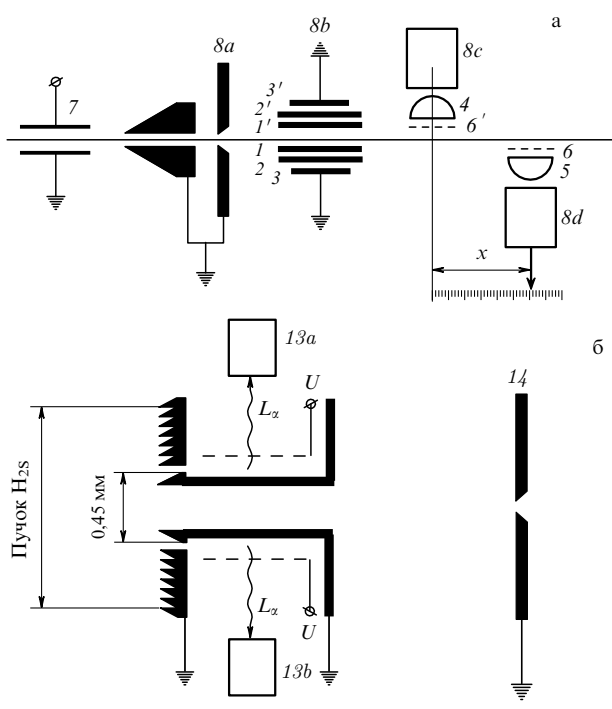


Рис. 7. Схемы устройства для измерения скорости атомов (а) и дифференциального монитора (б) (пояснения в тексте).

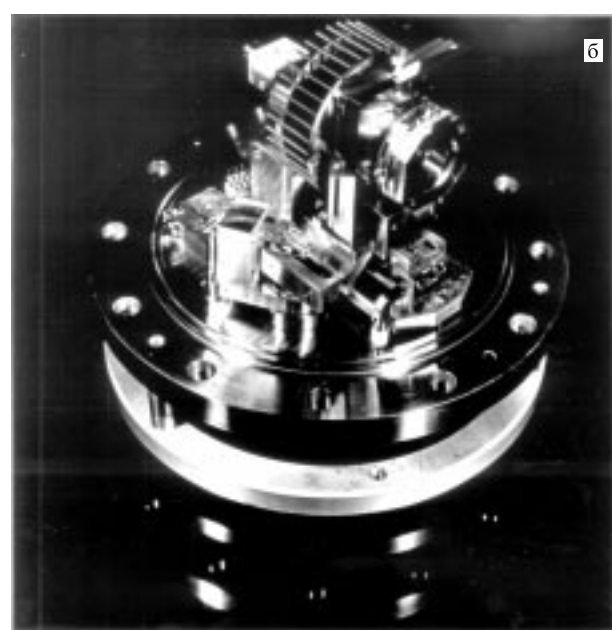
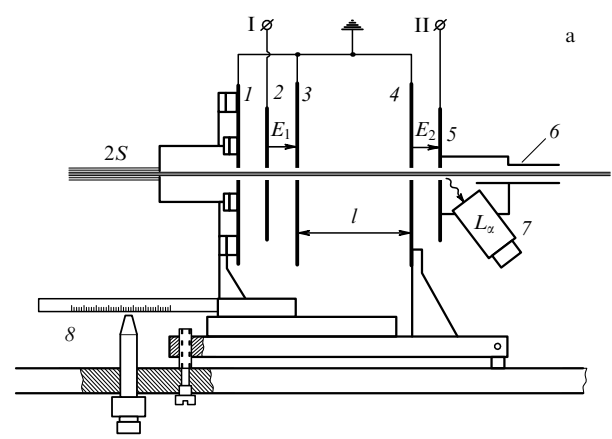


Рис. 8. Схема конструкции двойного интерферометра (а) и его фотография (б).

дом 5. Первая система перемещается относительно анализатора при помощи прецизионного механизма; величина перемещения, т.е. изменение расстояния l могло быть определено по шкале δ с помощью системы, используемой в компараторе Аббе, с погрешностью до 0,2 мкм. На рисунке 8б показан внешний вид двойного интерферометра.

Толстостенная вакуумная камера, в которой находился интерферометр, была изготовлена из железа Армко. В специально проведенных экспериментах не удалось обнаружить влияния внешних магнитных полей на картину интерференции.

Наиболее сложной частью эксперимента по определению лэмбовского сдвига являлась стабилизация скорости атомов, т.е. первичных протонов, с погрешностью порядка 2 ppm. Постоянство скорости протонов, проходящих через камеру перезарядки 4 (см. рис. 6), определяется постоянством их траектории (выделенной магнитом 2) относительно щели 3. Пространственное постоянство траектории может быть нарушено температурными дрейфами характеристик всех элементов, формирующих пучок атомов, включая и тепловые деформации вакуумной камеры. Для устранения дрейфа скорости протонов был разработан специальный источник питания обмоток магнита 2, который вызывал дрейф скорости противоположного знака, компенсирующего тепловой дрейф системы. Таким образом, оказалось возможным поддерживать скорость 2S-атомов в пределах (2–3) ppm в течение ~ 2 ч, что было вполне достаточно для проведения измерений.

В течение приблизительно двух лет было выполнено около 350 измерений лэмбовского сдвига. Однако лишь 42 из них были признаны отвечающими критериям надежности полученных данных, главным образом, критерию постоянства скорости. Эти 42 случая образуют компактную группу, представленную в виде гистограммы на рис. 9, на котором указано также значение измеренной частоты перехода $2S_{1/2}$ ($F = 0$, $F_z = 0$) – $-2P_{1/2}$ ($F = 1$, $F_z = 0$) и величина лэмбовского сдвига [25, 27]. Ошибка в величине δ представляет собой ошибку единичного измерения. Формально ее следовало разделить на корень квадратный из числа выполненных измерений, т.е. на $\sqrt{42}$. Однако в этом случае статистическая ошибка составила бы 0,00025 МГц, что находится ниже порога разрешения установки "Памир", который оказался равным 0,0011 МГц (поскольку в эксперименте определялось отношение лэмбовской

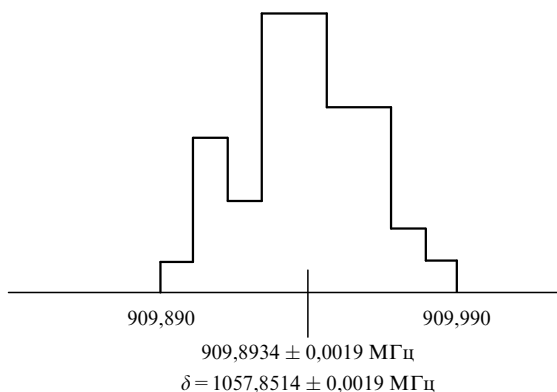


Рис. 9. Гистограмма измеренных значений частоты 2S – 2P-перехода.

частоты к скорости атомов, то порог разрешения мог быть установлен путем незначительного изменения скорости).

В заключение отметим, что достигнутая точность измерения δ позволяет найти путем сравнения с $\delta_{\text{теор}}$ электрический радиус протона с погрешностью 0,007 Ф; эта ошибка приблизительно в два раза меньше, чем было получено в опытах по ($e-p$)-рассеянию при высоких энергиях [28].

Следует сказать, что вся работа по измерению лэмбовского сдвига была выполнена при активном участии В.Г. Пальчикова, который, в частности, провел прецизионный расчет времени жизни $2P_{1/2}$ -атома водорода [28, 29], что было необходимо для расчета скорости атома. Вопрос о достижимой точности измерения δ с помощью атомного интерферометра подробно рассмотрен в работе [26].

8. Двухэлектродный интерферометр

Выше было указано, что при определении лэмбовского сдвига оптимальная процедура обработки экспериментальных данных (выбранная из нескольких возможных вариантов) требовала, чтобы при регистрации потока 2P-атомов, выходящих из поля E_2 (см. рис. 5 и систему II на рис. 6) для каждого значения l выполнялись два измерения: при прямом и обратном направлении этого поля по отношению к скорости атомов. Критерием правильной работы системы II, представляющей собой рассмотренный выше двухэлектродный интерферометр (см. рис. 1 и 3), является независимость выхода 2P-атомов от знака поля E_2 при условии, что в него попадают атомы в чистом 2S-состоянии (последнее имеет место при выключенном поле E_1). Это связано с тем простым фактом, что электрическое поле перемешивает состояния с противоположной четностью. Поэтому, если на входе в интерферометр атом находится в состоянии с определенной четностью (например, в 2S-состоянии), то вероятность выхода в 2S- или 2P-состояния не зависит от знака поля. Если же начальная волновая функция является суперпозицией состояний с разной четностью (2S и 2P), то вероятности выхода для противоположных направлений поля отличаются на величину, пропорциональную произведению амплитуд атомных состояний 2S и 2P в начальной волновой функции. Метод измерения с полями двух знаков может быть использован, в частности, для определения малой примеси 2P-состояния в исходном состоянии атома.

При работе с установкой, изображенной на рис. 6, были все основания считать, что атомы входят в интерферометр в чистом состоянии 2S. Однако контрольные опыты, выполненные с отдельно взятым двухэлектродным интерферометром (т.е. системой II), показали, что выход 2P-атомов зависит от направления поля в нем — интерференционные кривые, выражающие зависимость $I_{2P}(E_2)$, не совпадали для противоположных направлений поля (рис. 10). Вследствие этого при измерении лэмбовского сдвига выбирались значения напряженности поля E_2 , соответствующие точкам пересечения интерференционных кривых (+) и (o), в которых равенство выходов 2P-атомов при обращении поля могло быть обеспечено с необходимой точностью.

Возникает вопрос, что же явилось причиной расхождения интерференционных кривых при изменении

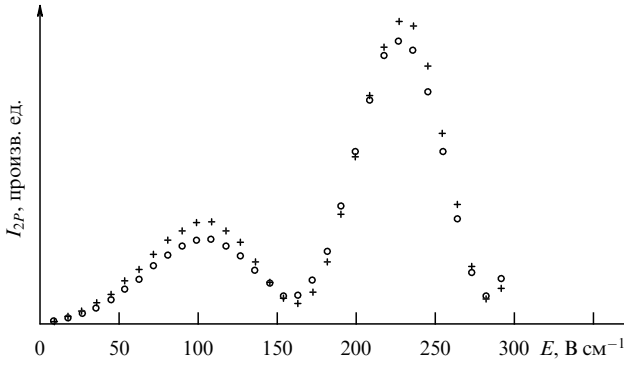


Рис. 10. Интерференционные кривые для противоположных направлений поля.

направления поля E_2 ? В связи с этим в работе [30] было подробно рассмотрено действие двухэлектродного интерферометра. При этом мы ограничились простым случаем, когда скорость Н-атома постоянна и направлена вдоль электрического поля, а переходами в состояние $2P_{3/2}$ можно пренебречь. Предполагалось также, что в пучке присутствует только компонента $2S$ -состояния с полным моментом $F = 0$, т.е. задача сводилась к рассмотрению двухуровневой системы, когда электрическое поле перемешивает состояния $|1\rangle \equiv |2S_{1/2}, F = 0, F_z = 0\rangle$ и $|2\rangle \equiv |2P_{1/2}, F = 1, F_z = 0\rangle$. Тогда в собственной системе координат ($z = vt$) поведение внутренних степеней свободы атома описывается следующими уравнениями для элементов матрицы плотности ($\hbar = 1$):

$$\rho(t) \equiv \begin{vmatrix} \rho_{11}(t) & \rho_{12}(t) \\ \rho_{21}(t) & \rho_{22}(t) \end{vmatrix},$$

$$i \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = V_{12}(t)\rho_{21} - V_{21}(t)\rho_{12},$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma \right) \rho_{22} = V_{21}(t)\rho_{12} - V_{12}(t)\rho_{21},$$

$$\left[i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\gamma}{2} \right) + \Delta \right] \rho_{21} = V_{21}(t)(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad \rho_{12} = \rho_{21}^* \cdot (9)$$

Здесь $\Delta = E_{2S_{1/2}} - E_{2P_{1/2}} = 2\pi\nu$ — лэмбовское расщепление (для рассматриваемого перехода $\nu = 909,8934$ МГц), $V_{21}(t) = \langle 2|\hat{d}_z|1\rangle$, $E(z = vt) = -dE(t)$; функция $E(z)$ описывает профиль поля в интерферометре и отлична от нуля в некоторой ограниченной области пространства с характерным линейным размером l (следовательно, пролетное время $\tau = l/v$).

