

Л. М. БАРКОВ, М. С. ЗОЛОТОРЕВ, И. Б. ХРИПЛОВИЧ
(Новосибирск)

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

1. Введение. В настоящее время впервые за много лет исследования атомных явлений вновь оказались исключительно важными для физики элементарных частиц. Речь идет о поисках не сохраняющего четность слабого взаимодействия электронов с ядром, обусловленного так называемыми нейтральными токами. Интерес к этим экспериментам вызывается не только тем, что в них ищут новое, очень красивое физическое явление — несохранение четности в атомных переходах, но и тем, что они позволяют проверить модели, единым образом описывающие электромагнитные и слабые взаимодействия элементарных частиц.

Такие хорошо известные слабые процессы, как бета-распад нейтрона или переход высокоэнергичных нейтрино в мюон на ядре, происходят с изменением заряда сильно взаимодействующих частиц-адронов. Под реакциями, обусловленными нейтральными токами, понимают процессы слабого взаимодействия, не сопровождающиеся таким изменением заряда адронов. Подробнее вопрос о нейтральных токах применительно к атомным экспериментам рассмотрен, например, в обзорах [1, 2]. Процессы с нейтральными токами предсказываются едиными теориями электромагнитных и слабых взаимодействий.

Нейтральные токи нейтрино наблюдались на ускорителях в реакциях рассеяния нейтрино, не сопровождающихся рождением мюона. Что же касается изучения слабого взаимодействия электрона с ядром за счет нейтральных токов, то исследования в этом направлении ведутся как методами атомной физики, так и в реакциях рассеяния электронов больших энергий. И в атомных экспериментах, и на существующих электронных ускорителях можно надеяться на обнаружение лишь качественно новых явлений, вызываемых слабым взаимодействием. Характерным свойством слабых взаимодействий, которое присуще только им, является несохранение четности.

Мы хотим рассказать о поисках несохранения четности в атомных процессах, главным образом в обычных $M1$ -переходах в тяжелых атомах. Вполне естественно, что наиболее подробно будут рассмотрены исследования, в которых авторы принимали участие.

2. Несохранение четности в атомах. Качественное объяснение и простые оценки. Впервые возможные эффекты несохранения четности в атомах, обусловленные нейтральными токами, обсуждались Я. Б. Зельдовичем [3]. Чрезвычайно важный шаг на пути к реальным экспериментам был сделан М. Бушиа и К. Бушиа, которые показали [4], что эти эффекты в тяжелых атомах усилены настолько, что их

наблюдение в индуцированных сильно запрещенных $M1$ -переходах лежит на грани возможного.

Гамильтониан взаимодействия электрона с ядром, нарушающего пространственную четность, но сохраняющего четность временную, может быть записан в виде

$$H = -(G/\sqrt{2}) Zq\rho(r)\gamma_5. \quad (1)$$

Здесь $G = 10^{-5}/M_p^2$ — фермиевская константа слабого взаимодействия,

$$Zq = \kappa_p Z + \kappa_n (A - Z), \quad (1a)$$

$\rho(r)$ — плотность нуклонов в ядре, нормированная на единицу; $\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, $\gamma_{0,1,2,3}$ — дираковские матрицы. Используется система единиц, где $\hbar = c = 1$. Поскольку в тяжелых атомах релятивистские эффекты оказываются существенными, выражение (1) пишется для релятивистского электрона. Протоны и нейтроны в ядре считаются бесконечно тяжелыми.

Безразмерные константы κ_p , κ_n неизвестны, и в их определении и состоит, по существу, цель обсуждаемых экспериментов. В наиболее популярной сейчас единой модели электромагнитных и слабых взаимодействий, предложенной Вайнбергом [5] и Саламом [6],

$$\kappa_p = (1/2)(1 - 4 \sin^2 \theta_w); \quad \kappa_n = -1/2, \quad (16)$$

где θ_w — независимый параметр теории. Анализ нейтринного эксперимента по изучению нейтральных токов дает в рамках этой модели $\sin^2 \theta_w = 0,25$. Гамильтониан (1) описывает лишь ту часть слабого взаимодействия электрона с ядром, вклад в которую от всех нуклонов ядра, грубо говоря, складывается. Ясно, что в тяжелых атомах эта часть взаимодействия доминирует. Полезно привести нерелятивистскую форму гамильтониана (1)

$$H = (G/\sqrt{2})(Zq/2m)[\sigma p \delta(r) + \delta(r) \sigma p], \quad (2)$$

где p и $\sigma/2$ — импульс и спин электрона. Ядро в этом пределе можно считать точечным.