Не нарушая общности, матричный элемент $d \equiv \langle 2|\hat{d}_z|1\rangle$ дипольного перехода можно считать действительным и $V_{21}(t) = V_{12}(t) = V(t)$. Тогда система (9) принимает следующий вид:

$$i \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = V(t)(\rho_{21} - \rho_{12}),$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma \right) \rho_{22} = V(t)(\rho_{12} - \rho_{21}),$$

$$\left[i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\gamma}{2} \right) + \Delta \right] \rho_{21} = V(t)(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad \rho_{12} = \rho_{21}^* \cdot (10)$$

Состояние атомов после пролета через интерферометр, т.е. в области, где поля нет ($V = 0$), определяется по

L_z -излучению, интенсивность которого пропорциональна ρ_{22} — вероятности заселения $2P_{1/2}$ -состояния.

Результат анализа, касающийся зависимости заселенности подуровней $2P$ -состояния от знака поля (т.е. зависимости элемента ρ_{22} от знака V), сводится к следующему: если в начальной матрице плотности есть когерентность между состояниями различной четности (т.е. $2S$ и $2P$), то заселенности после взаимодействия не будут обладать определенной четностью относительно знака поля, вследствие чего величина потока $2P$ -атомов изменяется при замене E на $-E$. При этом измерение величины ρ_{22} дает непосредственную информацию о начальной когерентности состояний $2S$ и $2P$. Таким образом, измеряя разность выхода $2P$ -атомов при изменении направления поля, мы непосредственно получаем амплитуду этой когерентности. Для прямоугольного профиля поля легко рассчитать $\rho_{22}(t)$, а из сравнения с экспериментом найти величину и фазу начальной когерентности.

9. Эффект, вызываемый изменением направления поля в системе II

Обнаруженная экспериментально асимметрия выхода $2P$ -атомов при переворачивании поля в интерферометре свидетельствует о том, что до взаимодействия с этим полем у атома была начальная когерентность между $2S$ - и $2P$ -состояниями (на языке матрицы плотности это означает, что в начальном состоянии отличен от нуля недиагональный элемент ρ_{21} ; на языке волновой функции это означает, что начальное состояние атома представляет собой суперпозицию $2S$ - и $2P$ -состояний).

Но каким образом и в каком элементе установки, изображенной на рис. 6, могла возникнуть начальная когерентность, т.е. суперпозиция $2S-2P$?

Явление асимметрии выхода $2S$ - и $2P$ -атомов при изменении знака поля было подробно исследовано на той же установке. В первом варианте опыта система I была удалена и все измерения выполнялись с двухэлектродной системой II, снабженной детектором 16.

В отсутствие внешнего поля, как это видно из уравнения (10), когерентность $\rho_{21}(t) \sim \exp(-\gamma t/2)$ релаксирует со скоростью $\gamma/2$, т.е. на расстоянии порядка $2v/\gamma = 0,6$ см (при скорости атомов 2×10^8 см s^{-1}). Отсюда следует, что источник когерентности должен находиться вблизи поля интерферометра и, кроме того, должен быть независимым от этого поля. Действительно, в эксперименте регистрируется интерференционная кривая $I_{2P}(E)$ выхода $2P$ -атомов как функция напряженности поля, а "источник" формирует только начальную когерентность ρ_{21} . То обстоятельство, что, подобрав модуль и фазу ρ_{21} в начальном состоянии, удается совместить сложную по форме теоретическую кривую с экспериментальными точками в широком диапазоне изменения напряженности поля E (от 0 до 300 В $см^{-1}$), также, очевидно, свидетельствует о независимости "источника" от собственного поля интерферометра. Вследствие этого единственным разумным предположением является то, что "источник" связан со входной щелью интерферометра (или с обеими щелями). Иначе говоря, при пролете атома через щель во входном электроде в результате какого-то взаимодействия возникает когерентность между $2S$ - и $2P$ -состояниями (т.е. их суперпозиция). Действительно, в пространстве перед

входной щелью интерферометра 15 (см. рис. 6), т.е. по выходе из коллимационной щели 14, атомы двигались внутри тщательно очищенного, покрытого золотом лайнера, где никакие электрические поля возникнуть не могли. Влияние самой коллимационной щели также не могло сказаться на результатах эксперимента, поскольку она была расположена на расстоянии 3,25 см от входной щели. Таким образом, если бы по какой-либо причине суперпозиция возникла на щели 14, то ее 2P-компонента при входе в интерферометр была бы ослаблена в 27500 раз.

Предположение о влиянии металлической щели на пролетающие сквозь нее 2S-атомы было подтверждено прямым экспериментом (рис. 11).

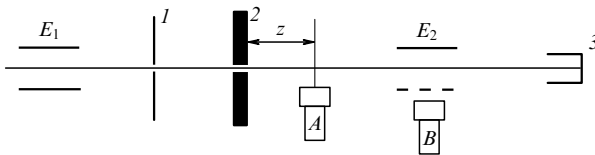


Рис. 11. Схема эксперимента с одиночной щелью.

Здесь E_1 и E_2 — "гасящие" поля, 1 — коллимационная щель, 2 — исследуемая щель, аналогичная входной щели интерферометра, A и B — L_x -детекторы, 3 — конечный датчик, измеряющий ток пучка.

Детектор A был снабжен сменным коллиматором, выделяющим на пучке участок длиной от 1 до 6 мм. Расстояние z между окном коллиматора и щелью могло изменяться в пределах от 2 до 10 мм. Сравнение показаний датчиков при различных комбинациях параметров опыта показало, что L_x -фон, создаваемый 2S-атомами пучка по выходе из щели 2, более чем в 30 раз превышал аналогичный фон в отсутствие щели.

При увеличении расстояния z интенсивность L_x -излучения убывала по экспоненциальному закону $\exp[-\delta z/(v\tau)]$, где τ оказалось равным $1,55 \times 10^{-9}$ с, что достаточно хорошо совпадает с временем жизни 2P-атома.

К чему привели эти эксперименты? Из "фоновых" измерений следует, что величина относительной заселенности 2P-состояния оказалась равной $\sim 7 \times 10^{-4}$, что с погрешностью 20% согласуется с результатами обработки интерференционных кривых, для которых это значение равно 9×10^{-4} . Согласующиеся между собой результаты "фоновых" и интерференционных измерений дают взаимно дополняющую информацию о взаимодействии 2S-атомов с металлической щелью. "Фоновые" измерения показывают, что в щели из начальных 2S-атомов возникают атомы в 2P-состоянии и интерференционные эксперименты однозначно свидетельствуют о том, что в щели возникает суперпозиция 2S- и 2P-состояний [30, 31].

Необходимо отметить следующее обстоятельство. Во всех предыдущих рассуждениях для упрощения задачи рассматривалось действие только одной — входной щели интерферометра. Очевидно, что и выходная щель будет оказывать аналогичное влияние на поведение атомов, вызывая дополнительное перемешивание 2S- и 2P-состояний. Для слабого возмущения обе щели дают аддитивные вклады в интерференционную кривую. При этом, конечно, на результирующую асимметрию влияют

не только величины, но и соотношение фаз этих двух вкладов, что делает суммарный эффект зависимым от времени пролета в поле интерферометра, т.е. от энергии атомов. На рисунке 12 показаны кривые, выражающие зависимость $I_{2P}(E)$ при изменении направления поля для энергий, равных 17 и 26,5 кэВ (пролетное расстояние составляло 5 мм).

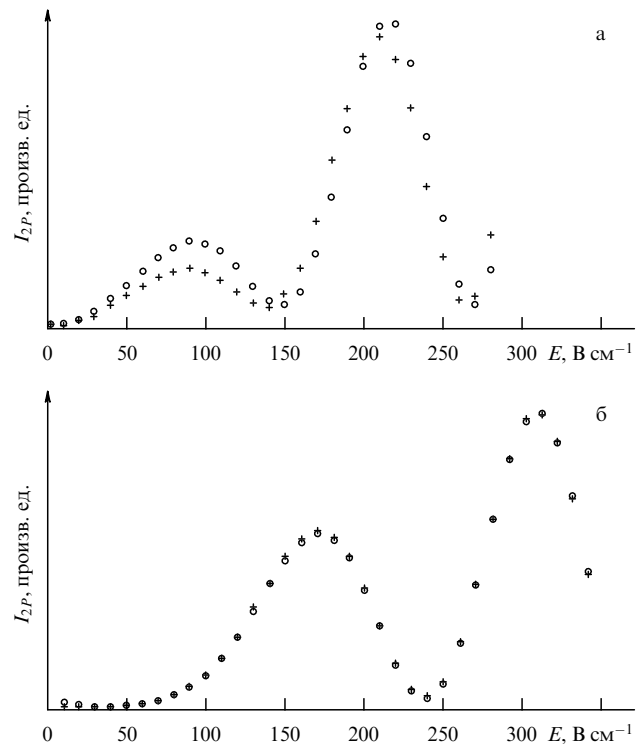


Рис. 12. Интерференционные кривые для энергии 17 кэВ (а) и 26,5 кэВ (б).

Пишем, что наблюдаем; чего не наблюдаем — того не пишем.

(Адмирал Степан Макаров)

10. Экспериментальные исследования взаимодействия Н-атома с поверхностью металла

10.1. Действие продольных и поперечных полей

Феномен "щелевого" взаимодействия представлялся совершенно непонятным, поэтому, чтобы убедиться в реальности его существования, было необходимо проанализировать физические процессы и чисто аппаратные эффекты, которые могли бы привести к появлению суперпозиции (2S–2P) или имитировать это явление, т.е. тем или иным образом вызвать изменение потока L_x -квантов при обращении знака поля в интерферометре.

Нами были рассмотрены различные возможности появления асимметрии интенсивности излучения атомного пучка относительно замены E на $-E$, такие, например, как интерференция двух каналов распада (дипольного перехода E 1 из 2P-состояния и магнитодипольного M 1 перехода из состояния 2S), взаимодействие квадрупольного момента атома с градиентом поля на

границе интерферометра, "обрезание" волновой функции краями щели, возмущение атома тепловыми фотонами с лэмбовской частотой и другие. Однако во всех случаях оценки масштаба эффектов, вызываемых этими факторами, оказывались на несколько порядков меньше значений, полученных в эксперименте.

Одной из причин возникновения в щели суперпозиции (2S–2P) может оказаться взаимодействие с ее поверхностями 2S-атомов, рассеянных коллимационной щелью, т.е. образующих ореол пучка. Для проверки этого предположения были выполнены два эксперимента на установке, изображенной на рис. 6. В первом из них при удаленной входной системе I с помощью системы II и детекторов 16 и 17 были получены картины интерференции 2S- и 2P-компонент пучка, т.е. зарегистрированы зависимости $I_{2S}(E)$ и $I_{2P}(E)$. Если бы наблюдаемый эффект был обусловлен ореолом пучка, т.е. малой частью потока 2S-атомов, провзаимодействовавших с поверхностями щели, то основной поток этих атомов остался бы невозмущенным и полностью замаскировал эффект, связанный с несравненно менее интенсивным ореолом. Однако полученные интерференционные кривые ясно свидетельствовали о том, что "щелевому" воздействию подверглись все 2S-атомы пучка (второй эксперимент описан в разделе 10.4).

Выше было отмечено, что характер возмущения атомных состояний в металлической щели аналогичен тому, что происходит в постоянном электрическом поле. Этот экспериментальный факт можно положить в основу феноменологического описания взаимодействия атомов с щелью, как взаимодействия с некоторым эффективным "электрическим" полем. Величина и направление такого эффективного поля являются свободными параметрами, которые определяются из сравнения с экспериментальной интерференционной кривой.

Очевидно, что подобная феноменология не дает ответа на основной вопрос: каков физический механизм взаимодействия атомов с металлом. Поэтому в качестве анализатора II следует использовать различные по конструкции системы с контролируемым по величине и направлению полем и тем самым имитировать взаимодействие с щелью, что может дать определенные сведения о его природе.

Вследствие этого оказывается необходимым проанализировать условия возникновения интерференции 2S- и 2P-состояний, когда в поляризаторе I и анализаторе II атом подвергается воздействию постоянных электрических полей E_1 и E_2 , которые могут быть ориентированы произвольным образом одно относительно другого. Однако очевидно, что достаточно рассмотреть два случая, когда поля E_1 и E_2 параллельны или перпендикулярны направлению скорости атомов.

а) Случай параллельных полей

Направление параллельных полей E_1 и E_2 выберем в качестве оси z (ось квантования). На рисунке 13а показана схема сверхтонкой структуры 2S_{1/2}- и 2P_{1/2}-состояний атома водорода; двойными стрелками отмечены состояния, для которых отличны от нуля матричные элементы оператора дипольного момента d_z (для простоты компонента тонкой структуры 2P_{3/2} не учитывается, что оправдано для не слишком сильных полей).

В случае параллельных полей E_1 и E_2 в каждой из систем I и II происходит перемешивание одной и той же пары состояний, изображенных на рисунке двойными

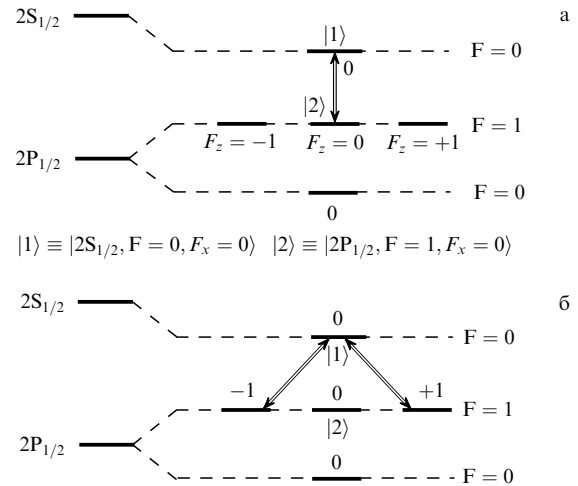


Рис. 13. Смешивание состояний 2S–2P, вызываемое продольным полем (а) и поперечным полем (б).

линиями. Если, как было упомянуто выше, в пучке атомов удалена компонента сверхтонкой структуры 2S_{1/2}-состояния с полным моментом F = 1, то во взаимодействии с поляризатором и анализатором участвует только пара состояний

$$|1\rangle \equiv |2S_{1/2}, F = 0, F_z = 0\rangle; \quad |2\rangle \equiv |2P_{1/2}, F = 1, F_z = 0\rangle \quad (11)$$

(соответствующий переход отмечен на рисунке двойной стрелкой).

Ось z (направление параллельных полей) может быть произвольно ориентирована относительно скорости v . Однако практический интерес представляют два случая: когда ось z либо совпадает, либо перпендикулярна скорости v . На входе в поляризатор атомы находятся в состоянии |1⟩. После прохождения через электрическое поле E_1 атомы оказываются в суперпозиции состояний |1⟩ и |2⟩:

$$|1\rangle \rightarrow a_1|1\rangle + a_2|2\rangle. \quad (12)$$

Между системами I и II возмущений нет, и коэффициенты суперпозиции эволюционируют как свободные, т.е.

$$a_1(t) = a_1, \quad a_2(t) = a_2 \exp\left(i t \Delta - \frac{\gamma t}{2}\right), \quad (13)$$

где $\Delta = 2\pi\nu$, $\nu = 909,8934$ МГц, $\gamma = 0,62646 \times 10^8$ с⁻¹ — радиационная ширина 2P-состояния. Такая форма записи соответствует отсчету энергии от энергии состояния |1⟩. Тогда на входе в систему II состояние имеет вид

$$a_1(L)|1\rangle + a_2(L)|2\rangle, \quad L = vt; \\ a_1(L) = a_1, \quad a_2(L) = a_2 \exp\left(i \frac{L\Delta}{v} - \frac{\gamma L}{2v}\right). \quad (14)$$

В системе II под действием поля E_2 вновь происходит когерентное перемешивание состояний |1⟩ и |2⟩, т.е. каждое из них переходит в суперпозицию

$$|1\rangle \rightarrow b_1|1\rangle + b_2|2\rangle, \\ |2\rangle \rightarrow b'_1|1\rangle + b'_2|2\rangle. \quad (15)$$

Подставив (15) в (14), найдем, что состояние атома на выходе из интерферометра имеет вид

$$\begin{aligned} C_1(L)|1\rangle + C_2(L)|2\rangle, \\ C_1(L) = a_1(L)b_1 + a_2(L)b'_2, \\ C_2(L) = a_1(L)b_2 + a_2(L)b'_1. \end{aligned} \quad (16)$$

Населенность состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ определяется следующими формулами:

$$\begin{aligned} w_1(L) = A + B \exp\left(-\frac{\gamma L}{v}\right) + C \exp\left(-\frac{\gamma L}{2v}\right) \sin\left(\frac{L\Delta}{v} + \varphi\right), \\ w_2(L) = D \exp\left(-\frac{\gamma L}{v}\right) + E \exp\left(-\frac{\gamma L}{2v}\right) \cos\left(\frac{L\Delta}{v} + \varphi\right), \end{aligned} \quad (17)$$

где A , B , C , D и E — постоянные, определяемые параметрами установки.

Интерференционный эффект описывается осциллирующими слагаемыми в этих выражениях и проявляется в населенностях как 2S-состояния (w_1), так и 2P-состояния (w_2).

В заключение обратим внимание на важное для понимания обстоятельство. Интерференционные члены (осцилляции населенностей как функции расстояния L) возникают из-за того, что каждый из коэффициентов в результирующей суперпозиции (16) является суммой двух сдвинутых по фазе слагаемых, пропорциональных $a_1(L)$ и $a_2(L)$. Другими словами, интерференция обусловлена тем, что результирующая амплитуда данного состояния содержит вклады от состояний, которые в предшествующие моменты времени эволюционировали вдоль разных "путей".

б) Случай перпендикулярных полей

Пусть поля E_1 и E_2 ортогональны. Направление поля E_1 выберем в качестве оси квантования z , а направление поля E_2 обозначим осью x . В поляризаторе (как и в предыдущем случае) происходит перемешивание состояний, для которых отличны от нуля матричные элементы оператора d_z . С учетом прежнего начального условия поляризатор тем самым создает суперпозицию тех же состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Тогда на входе в систему II состояние атома имеет вид (14).

В анализаторе происходит перемешивание состояний, для которых оказываются теперь отличными от нуля матричные элементы оператора d_x . На рисунке 13б двойными стрелками выделены разрешенные переходы с учетом начального состояния (14) атома, попадающего в анализатор. Таким образом, в анализаторе под действием поля E_2 (поперечного по отношению к полю E_1) не происходит дополнительного когерентного смешивания состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ и интерференционный эффект будет отсутствовать. Действительно, населенности состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ в рассматриваемом случае оказываются следующими:

$$\begin{aligned} w_1 = \text{const}, \\ w_2 = A \exp\left(-\frac{\gamma L}{v}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, поперечное поле вызовет лишь увеличение L_x -фона за счет переходов, отмеченных на рис. 13б, но не явление интерференции.

На рисунке 14 показана схема двойного интерферометра (вариант установки, изображенной на рис. 6), с помощью которого была выполнена серия экспериментов по изучению взаимодействия возбужденного атома водорода с поверхностью металла. Все электроды были выполнены из листовой латуни толщиной 0,08 см, покрыты слоем золота толщиной около 5 мкм и установлены в вакуумной камере, изготовленной из железа Армко.

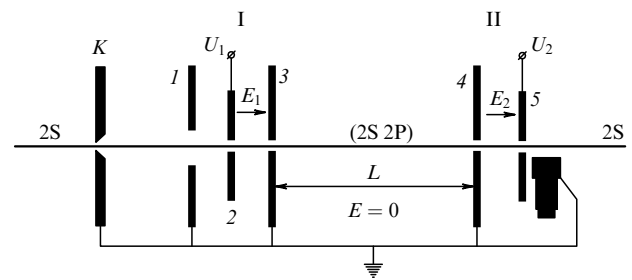


Рис. 14. Вариант конструкции двойного интерферометра.

Ширины щелей были следующими: коллимационная щель K — 0,005 см, щель в охранном электроде I системы I — 0,3 см, остальные щели — в электродах 2 и 3 системы I и в электродах 4 и 5 системы II — 0,03 см. Расстояния между электродами 1, 2 и 3 системы I были равны 0,15 см, а между электродами 4 и 5 системы II — 0,2 см. Расстояние L между системами I и II могло изменяться от 0 до 2,5 см.

В предварительном эксперименте для пучка с энергией ~ 22 кэВ, состоявшего из H-атомов с $F=0$, было установлено, что при отсутствии системы II на интерференционной кривой $I_{2P}(E_1)$, выражающей зависимость выхода 2P-атомов от напряженности поля между электродами 2 и 3 системы I, имеется отчетливый максимум при $E_1 = 380$ В см $^{-1}$. Возникающая в этом случае суперпозиция (2S–2P) с наибольшим вкладом компоненты 2P была использована в последующих измерениях.

10.2. Эксперимент 1 — наблюдение высвечивания 2P-компоненты

Система II была удалена и при постоянном продольном поле $E_1 = 380$ В см $^{-1}$ измерялась интенсивность потока 2P-атомов в зависимости от расстояния L между системой I и детектором, т.е. наблюдалось высвечивание 2P-компоненты суперпозиции 2S–2P:

$$I_{2P} = I_0 \exp\left(-\frac{\gamma L}{v}\right),$$

где v — скорость атома, а $\gamma = 0,6265 \times 10^8$ с $^{-1}$.

Полученная зависимость описывает кривую распада 2P-компоненты суперпозиции (рис. 15). Она представляет собой прямую линию

$$\ln I_{2P}(L) = \text{const} - \frac{\gamma L}{v},$$

наклон которой позволяет определить скорость атомов, как это было описано на с. 568.

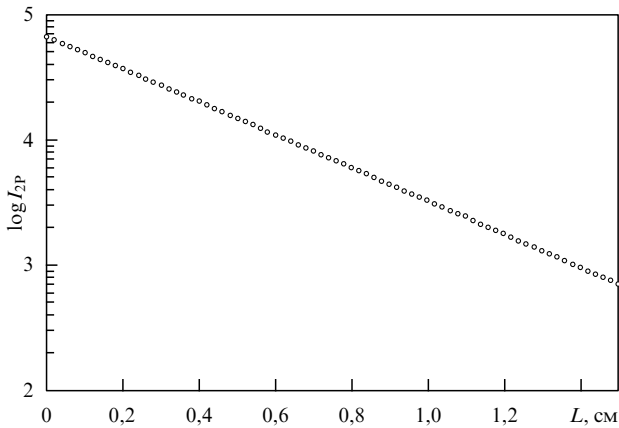


Рис. 15. Кривая распада 2P-состояния.

10.3. Эксперимент 2 — сравнение "целевого" взаимодействия с действием внешнего поля

В этом эксперименте использовалась "полная" схема двойного интерферометра, т.е. системы I и II (см. рис. 14). Для каждого значения L проводилось три измерения потока 2P-атомов: при $E_2 = \pm 15 \text{ В см}^{-1}$ и при закороченных и заземленных пластинах 4 и 5, т.е. для того случая, когда поле E_2 было равно нулю.