Обсуждаемое взаимодействие — псевдоскаляр, и приводит поэтому к смешиванию атомных состояний с одинаковыми моментами, но с противоположной четностью. Из выражения (2) ясно, что оно смешивает лишь $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$ состояния электрона. Это утверждение относится и к релятивистскому гамильтониану (1).

Покажем на простом примере, как влияет на структуру атома взаимодействие, нарушающее четность. Пусть к состоянию $S_{1/2}$ примешивается состояние $P_{1/2}$. Представим первое из них в виде $\psi_0(r)\chi$, а второе в виде $\psi_1(r)(-\sigma n)\chi$, где $\psi_0(r)$ и $\psi_1(r)$ — радиальные волновые функции S - и P -состояний; χ — двухкомпонентный спинор, описывающий поляризацию, а $n = r/r$. Возникшее в результате смешивания состояние может быть записано так:

$$\{\psi_0(r) - i\eta(\sigma n)\psi_1(r)\}\chi. \quad (3)$$

Мнимость коэффициента смешивания следует из инвариантности взаимодействия относительно обращения времени. Действительно, T -отражение — это не только замена $\sigma \rightarrow -\sigma$, но и эрмитово сопряжение волновой функции. Из выражения (3) ясно, что возникшая малая примесь приводит к локальному повороту спина исходного состояния на угол $\theta = -2\eta\psi_1(r)/\psi_0(r)$ вокруг направления $n = r/r$. Нетрудно видеть теперь, что если исходное состояние $S_{1/2}$ было поляризовано вдоль оси z ,

т. е. если $\chi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, то в состоянии (3) у спина по мере удаления от цент-

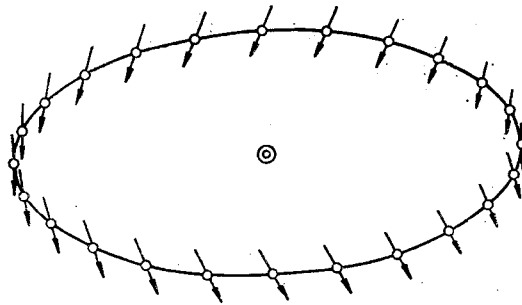


Рис. 1. Возникновение винтовой структуры в пространственном расположении спина электрона в атоме из-за несохраняющего четность слабого взаимодействия.

ра (напомним, что $\psi_1(0) = 0$) возникает проекция на плоскость xu , ориентированная по касательной к окружности. Эта конфигурация, изображенная на рис. 1, есть не что иное, как спиновая спираль. Заметим, что тип этой спирали, т. е. правая она или левая, не зависит, очевидно, от того, как именно ориентирован спин при $r=0$. Неудивительно поэтому, что той же спиралью характеризуется и неполяризованное состояние атома. Вполне естественно, что

излучение подобного атома оказывается циркулярно-поляризованным, т. е. вероятности испускания право- и левополяризованных фотонов различны. Это и означает нарушение четности.

На другом языке циркулярная поляризация излучения возникает следующим образом. Благодаря примеси состояния противоположной четности в волновой функции, амплитуда $M1$ -перехода $A(M1)$ приобретает примесь $E1$ амплитуды $A(E1)$. В результате излучение оказывается циркулярно-поляризованным со степенью поляризации

$$P = (W_+ - W_-)/(W_+ + W_-) = 2 \sum_n \eta_n A_n(E1)/A(M1). \quad (4)$$

Суммирование в (4) ведется по всем состояниям противоположной четности, примешивающимся к верхнему и нижнему уровням.