Результаты эксперимента показаны на рис. 16. Как и следовало ожидать, осцилляции потока 2P-атомов, порождаемые продольными полями E_2 противоположного знака, происходят в противофазе (кривые a и b). Вместе с тем отчетливая картина интерференции наблюдается также и при отсутствии поля E_2 , т.е. при закороченных и заземленных электродах 4 и 5 (кривая c), что может быть объяснено только существованием взаимодействия между атомами и металлическими щелями. Масштаб эффекта, т.е. амплитуда осцилляций, соответствовала воздействию на атомы продольного эффективного электрического поля $E_{\text{эфф}}$ напряженностью порядка 10–12 В см $^{-1}$.

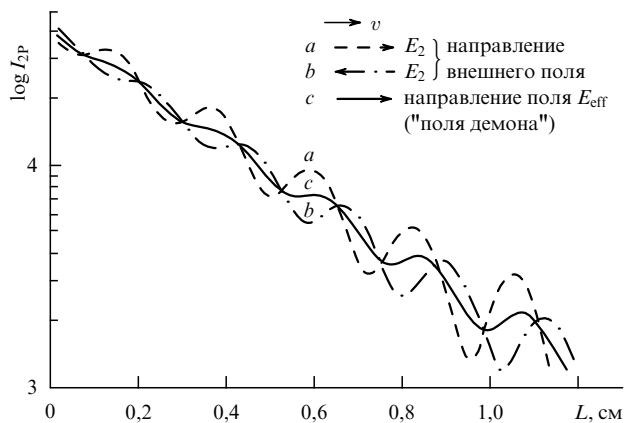


Рис. 16. Сравнение действия на атомы различных продольных полей.

Поскольку возмущение атома системой II является малым, оно может быть оценено по теории возмущений, и тогда кривая $I_{2P}(L)$ выхода 2P-атомов при $E_2 = 0$ будет описываться выражением вида (в предельных обо-

значениях)

$$I_{2P}(L) = A \exp\left(-\frac{\gamma L}{v}\right) + 2B \exp\left(-\frac{\gamma L}{2v}\right) \cos\left(\frac{\omega L}{v} + \varphi\right). \quad (19)$$

Если отвлечься от общего масштабного множителя, то $A = C_2/C_1$, где C_1 и C_2 — амплитуды 2S- и 2P-состояний после взаимодействия с системой I. Коэффициент B представляет собой значение амплитуды смешивания 2S- и 2P-состояний системой II, $\omega = 2\pi\nu$, $\nu = 909,9 \text{ МГц}$. Фаза φ определяется воздействием как системы I, так и системы II.

Как следует из формулы (19), период пространственных колебаний интерференционной кривой $\Delta L = v/\nu$, что при $v = 2,2 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$ составляет 0,22 см. Это значение хорошо согласуется с кривой, изображенной на рис. 16. Из формулы (19) следует также, что наблюдаемая в эксперименте зависимость $I_{2P}(L)$ есть сумма двух кривых: средней линии, представляющей собой экспоненту высвечивания 2P-состояния, которая описывается первым членом, и наложенной на нее осциллирующей структуры, т.е. интересующей нас кривой интерференции. Последняя, таким образом, может быть получена путем вычитания из экспериментально найденной зависимости $I_{2P}(L)$ экспоненты распада 2P-состояния. Сравнение кривой c с кривыми a и b (которые имеют не только противоположные фазы, но и различные амплитуды осцилляций), показало, что направление поля $E_{\text{эфф}}$ совпадает с направлением скорости атомов [32].

Для сопоставления результатов различных экспериментов было необходимо оценивать масштаб наблюдаемого эффекта, в качестве которого было принято выраженное в процентах отношение амплитуды B интерференционной кривой к коэффициенту A , т.е. к величине $I_{2P}(L)$, измеренной при $L = 0$.

На рисунке 17 представлена сводка данных, полученных с различными модификациями интерферометра.

10.4. Эксперимент 3 — влияние ореола пучка

С помощью интерферометра, применявшегося в эксперименте 2 (см. рис. 16), был вновь исследован вопрос о возможном влиянии ореола пучка. С этой целью весь интерферометр был наклонен на угол примерно $30'$ по отношению к траектории пучка (рис. 18а). Таким образом, при увеличении расстояния L пучок будет постепенно приближаться к одной из половинок щели и, наконец, коснется ее (рис. 18б). Поскольку в пучке содержится $\sim 98\%$ атомов в состоянии 1S, то в момент касания произойдет увеличение L_x -фона вследствие возбуждения этих атомов во все возможные состояния. Темп нарастания фона по мере увеличения L будет зависеть от размеров ореола.

Параметры опыта: энергия 2S-атомов $E = 22 \text{ кэВ}$, толщина пучка $\delta = 0,05 \text{ мм}$, ширина щели $\Delta = 0,2 \text{ мм}$. Расстояние крайних атомов от поверхности щели $a = 0,075 \text{ мм}$.

Касание пучка поверхности щели происходило при $L = 10,8 \text{ мм}$ (рис. 18в). Таким образом, угол наклона оказался равным $0,075/10,8 = 0,0069 = 23'$. При шаге $\Delta L = 0,2 \text{ мм}$, расстояние $L = 10,8 \text{ мм}$ соответствует 54 точкам измерения. "Погружение" кромки щели в пучок при смещении $\Delta L = 0,2 \text{ мм}$ составляет

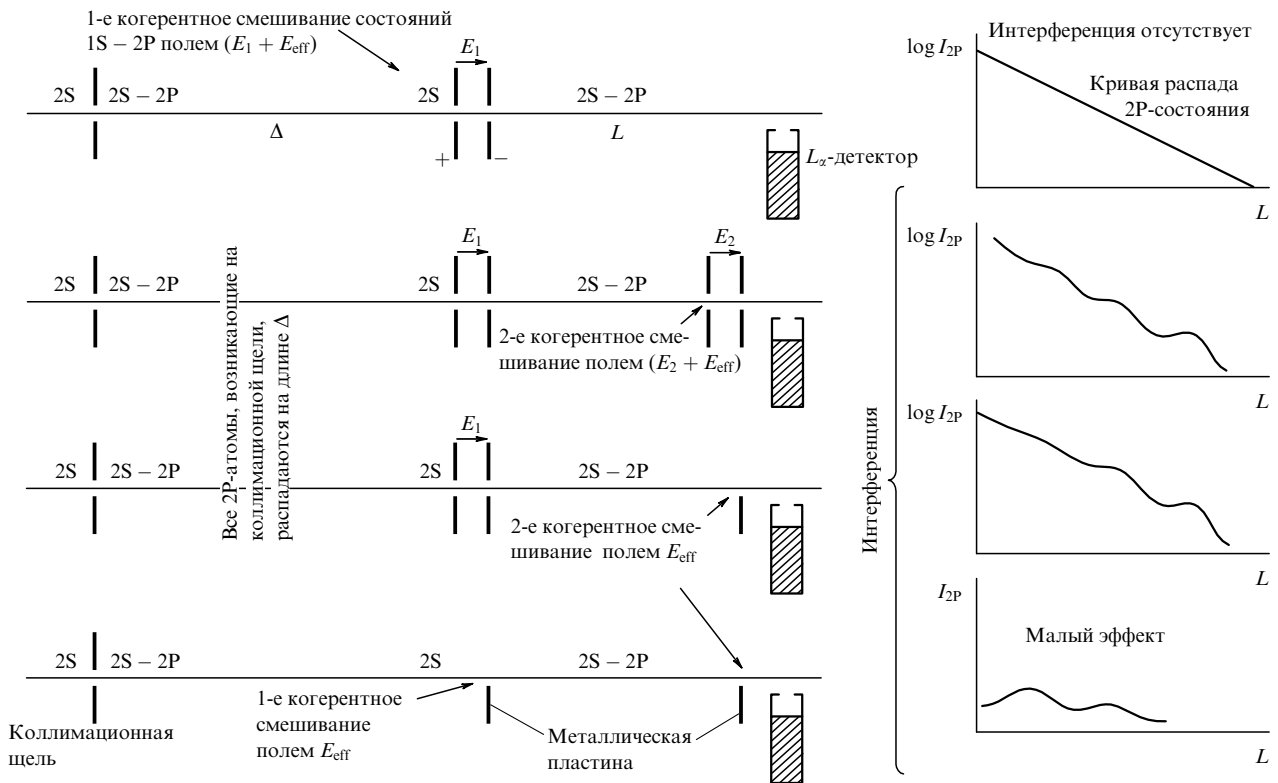


Рис. 17. Сводка результатов опытов с различными вариантами интерферометра.

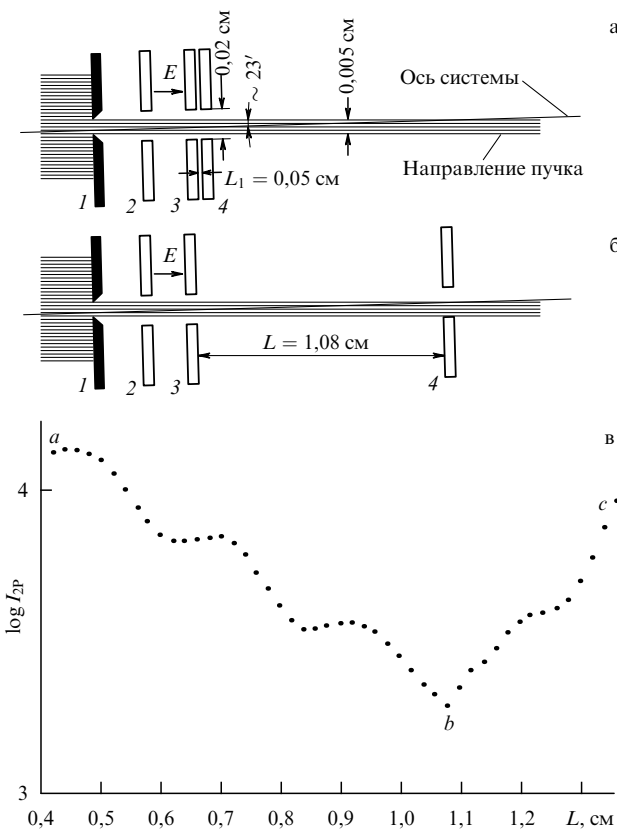


Рис. 18. Схема (а, б) и результаты (в) опыта с наклоном интерферометра.

$0,75/54 = 0,0014 \text{ мм} = 1,4 \text{ мкм}$, откуда следует, что ореол пучка имеет ничтожные размеры и не может оказать никакого влияния на наблюдаемый эффект.

10.5. Эксперимент 4 — прямое доказательство существования дальнего взаимодействия возбужденного атома с поверхностью металла

Следует сказать, что поле E_{eff} , от которого невозможно было избавиться, создавало серьезные помехи в некоторых экспериментах, вследствие чего я, совсем не похристиански, назвал его "полем демона", считая наблюдаемое явление всего лишь досадным артефактом. И лишь впоследствии, выполнив большое количество экспериментов, должен был предположить, что именно дело с каким-то ранее неизвестным дальним взаимодействием движущегося возбужденного атома водорода с поверхностью металла. В обнаруженном эффекте вызывает удивление не сам факт такого взаимодействия, а огромное, в масштабах атомной шкалы, расстояние, на котором это взаимодействие наблюдается — до $0,6 - 0,7 \text{ мм}$, т.е. до $\sim 10^7$ а.е.

Возможным объяснением возникновения (2S-2P)-суперпозиции при прохождении 2S-атома через металлическую щель является предположение о существовании электрических зарядов на ее поверхности. Такие заряды могут, в принципе, возникать при появлении диэлектрических пленок, особенностей структуры поверхности металла и т.п. Трудно допустить, что подобные хаотические заряды всегда образуют более или менее постоянное по величине и одинаково направленное поле (например, в щели шириной $0,3 \text{ мм}$ с протяженностью по траектории пучка, равной 6 мм). Тем не менее влияние случайных зарядов нельзя было исключить.

На определенном этапе исследований при обсуждении полученных результатов многие из моих оппонентов, не вникая в детали экспериментов, придерживались именно той точки зрения, что наблюдаемое явление обусловлено действием электрического поля, порожденного указанными здесь факторами.

Для опровержения такого объяснения причин, вызывающих рассматриваемый эффект, был выполнен следующий опыт. В качестве системы II была использована одиночная, надежно заземленная щель, образованная двумя строго копланарными острыми лезвиями, изготовленными из твердой латуни, покрытой слоем золота толщиной ~ 5 мкм. Лезвия были смонтированы на плоском основании таким образом, что их относительное смещение вдоль траектории пучка не превышало 0,3 мкм.

Если бы на поверхности лезвий по той или иной причине возникли электрические заряды, то создаваемое ими поле могло быть только *поперечным* — геометрия системы такова, что *продольное* поле в ней образоваться не может.

Схема опыта с этой щелью показана на рис. 19а, а его результаты — на рис. 19б. Как видим, после прохождения через щель суперпозиции (2S–2P) возникает совершенно отчетливая картина интерференции, которая может быть вызвана только *продольным* полем. В экспериментах применялись щели шириной от 0,2 до 1,2 мм; кривая, изображенная на рис. 19б (полученная с щелью шириной 0,3 мм), отражает действие на пучок *продольного* поля напряженностью $\sim 12\text{--}15$ В см $^{-1}$.

Если бы по какой-то причине на поверхности лезвий появились электрические заряды, то создаваемое ими поле могло быть только *поперечным* (рис. 19в). В этом случае наблюдаемый эффект мог возникнуть только под совокупным действием продольных компонент E_1 , E_2 , E_3 и E_4 , образующихся вследствие искривления поля. Существенно, что эти компоненты направлены таким образом, что все они попарно компенсируются. Тем не менее вызываемый ими эффект оказывается ненулевым вследствие затухания 2P-компоненты на длине действия поля.

Соответствующие расчеты показывают, что эффект, зарегистрированный в эксперименте, мог возникнуть в том случае, когда разность потенциалов между лезвиями была бы равна 12В (поперечное поле в щели составляло бы при этом 400 В см $^{-1}$).

Очевидно, что наличие подобной разности потенциалов совершенно исказило бы картину интерференции из-за возникновения полей неопределенной конфигурации между лезвиями и заземленными деталями интерферометра.

Невозможно допустить, что разность потенциалов, равная 12 В, стабильная во времени и всегда обладающая одной и той же полярностью, может случайно возникнуть между двумя позолоченными лезвиями, привинченными к общему, также позолоченному основанию. Поэтому следует признать, что в щели не должно быть *продольного* поля, способного породить интерференцию.

Но, тем не менее, интерференция постоянно обнаруживается при многократных повторениях опыта с золотыми покрытиями различной толщины [33–35].

Существенным обстоятельством является также тот факт, что интерференция наблюдалась не менее отчетливо и в том случае, когда одна половина щели была

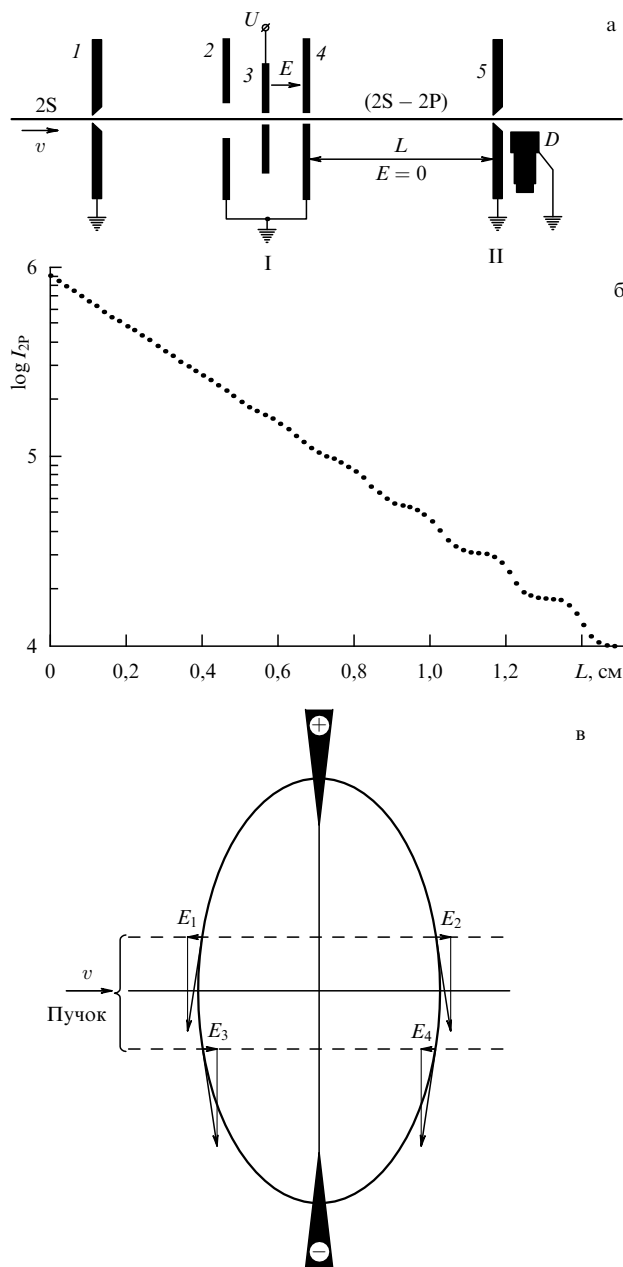


Рис. 19. Схема (а, в) и результаты (б) опыта с "ножевидной" щелью.

удалена, т.е. при пролете атомов над острым металлическим лезвием. При такой геометрии опыта возникновение стабильного продольного поля напряженностью порядка 10 В см $^{-1}$ возле поверхности металла, к тому же всегда совпадающего по направлению со скоростью атома, должно быть полностью исключено.

Из сказанного следует, что взаимодействие возбужденного движущегося атома водорода с поверхностью металла имеет специфическую, неизвестную нам природу и лишь феноменологически может быть связано с действием эффективного поля E_{eff} . Очевидно, что это поле не является реальным физическим полем и поэтому не может быть зарегистрировано никаким макроскопическим прибором.

Как было указано выше, все попытки объяснить наблюдаемый эффект силовым взаимодействием возбужденного атома с флуктуационными электрическими полями или с полем изображения в металле

оказались несостоятельными, поскольку соответствующие вклады были на порядки величины меньше наблюдаемого значения.

Положение изменилось после того, как Б.Б. Кадомцев и М.Б. Кадомцев предложили объяснение природы эффекта исходя из предположения, что атом, пролетающий над поверхностью металла, взаимодействует с электронами проводимости, находящимися в тонком поверхностном слое. В результате образуется запутанное состояние атома (entangled state) с огромным числом электронов проводимости, которые после отражения от поверхности уходят в глубь металла, где на длине свободного пробега происходят коллапсы их волновых функций. Такие коллапсы неизбежно сказываются на состоянии корреляционно связанного с ними партнера — атома, который в результате получает когерентную добавку 2P-состояния. Величина этой добавки, вносимой каждым отдельным электроном, ничтожно мала, но благодаря их большому количеству суммарный эффект становится наблюдаемым. Таким образом, согласно Кадомцеву, рассматриваемый *необратимый* квантовый эффект обусловлен когерентной суперпозицией взаимодействий Эйнштейна–Подольского–Розена (ЭПР), т.е. является не силовым, а корреляционным (типа, например, принципа Паули) [35–41].

Концепция Кадомцева позволяет количественно сравнить результаты эксперимента с предсказаниями теории и, таким образом, решить вопрос о ее справедливости. С этой целью была начата серия экспериментов, которые подтверждают зависимость масштаба эффекта от состояния электронов проводимости металла.

Следует особо отметить, что Борис Борисович обладал редким для теоретика свойством: он очень тонко чувствовал самую суть эксперимента и проводил многие часы в лаборатории, вникая во все детали работы. Смотрел, словно зачарованный, на перо самописца, выводящее на ленте очередную интерференционную кривую, комментировал происходящее, строил планы на будущее...

10.6. Эксперимент 5 — зависимость масштаба эффекта от расстояния атома до поверхности металла

Целью этого опыта было определение предсказанной теорией Кадомцева зависимости амплитуды (2S–2P)-перехода, т.е. масштаба эффекта, от расстояния l между атомами пучка и поверхностью металла. Измерения проводились с помощью системы, показанной на рис. 16, в которой была установлена щель переменной ширины, образованная пластинами прямоугольного сечения толщиной $D = 0,7$ мм.

Результаты эксперимента приведены на рис. 20а. Теоретическая зависимость, изображенная сплошной линией, соответствует протяженности щели $D = 0,7$ мм; штриховая линия — $D = 0$, т.е. щели, образованной острыми лезвиями (в этом случае зависимость $I_{2P}(l)$ становится экспоненциальной и приобретает простую форму $\exp(-2\pi l/\Lambda_L)$, где $\Lambda_L = v/v$. "Лэмбовская длина волны" Λ_L , т.е. период пространственных колебаний интерференционной кривой, — огромная величина в масштабе атомной шкалы и не содержит никаких характеристик поверхности металла. Отсюда следует, что наблюдаемый эффект действительно представляет

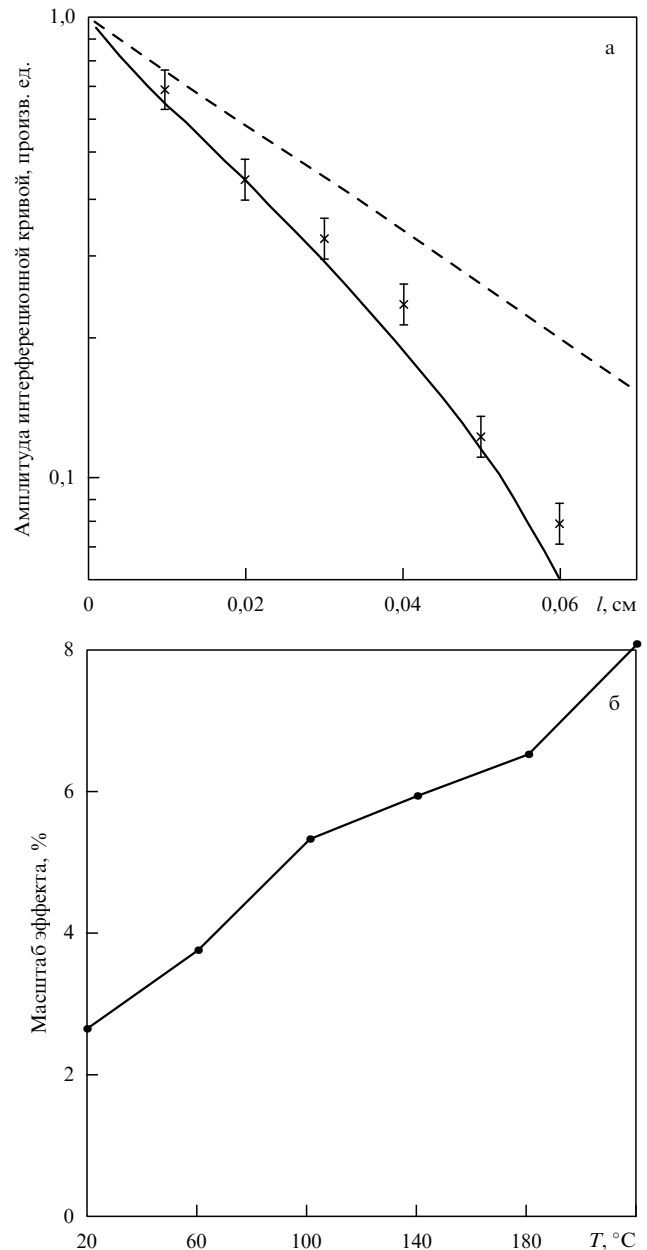


Рис. 20. Зависимость масштаба эффекта от расстояния l между атомом и поверхностью металла (а) и от температуры металла (б).