Приведем простую оценку степени циркулярной поляризации. Величина коэффициента смешивания такова:

$$\eta \sim GZ(|\psi(0)|^2/E) (P/m)R \quad (5)$$

(см. (1), (2)). Хорошо известно [7], что вблизи ядра плотность вероятности для оптического электрона $|\psi(0)|^2 \sim Z/ma^3$; скорость вблизи ядра $p/m \sim Z\alpha$; энергетический интервал между смешивающимися уровнями $E \sim m\alpha^2$. Здесь $a = 1/m\alpha$ — боровский радиус, m — масса электрона, $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Фактор R учитывает релятивистские эффекты, он резко растет при больших Z и достигает значений ~ 10 при $Z \approx 80$. Окончательно

$$\eta \sim GZ^3 m^2 \alpha^2 R / \pi. \quad (6)$$

Характерная величина $A(E1) \sim ea = e/m\alpha$. В обычных $M1$ -переходах $A(M1) \sim e/m$, и для них степень циркулярной поляризации

$$P \sim GZ^3 m^2 \alpha R / \pi, \quad (7)$$

что составляет $\sim 10^{-7}$ при $Z \approx 80$.

Исходное предложение Бушиа [4] относилось к измерению циркулярной поляризации в сильно запрещенном $M1$ -переходе $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ в цезии, где можно ожидать $P \sim 10^{-4}$. Затем было отмечено [8, 9], что в аналогичных переходах в таллии, благодаря большему Z , циркулярная поляризация должна быть примерно еще на порядок больше. Соответствующие эксперименты с цезием и таллием ведутся во Франции и США.

Значительный прогресс достигнут в экспериментах другого типа, предложенных в работах [10—12]. Речь идет о наблюдении оптиче-

ской активности паров таллия, свинца и висмута. Выбор элементов определяется наличием в них обычных $M1$ -переходов из основного состояния, лежащих в видимой области спектра или вблизи нее, затем большим z , равным соответственно 81, 82, 83, и, наконец, заметным давлением паров при разумной температуре.

Происхождение оптической активности очевидно, если вспомнить обсуждавшуюся выше спиновую спираль. Вполне естественно, что атом, обладающий такой структурой, вращает плоскость поляризации света. Иначе говоря, эффект возникает благодаря отличию в силах осцилляторов, а следовательно, и в показателях преломления для право- и левополяризованных квантов. Нетрудно показать, что вблизи резонанса угол поворота на длине l

$$\psi = (P/2) (l/l_0) \operatorname{Re}(n-1) / \operatorname{Im} n, \quad (8)$$

где l_0 — длина поглощения, n — показатель преломления. В реальной ситуации отношение $\operatorname{Re}(n-1) / \operatorname{Im} n$ сравнимо с единицей в висмуте и может достигать 60—70 в таллии и свинце. Поскольку в этих элементах можно ожидать $P \sim 10^{-7}$ (см. выше), углы поворота ψ достигают $\sim 10^{-7}$ рад в висмуте и $\sim 10^{-5}$ рад в таллии и свинце.

Однако с точки зрения подходящих источников света висмут является пока более удобным. Эксперименты с ним проведены в университете штата Вашингтон (Сиэтл, США) [13, 14] на переходе $6p^3 4S'_{3/2} - 6p^3 2D'_{3/2}$, $\lambda = 876$ нм, в Оксфордском университете (Оксфорд, Англия) [15] и в Новосибирске в Институте ядерной физики СО АН СССР [16, 17] на переходе $6p^3 4S'_{3/2} - 6p^3 2D'_{5/2}$, $\lambda = 648$ нм. Такого же рода эксперименты готовятся в ФИ АН (Москва, СССР) [18].

3. Расчет циркулярной поляризации в тяжелых металлах. Расчет циркулярной поляризации в висмуте оказался достаточно сложным, и некоторое время существовало заметное расхождение между результатами вычислений разных групп. Расчеты, выполненные в Оксфорде [19] и Сиэтле [20], основывались на методе функций Грина. Вычисления новосибирской группы [21] носили более феноменологический характер, идея их заключалась в том, чтобы как можно больше атомных характеристик заимствовать из эксперимента, даже ценой потери математической элегантности.