собой дальнейшее взаимодействие и имеет универсальный характер [32].

10.7. Эксперимент 6 — влияние стенки щели, перпендикулярной траектории пучка

Теория Кадомцева позволяет оценить вклады отдельных элементов щели в наблюдаемый эффект, а именно, стенки, перпендикулярной пучку, и стенки, параллельной ему, над которой пролетают атомы.

В эксперименте проводилось сравнение величины эффекта, вызываемого ножевидной щелью и щелью такой же ширины (0,3 мм), но образованной двумя параллельными золотыми проволоками толщиной 15 мкм, что соответствовало ширине гребня ножевидной щели (в обоих случаях время пролета составляло $7,5 \times 10^{-11}$ с).

Результат оказался следующим: масштаб эффекта для проволоочной щели был приблизительно на порядок меньше, чем для щели ножевидной, что находится в полном соответствии с теоретической оценкой.

Эксперименты по определению зависимости величины эффекта от протяженности стенки, параллельной пучку, еще не выполнены.

10.8. Эксперимент 7 — влияние температуры металла на масштаб эффекта

Целью эксперимента являлось определение зависимости масштаба эффекта от температуры металла. Для указанной щели использовалась покрытая золотом лента из мягкого железа сечением $3 \times 0,2$ мм с прорезанной в ней щелью шириной 0,25 мм. Лента нагревалась переменным электрическим током; интервал температур, который не приводил еще к разъюстировке интерферометра, оказался небольшим: 25–250 °С. Результаты эксперимента приведены на рис. 20б.

Измерения показали, что при повышении температуры одновременно с увеличением фона (что представляется вполне естественным) происходит резкое увеличение полезного сигнала. Таким образом, незначительное возрастание температуры (на ~ 200 °С) приводит к существенному увеличению когерентного смешивания 2S- и 2P-состояний.

Сильное влияние температуры металла на масштаб эффекта, по-видимому, может объясняться увеличением числа ЭПР-пар при взаимодействии атома с электронами проводимости, что должно быть связано с изменением их состояния в тонком поверхностном слое. Однако такое заключение нуждается в тщательной экспериментальной проверке.

10.9. Эксперимент 8 — влияние кристаллической структуры металла на масштаб эффекта

Этот эксперимент, подобно предыдущему, также относится к установлению зависимости величины эффекта от состояния электронов в металле. В опытах были использованы щели, изготовленные из массивных пластин сплава золота с серебром (92 % Au + 8 % Ag) и чистого палладия. Эти металлы обладают близкими по значению работами выхода, но существенно различными поверхностями Ферми. Металлы находились в состояниях с различной микроструктурой: в состоянии сильного наклепа (по этой причине было взято не чистое золото, отличающееся исключительно высокой пластичностью, а его сплав) и после отжига при температуре рекристаллизации, т.е. находились либо в состоянии с мелкокристаллической структурой, либо, наоборот, состояли из крупных кристаллов.

Использовалась следующая процедура: образцы металла многократно прокатывали на вальцах до толщины 0,5 мм, после чего из них изготавливали половинки щелей, шлифовали по принятой технологии, протравливали в течение ~ 10 с в смеси азотной и соляной кислот, промывали дистиллированной водой, просушивали спиртом и устанавливали в интерферометре.

После получения интерференционных кривых образцы подвергали кратковременному нагреву до температуры рекристаллизации и быстро охлаждали погружением в дистиллированную воду. Затем их снова промывали кислотой, водой и спиртом. Повторная установка щели в интерферометре проводилась таким образом, что

ее ширина, равная 0,3 мм, изменялась не более чем на 0,01 мм.

Результаты эксперимента сводятся к следующему. В случае "наклепанного" золота величина эффекта уменьшалась до ~ 0,3 % (для гальванических покрытий она колебалась в пределах 2–4 %); для палладия эффект оказался несколько больше и составил 1,70 %. Следует заметить, что такое сравнение не имеет большого смысла, поскольку степень наклепа для обоих образцов была неопределенной.

После отжига масштаб эффекта для обоих металлов существенно изменился: для Au + Ag он составил 2,3 %, а для палладия — 7,25 %. На рисунке 21 показаны интерференционные кривые для наклепанного ($B/A = 1,70$ %) и отожженного ($B/A = 7,25$ %) палладия.

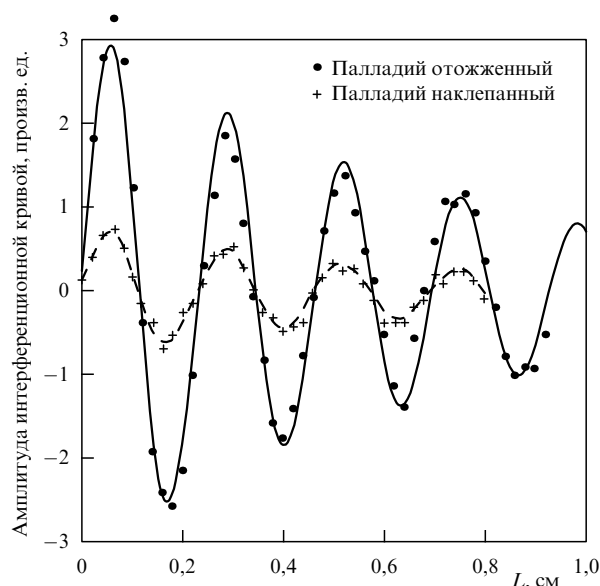


Рис. 21. Сравнение масштабов эффекта для наклепанного (+) и отожженного (•) палладия.

Последние три эксперимента с большой вероятностью свидетельствуют о сильном влиянии состояния электронов проводимости на наблюдаемый эффект, величина которого изменяется в несколько раз (гипотеза о взаимодействии атома с квазисвободными электронами, находящимися в тонком поверхностном слое, была положена в основу теории Кадомцева). Вместе с тем трудно представить, какая из характеристик состояния металла, точнее, состояния его поверхности, определяющая масштаб эффекта, может изменяться столь существенными образом. Исследование этого вопроса, чрезвычайно сложного по своей сути, практически, не представляется возможным, поскольку оно увело бы нас в совершенно иную область — физику поверхностных явлений и физику твердого тела. Поэтому в дальнейшем для экспериментов этой группы предусмотрено лишь усовершенствование опытов по влиянию температуры с тем, чтобы наблюдать ее действие в более широком интервале.

Гораздо более "прозрачными", и в принципиальном отношении более существенными, представляются эксперименты по установлению зависимости масштаба эффекта от скорости атомов.

С помощью системы, изображенной на рис. 19а, наблюдается суммарный эффект, обусловленный как воздействием системы I, создающей суперпозицию 2S–2P, так и влиянием системы II, т.е. металлической щели, вызывающей дополнительное смешивание 2S- и 2P-состояний. Поэтому, чтобы выделить эффект влияния одной этой щели как функцию скорости атомов, при обработке полученных данных необходимо исключить вклад системы I, который также будет зависеть от скорости.

Опыты описанного типа не были закончены к моменту написания настоящей статьи, поскольку для изменения скорости (т.е. энергии атомов) в достаточно широких пределах потребовалась существенная переделка экспериментальной установки.

11. Заключение

Описанные здесь исследования следует отнести к области, которая с полным правом может быть названа "оптикой атомных состояний". Определение их характеристик с помощью метода атомного интерферометра, открывает новые возможности проверки КЭД при низких энергиях, поскольку этот метод позволяет провести прецизионное определение δ для атомов водорода и дейтерия, а также ряда водородоподобных ионов [37], измерить частоты тонкого и сверхтонкого расщепления уровней, определить электрический радиус протона, радиус α -частицы и т.п. [43].

Выполненное нами измерение δ для атома водорода — единственная работа, в которой сдвиг Лэмба с высокой точностью измерен чисто интерферометрическим методом, а не общепринятым радиоспектроскопическим. Помимо того значения, которое вообще имеет в метрологии применение независимой измерительной процедуры, у интерференционного метода есть и принципиальное преимущество — отсутствие полевого возмущения. При этом удалось реализовать существенно более высокую точность измерения (порядка 10^{-5} от ширины линии тонкого расщепления).

Кроме решения метрологических задач наблюдение интерференции атомных состояний имеет существенное самостоятельное значение. Это связано с тем, что картина интерференции, развившаяся в большом интервале сдвига фаз, чрезвычайно чувствительна к характеристикам интерферирующего состояния, вследствие чего его свойства могут проявиться в неизвестных ранее аспектах. Наглядным тому подтверждением является дальнейшее взаимодействие возбужденного атома водорода с поверхностью металла, обнаруженное при измерении лэмбовского сдвига. Объяснение природы этого взаимодействия, представляющего собой *необратимый* квантовый эффект, было предложено Б.Б. Кадомцевым. Развита им теоретическая концепция выходит далеко за рамки существующих представлений о взаимодействии возбужденного атома с поверхностью металла и потому нуждается в тщательной экспериментальной проверке.

Именно это направление исследований, имеющих глубокий принципиальный смысл, должно быть реализовано в дальнейших экспериментах, которые, — как это ни горько! — будут проводиться без участия Бориса Борисовича.

Автор приносит глубокую благодарность Б.Б. Кадомцеву, В.П. Яковлеву, Г.Ф. Бассани, М.Б. Кадомцеву,

В.Г. Пальчикову и Ю.А. Кучеряеву за обсуждение результатов и постоянную помощь в работе.

12. Приложения

Приложение I

Атом водорода пролетает со скоростью v через электрическое поле интерферометра. В системе отсчета, связанной с атомом, на него действует переменное поле $\vec{\mathcal{E}}(t)$. Если атом пролетает вдоль поля, то в системе покоя атома магнитное поле не возникает и электрическое поле не меняется. Направление движения атома (и направление $\vec{\mathcal{E}}$) выберем в качестве оси z .

Электрическое поле вызывает переходы между 2S- и 2P-состояниями. Рассмотрим простейший случай, когда не учитывается сверхтонкое расщепление уровней, а также переходы между состояниями $2S_{1/2}$ и $2P_{3/2}$, что является оправданным при "нормальных" полях. В такой постановке задача сводится к рассмотрению поведения двухуровневой системы $2S_{1/2}-2P_{1/2}$ во внешнем переменном электрическом поле.

Уравнение Шрёдингера для волновой функции атома $\Psi(\vec{r}, t)$ имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [H_0 + \hat{V}(t)] \Psi. \quad (I.1)$$

Здесь H_0 — гамильтониан свободного атома, а $\hat{V}(t)$ — взаимодействие с электрическим полем:

$$\hat{V}(t) = -\hat{d}\vec{\mathcal{E}}(t) = -\hat{d}_z \mathcal{E}(t) = -\hat{d}_z \mathcal{E}_0 F(t), \quad (I.2)$$

где \hat{d}_z — оператор z -компоненты дипольного момента, \mathcal{E}_0 — амплитуда поля; функция $F(t)$ задает профиль изменения поля.

Решение уравнения Шрёдингера ищем в виде

$$\Psi(\vec{r}, t) = b_1(t)\psi_1(\vec{r}) + b_2(t)\psi_2(\vec{r}), \quad (I.3)$$

где ψ_1 и ψ_2 — собственные функции H_0 , описывающие соответственно состояния $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$.

Функции $b_1(t)$ и $b_2(t)$, представляющие собой амплитуды вероятностей нахождения системы в состояниях $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, удовлетворяют системе уравнений:

$$i\hbar \frac{db_n}{dt} = E_n b_n + \sum_m b_m \langle \psi_n | \hat{V} | \psi_m \rangle. \quad (I.4)$$

Матричные элементы

$$\langle \psi_1 | \hat{V}(t) | \psi_2 \rangle = \langle \psi_2 | \hat{V}(t) | \psi_1 \rangle \equiv d\mathcal{E}_0 F(t),$$

где $d = \int_{2S_{1/2}}(\vec{r}) e z \psi_{2P_{1/2}}(\mathcal{E}) dV = \sqrt{3} e a_0$ (a_0 — боровский радиус). Энергия E_2 имеет мнимую часть, равную $-i\hbar/(2\tau)$ (τ — время жизни атома водорода в состоянии 2P).

Далее удобно перейти к функциям φ_1 и φ_2 :

$$b_1 = \varphi_1 \exp\left(-i \frac{E_1}{\hbar} t\right), \quad b_2 = \varphi_2 \exp\left(-i \frac{E_2}{\hbar} t\right),$$

$$(|\varphi_1|^2 = |b_1|^2 \text{ и } |\varphi_2|^2 = |b_2|^2) \quad (I.5)$$

и новой переменной $z = vt$.

Функции $\varphi_1(z)$ и $\varphi_2(z)$ удовлетворяют системе уравнений:

$$i \frac{d\varphi_1}{dz} = qF(z)\varphi_2, \quad i \frac{d\varphi_2}{dz} = P\varphi_2 + qF(z)\varphi_1, \quad (I.6)$$

где $q = d\mathcal{E}_0/(\hbar v)$; $p = 2\pi\delta/v$; $P = (E_2 - E_1)/(\hbar v) = p - 1/(2\tau v)$.

Пусть поле \mathcal{E} имеет прямоугольный профиль (т.е. мгновенно обрывается на границах), а точка наблюдения находится на расстоянии L от задней границы поля.

Найдем величину $|\varphi_2|^2$ в точке наблюдения при условии, что в точке $z = 0$ $\varphi_1(0) = 1$ и $\varphi_2(0) = 0$.

Решение в области $0 < z < l$ имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_1(z) &= c_1 \exp(-iA_1 z) + c_2 \exp(-iA_2 z), \\ \varphi_2(z) &= q \left[\frac{c_1}{A_1 - P} \exp(-iA_1 z) + \frac{c_2}{A_2 - P} \exp(-iA_2 z) \right], \end{aligned} \quad (I.7)$$

где $A_{1,2}$ — корни уравнения $A(A - P) = q^2$, т.е.

$$A_{1,2} = \frac{P}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4}P^2 + q^2}. \quad (I.8)$$

Условие сшивки в точке $z = 0$ [$\varphi_1(0) = 1$, $\varphi_2(0) = 0$] дает

$$c_1 = \frac{A_1 - P}{A_1 - A_2}, \quad c_2 = \frac{A_2 - P}{A_2 - A_1}.$$

В области $z > l$ (с учетом сшивки в точке $z = l$)

$$\varphi_2(z) = \varphi_2(l) \exp[-iP(z - l)]. \quad (I.9)$$

Таким образом, интересующая нас величина φ_2 в точке наблюдения $z = l + L$ имеет вид

$$\varphi_2 = \exp(-iPL) \frac{q}{A_1 - A_2} [\exp(-iA_1 l) - \exp(-iA_2 l)]. \quad (I.10)$$

Тогда

$$\begin{aligned} |\varphi_2|^2 &= \exp\left(-\frac{L}{l_0}\right) \frac{2q^2 \exp[-l/(2l_0)]}{(A_1 - A_2)^2 + (\mu_1 - \mu_2)^2} \times \\ &\times [\cosh(\mu_1 - \mu_2)l - \cos(A_1 - A_2)l], \end{aligned} \quad (I.11)$$

где $l_0 = \tau v$.

Вычисляя действительные и мнимые части корней $A_{1,2}$, получаем

$$\begin{aligned} A_1 - A_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{a^2 + b^2} + a)}, \\ \mu_1 - \mu_2 &= -\sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{a^2 + b^2} - a)}, \end{aligned}$$

где

$$a = p^2 + 4q^2 - \frac{1}{4l_0^2}, \quad b = \frac{p}{l_0}.$$

Если $b/a \ll 1$, то $A_1 - A_2 \cong \sqrt{a}$ и $\mu_1 - \mu_2 \cong -b/(2\sqrt{a})$.

Введем, далее, обозначения:

$$x = \frac{2q}{P} = \frac{d\mathcal{E}_0}{\pi\hbar\delta},$$

$$l_0 = \tau v = \frac{l}{T\gamma}, \quad \text{где } T - \text{ время пролета,}$$

$$K = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{L}{l_0}\right) \text{ (постоянный множитель).}$$

Тогда вероятность выхода 2P-состояния можно окончательно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} |\varphi_2|^2 &= K \frac{x^2}{1+x^2} \left[\cosh \frac{\tau T}{2\sqrt{1+x^2}} - \cos 2\pi\delta T \sqrt{1+x^2} \right] \times \\ &\times \exp\left(-\frac{\gamma T}{2}\right). \end{aligned} \quad (I.12)$$

(Это выражение получено В.П. Яковлевым.)

Приложение II

Для оценки величины L_x -фона, создаваемого каскадным высвечиванием высоковозбужденных H-атомов, определим число таких атомов, переходящих на 2P-уровень из состояний с $3 \leq n \leq 25$.

Попутно также оценим число атомов, переходящих на уровень $2S_{1/2}$, с тем, чтобы установить, как влияет подобный процесс на интенсивность 2S-компоненты пучка.

При решении задачи примем следующие исходные положения:

1) определяется число H_{2P} - и H_{2S} -атомов, образовавшихся на отрезке траектории $\Delta x = x_2 - x_1 = 1$ см после пролета 200 см, считая от выходной щели камеры перезарядки ($x_2 = 201$ см, $x_1 = 200$ см);

2) учитывают только дипольные переходы, когда $\Delta l = 1$. В этом случае:

а) переходы на 2P-уровень идут из всех nS - и nD -состояний ($3 \leq n \leq 25$);

б) переходы на 2S-уровень идут из всех nP -состояний с $3 \leq n \leq 25$.

Число атомов в состоянии i , оставшихся к моменту времени $t_1 = x_1/v$,

$$N_{i1} = N_{i0} \exp(-\mathfrak{W}t_1),$$

а к моменту $t_2 = x_2/v$,

$$N_{i2} = N_{i0} \exp(-\mathfrak{W}t_2),$$

где N_{i0} — число атомов типа i , имевшихся в момент времени $t = 0$ (предполагается, что $N_i \sim 1/n^3$), \mathfrak{W} — вероятность соответствующего радиационного перехода.

Число атомов, совершивших переходы на отрезке пути от x_1 до x_2 , т.е. за время $\Delta t = t_1 - t_2$, есть

$$\Delta N_i = N_{i2} - N_{i1} = N_{i0} [\exp(-\mathfrak{W}t_1) - \exp(-\mathfrak{W}t_2)]. \quad (II.13)$$

В рассматриваемом случае при скорости атомов $v = 2 \times 10^8$ см s^{-1}

$$t_1 = \frac{200}{2 \times 10^8} = 1,00000 \times 10^{-6} \text{ с,}$$

$$t_2 = \frac{201}{2 \times 10^8} = 1,00500 \times 10^{-6} \text{ с.}$$

Обозначим вероятности интересующих нас переходов:

$$I (nS \rightarrow 2P) \omega_n,$$

$$II (nD \rightarrow 2P) A_n,$$

$$III (nP \rightarrow 2S) B_n.$$

Доля атомов, перешедших на 2S- и 2P-уровни при рассмотренных условиях будет:

$$K_I = \sum_{n=3}^{25} \frac{1}{n^3} [\exp(-\omega_n t_1) - \exp(-\omega_n t_2)],$$

$$K_{II} = \sum_{n=3}^{25} \frac{1}{n^3} [\exp(-A_n t_1) - \exp(-A_n t_2)],$$

$$K_{III} = \sum_{n=3}^{25} \frac{1}{n^3} [\exp(-B_n t_1) - \exp(-B_n t_2)].$$

В таблицах 1–3 приведены вклады отдельных nS - и nD -уровней при переходах на уровень 2P и nP -уровней при переходе на уровень 2S, т.е. значения

$$S_n = \frac{1}{n^3} [\exp(-\omega_n t_1) - \exp(-\omega_n t_2)],$$

$$D_n = \frac{1}{n^3} [\exp(-A_n t_1) - \exp(-A_n t_2)],$$

$$P_n = \frac{1}{n^3} [\exp(-B_n t_1) - \exp(-B_n t_2)],$$

а также значения

$$K_I = \sum_3^{25} S_n, \quad K_{II} = \sum_3^{25} D_n, \quad K_{III} = \sum_3^{25} P_n$$

Таблица III.1. Переход $nS \rightarrow 2P$, $x_1 = 200$ см, $t_1 = 1,0000 \times 10^{-6}$ с

n	S_n	n	S_n	n	S_n
3	$2,085531 \times 10^{-6}$	11	$3,711682 \times 10^{-7}$	19	$1,597899 \times 10^{-8}$
4	$1,519367 \times 10^{-5}$	12	$2,366875 \times 10^{-7}$	20	$1,177959 \times 10^{-8}$
5	$1,416291 \times 10^{-5}$	13	$1,490647 \times 10^{-7}$	21	$8,810538 \times 10^{-9}$
6	$8,143157 \times 10^{-6}$	14	$9,681163 \times 10^{-8}$	22	$6,677419 \times 10^{-9}$
7	$4,221422 \times 10^{-6}$	15	$6,461963 \times 10^{-8}$	23	$5,122240 \times 10^{-9}$
8	$2,195807 \times 10^{-6}$	16	$4,419727 \times 10^{-8}$	24	$3,973122 \times 10^{-9}$
9	$1,182557 \times 10^{-6}$	17	$3,089548 \times 10^{-8}$	25	$3,162617 \times 10^{-9}$
10	$6,643010 \times 10^{-7}$	18	$2,202388 \times 10^{-8}$		
$K_I \sum_3^{25} S_n = 4,892033 \times 10^{-5}$		$K'_I = \sum_3^6 S_n = 3,058527 \times 10^{-5}$			

Таблица 2. Переход $nD \rightarrow 2P$, $x_1 = 200$ см, $t_1 = 1,0000 \times 10^{-6}$ с

n	D_n	n	D_n	n	D_n
3	$8,585597 \times 10^{-31}$	11	$1,334235 \times 10^{-6}$	19	$9,122887 \times 10^{-8}$
4	$1,690584 \times 10^{-12}$	12	$9,415839 \times 10^{-7}$	20	$6,839272 \times 10^{-8}$
5	$2,971152 \times 10^{-8}$	13	$6,585476 \times 10^{-7}$	21	$5,772595 \times 10^{-8}$
6	$6,854659 \times 10^{-7}$	14	$4,615734 \times 10^{-7}$	22	$3,974878 \times 10^{-8}$
7	$1,975003 \times 10^{-6}$	15	$3,260777 \times 10^{-7}$	23	$3,077777 \times 10^{-8}$
8	$2,561119 \times 10^{-6}$	16	$2,328492 \times 10^{-7}$	24	$2,406058 \times 10^{-8}$
9	$2,345664 \times 10^{-6}$	17	$1,682884 \times 10^{-7}$	25	$1,897925 \times 10^{-8}$
10	$1,834151 \times 10^{-6}$	18	$1,231470 \times 10^{-7}$		
$K_{II} = \sum_3^{25} D_n = 1,395061 \times 10^{-5}$		$K'_{II} = \sum_3^6 D_n = 7,151828 \times 10^{-7}$			

Таблица 3. Переход $nS \rightarrow 2P$, $x_1 = 1000$ см, $t_1 = 5,0000 \times 10^{-6}$ с

n	S_n	n	S_n	n	S_n
3	$1,169000 \times 10^{-9}$	11	$2,442327 \times 10^{-7}$	19	$1,460848 \times 10^{-8}$
4	$5,048924 \times 10^{-8}$	12	$1,654780 \times 10^{-7}$	20	$1,090818 \times 10^{-8}$
5	$8,179064 \times 10^{-8}$	13	$1,125345 \times 10^{-7}$	21	$8,244763 \times 10^{-9}$
6	$4,305664 \times 10^{-7}$	14	$7,731798 \times 10^{-8}$	22	$6,3022976 \times 10^{-9}$
7	$6,741261 \times 10^{-7}$	15	$5,383228 \times 10^{-8}$	23	$4,870020 \times 10^{-9}$
8	$6,472579 \times 10^{-7}$	16	$3,802616 \times 10^{-8}$	24	$3,800458 \times 10^{-9}$
9	$5,032542 \times 10^{-7}$	17	$2,725681 \times 10^{-8}$	25	$2,993439 \times 10^{-9}$
10	$3,570264 \times 10^{-7}$	18	$1,981856 \times 10^{-8}$		
$K_I = \sum_3^{25} S_n = 3,485920 \times 10^{-6}$		$K'_I = \sum_3^6 S_n = 5,128620 \times 10^{-7}$			

и

$$K'_I = \sum_3^6 S_n, \quad K'_{II} = \sum_3^6 D_n, \quad K'_{III} = \sum_3^6 P_n.$$

Согласно [44], при перезарядке в молекулярном водороде протонов с энергией $E \sim 20$ кэВ образующиеся H-атомы следующим образом распределены по S-, P- и D-состояниям:

$$S \sim 30\%,$$

$$P \sim 55\%,$$

$$D \sim 15\%.$$

Таким образом, полная доля H-атомов с $3 \leq n \leq 25$, перешедших на 2P- и 2S-уровни на отрезке пучка $\Delta x = 201 - 200 = 1$ см, будет

$$K_{2P} = 0,3K_I + 0,15K_{II} = 1,68 \times 10^{-5},$$

$$K_{2S} = 0,55K_{III} = 1,13 \times 10^{-5}.$$

Поскольку время жизни H_{2P} -атома $\tau_{2P} = 1,596 \times 10^{-9}$ с, следует считать, что при $v = 2 \times 10^8$ см s^{-1} на отрезке $\Delta x = 1$ см распадется $\sim 95\%$ образовавшихся на нем H_{2P} -атомов. Тогда при токе H_{1S} -атомов, равном 10^{11} s^{-1} , число L_α -квантов, испускаемых 1 пог. см пучка в области $x \sim 200$ см, составит около 10^6 квант s^{-1} .

Приведенная оценка достаточно хорошо согласуется с данными эксперимента.

Из данных табл. 1 и 2 и сравнения величин K_I с K'_I и K_{II} с K'_{II} следует, что основной вклад в рассматриваемую компоненту фона вносят уровни 4S и 5S, достаточно плотно заселенные и в то же время обладающие сравнительно большими временами жизни по отношению к 4S \rightarrow 2P- и 5S \rightarrow 2P-переходам ($\tau_{4S-2P} = 3,879 \times 10^{-7}$ с, $\tau_{5S-2P} = 7,761 \times 10^{-7}$ с). Поскольку эти состояния не могут быть ионизованы полем с напряженностью, равной 550000 В $см^{-1}$, применение высоковольтного промежутка в качестве фильтра, уменьшающего фон, не имеет большого смысла. Однако при пролетной длине ~ 10 м применение такого фильтра дает уже заметный эффект, как это следует из данных табл. 3, где приведены значения сумм $K_I = \sum_3^{25} S_n$ и $K'_I = \sum_3^6 S_n$, вычисленные для $x_1 = 1000$ см.

В таблице 4 приведены аналогичные оценки для перехода $nP \rightarrow 1S$, т.е. для линий серии Лаймана, начиная с L_β . Коротковолновая компонента фона оказывается приблизительно в семь раз слабее суммарного

фона, создаваемого рассмотренными выше $nS \rightarrow 2P$ - и $nD \rightarrow 2P$ -переходами. Эта компонента при желании может быть легко устранена при помощи фильтра из LiF или путем включения высоковольтного промежутка ($K'_{IV} = 1,177 \times 10^{-12}$).

Таблица 4. Переход $nP \rightarrow 1S$, $x_1 = 200$ см, $t_1 = 1,0000 \times 10^{-6}$ с

n	P_n	n	P_n	n	P_n
3	$4,885583 \times 10^{-75}$	11	$4,998075 \times 10^{-7}$	19	$2,413787 \times 10^{-7}$
4	$1,104181 \times 10^{-32}$	12	$6,147032 \times 10^{-7}$	20	$1,936138 \times 10^{-7}$
5	$1,490336 \times 10^{-18}$	13	$6,402618 \times 10^{-7}$	21	$1,551698 \times 10^{-7}$
6	$1,177308 \times 10^{-12}$	14	$6,015138 \times 10^{-7}$	22	$1,245092 \times 10^{-7}$
7	$7,481180 \times 10^{-10}$	15	$5,296655 \times 10^{-7}$	23	$1,001650 \times 10^{-7}$
8	$2,054048 \times 10^{-8}$	16	$4,478001 \times 10^{-7}$	24	$8,086217 \times 10^{-8}$
9	$1,202381 \times 10^{-7}$	17	$3,691563 \times 10^{-7}$	25	$6,554565 \times 10^{-8}$
10	$3,091751 \times 10^{-7}$	18	$2,997615 \times 10^{-7}$		

$K_{IV} = \sum_3^{25} P_n = 5,414617 \times 10^{-6}$, $K'_{IV} = \sum_3^6 P_n = 1,177308 \times 10^{-12}$

Значение коэффициента $K_{III} = 2,059 \times 10^{-5}$ (табл. 5), характеризующего интенсивность переходов на уровень 2S, свидетельствует о том, что рассмотренные выше процессы не оказывают, в сущности, никакого влияния на величину тока H_{2S} -атомов.

Таблица 5. Переход $nP \rightarrow 2S$, $x_1 = 200$ см, $t_1 = 1,0000 \times 10^{-6}$ с

n	P_n	n	P_n	n	P_n
3	$7,014248 \times 10^{-13}$	11	$1,091672 \times 10^{-6}$	19	$5,959798 \times 10^{-8}$
4	$4,667582 \times 10^{-8}$	12	$7,201508 \times 10^{-7}$	20	$4,437014 \times 10^{-8}$
5	$1,387465 \times 10^{-6}$	13	$4,806024 \times 10^{-7}$	21	$3,345567 \times 10^{-8}$
6	$3,768924 \times 10^{-6}$	14	$3,257221 \times 10^{-7}$	22	$2,552574 \times 10^{-8}$
7	$4,323480 \times 10^{-6}$	15	$2,224933 \times 10^{-7}$	23	$1,969038 \times 10^{-8}$
8	$3,517573 \times 10^{-6}$	16	$1,573634 \times 10^{-7}$	24	$1,534486 \times 10^{-8}$
9	$2,483750 \times 10^{-6}$	17	$1,121301 \times 10^{-7}$	25	$1,207252 \times 10^{-8}$
10	$1,659624 \times 10^{-6}$	18	$8,115237 \times 10^{-8}$		

$K_{III} = \sum_3^{25} P_n = 2,059083 \times 10^{-5}$, $K'_{III} = \sum_3^6 P_n = 5,203066 \times 10^{-6}$

Список литературы

1. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 964 (1959)
2. Вайнберг С *УФН* **132** 201 (1980)
3. Глешоу Ш *УФН* **132** 219 (1980)

An interference method for atomic state parameter measurements

Yu.L. Sokolov
 Russian Science Center "Kurchatov Institute"
 123182 Moscow, pl. Kurchatova 1, Russian Federation
 Tel. (095) 196-94-84. E-mail: lukich@qq.nfi.kiae.su

A new approach to the observation of the stationary interference pattern of atomic states is suggested. A number of experiments performed in 1970-1998 using various interferometer varieties are described. Among these are the precision measurement of the hydrogen atom Lamb shift and the discovery, in the course of this work, of the long-range interaction between a moving excited hydrogen atom and a metal surface.

PACS numbers: 03.65.Bz, **05.45.+b**, 05.70.Ln, 89.70.+c
 Bibliography — 44 references

4. Салам А *УФН* **132** 229 (1980)
5. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
6. Хриплович И Б *Несохранение четности в атомных явлениях* (М.: Наука, 1981)
7. Miniatura Ch et al. *Appl. Phys. B* **54** 347 (1992)
8. Robert J et al. *Europhys. Lett.* **16** (1) 29 (1991)
9. Чайка М П *Интерференция вырожденных атомных состояний* (Л.: Изд. ЛГУ, 1975)
10. Новиков Л Н, Скродкий Г В, Соломахо Г И *УФН* **113** 597 (1974)
11. Показаньев В Г, Скродкий Г В *УФН* **107** (4) 623 (1972)
12. (Ed. Bashkin S) *Beam-Foil Spectroscopy* (Berlin: Springer-Verlag, 1976)
13. Александров Е Б, Хвостенко Г И, Чайка М П *Интерференция атомных состояний* (М.: Наука, 1991)
14. *Atom Interferometry* (Ed. P R Berman) (San Diego: Acad. Press, 1997)
15. Lamb W E, Retherford R C *Phys. Rev.* **72** 241 (1947); *Phys. Rev.* **79** 549 (1950) [Перевод: *УФН* **45** 553 (1951)]
16. Triebwasser S, Dayhoff E S, Lamb W E *Phys. Rev.* **89** 98 (1953)
17. Robiscoe R T, Shyn T W *Phys. Rev. Lett.* **24** 559 (1970)
18. Appelquist T, Brodsky S J *Phys. Rev. Lett.* **24** 562 (1970)
19. Соколов Ю Л *ЖЭТФ* **63** 461 (1972)
20. Sokolov Yu L, in *Proc. 6-th Int. Conf. On Atomic Phys.* (Riga, 1978) p. 207
21. Donnally B L et al. *Phys. Rev. Lett.* **12** 502 (1964)
22. Гуревич А В, Питаевский Л П *ЖЭТФ* **46** 1281 (1964)
23. Pais A, Piccioni O *Phys. Rev.* **100** 1487 (1955)
24. Соколов Ю Л *Письма в ЖЭТФ* **11** (11) 524 (1970)
25. Соколов Ю Л, Яковлев В П *ЖЭТФ* **83** 15 (1982)
26. Pal'chikov V G, Yakovlev V P, Sokolov Yu L *Physica Scripta* **55** 33 (1997)
27. Sokolov Yu L *Proc. 2-nd Int. Conf. On Prec. Meas. and Fund. Const.* (1984) p. 135
28. Pal'chikov V G, Sokolov Yu L, Yakovlev V P *Metrologia* **21** 99 (1985)
29. Пальчиков В Г, Соколов Ю Л, Яковлев В П *Письма в ЖЭТФ* **38** 347 (1983)
30. Sokolov Yu L et al. *Nuovo Cimento* **14D** 183 (1992)
31. Sokolov Yu L, in *The Hydrogen Atom* (Eds G F Bassani, M Inguscio, T W Haensch) (Berlin: Springer-Verlag, 1989) p. 16
32. Kadomtsev B B et al. *Physica Scripta* **54** 156 (1996)
33. Sokolov Yu L, Yakovlev V P, Pal'chikov V G *Laser Phys.* **3** 635 (1993)
34. Sokolov Yu L, Yakovlev V P, Pal'chikov V G *Physica Scripta* **49** 86 (1994)
35. Sokolov Yu L *Proc. of the III-d Workshop "Optics and Interferometry with Atoms"* (Italy: Elba Island, 1996) p. O-18
36. Кадомцев Б Б *УФН* **164** 449 (1994)
37. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Physica Scripta* **50** 243 (1994)
38. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б *ЖЭТФ* **108** 1634 (1995) [Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *JETP* **81** 897 (1995)]
39. Kadomtsev B B *Phys. Lett. A* **210** 371 (1996)
40. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Chaos* **6** 399 (1996)
41. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б *УФН* **166** 651 (1996)
42. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* (М.: Ред. журн. УФН, 1997)
43. Pal'chikov V G, Yakovlev V P, Sokolov Yu L *Physica Scripta* **55** 33 (1997)
44. May R M *Nucl. Fusion* **4** 207 (1964)