Существует мнение, что достижение хорошей точности в расчетах эффектов несохранения четности в таких тяжелых атомах, как висмут, нереально, так что в подобных экспериментах нельзя рассчитывать на получение количественной информации о взаимодействии элементарных частиц. Это мнение представляется нам излишне пессимистическим. Для обоснования своей точки зрения остановимся подробнее на расчетах, выполненных в Новосибирске. Результаты этих вычислений приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1
Циркулярная поляризация излучения в таллии, свинце и висмуте

Элемент	Tl	Pb	Bi			
λ , нм	1283	1279	876	648	462	301
$P \cdot 10^7$	[21] 3,4 [24] 2,8 [25]	2,4	2,8 3,6 2,4	3,5 2,8	6,3	9,8

П р и м е ч а н и е. Все числа приведены для $\sin^2 \theta_{\omega} = 0,25$.

Т а б л и ц а 2

Константы сверхтонкого расщепления в висмуте (в 10^{-3} см $^{-1}$)

Уровень	$^4S_{3/2}$	$^2D_{3/2}$	$^2D_{5/2}$	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$
Эксперимент	-14,91	-41,03	83,46	377,26	16,38
Теория [22]	-14,96	-35,7	79,8	353,8	15,8

У возбужденных видах $6p$ ситуация деления по поляризации может быть рассмотрена с помощью разложения соответствующих волновых функций. Для расчета использовался сферически-симметричный эффективный потенциал, параметры которого были подобраны так, чтобы правильно воспроизводилось положение уровней конфигураций $6p^3$ и $6p^2ns$, включая тонкую структуру. Поведение волновых функций вблизи ядра, существенное для расчета матричного элемента слабого взаимодействия (1), т. е. коэффициента смешивания η , было проверено путем вычисления констант сверхтонкой структуры. Результаты такого расчета для уровней конфигурации $6p^3$ в висмуте [22] приведены в табл. 2. Аналогичные результаты получены в работе [22] для таллия и свинца.

Значения радиальных интегралов $E1$ -переходов $6p-7s$ в висмуте, принятые в работе [21], были проверены [23] путем расчета времен жизни возбужденных состояний висмута. Результаты этой проверки представлены в табл. 3. Такой же анализ проведен в работе [23] для свинца. Что же касается таллия, то в нем при расчете циркулярной поляризации для наиболее важных переходов (в том числе и для переходов $6s-6p$, см. ниже) непосредственно использовались экспериментальные значения $E1$ амплитуд.

Перейдем к возбуждениям типа $6s6p^4$. Поведение волновой функции $6s$ электрона при $r \rightarrow 0$ неплохо рассчитывается с помощью упомянутого эффективного потенциала. В пользу этого свидетельствует тот факт, что в таллии, где один из уровней $6s6p^2$ лежит в дискретном спектре, такой расчет сверхтонкой структуры этого уровня дает хорошее согласие с экспериментом. Основной причиной расхождения между результатами расчетов новосибирской группы и оксфордской и ситлсской групп служила величина амплитуды $E1$ -перехода $6s-6p$. В таллии ее экспериментальное значение существенно меньше того, которое получается расчетами с эффективным потенциалом или хартри-фоков-

Т а б л и ц а 3

Время жизни возбужденных состояний висмута (в нс)

Уровень	$7s^4P_{1/2}$	$6d^2D_{3/2}$	$7s^4P_{3/2}$	$7s^2D_{5/2}$	$6d^2D_{5/2}$	$7s^4P_{5/2}$
Эксперимент	$4,7 \pm 1,0$	27 ± 3	$4,3 \pm 0,4$		$3,8 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,3$
	$4,75 \pm 0,18$			$4,8 \pm 0,4$		
	$5,9 \pm 0,2$	28 ± 2	7 ± 2		$1 \pm 2,5$	$4,9 \pm 0,2$
Теория [23]	5,05	27,2	4,75	4,5	2,95	4,8

Таблица 4

	-2,2	-1,9	-1,70	-1,0	-1,0
Примечание	Эксперимент (с точностью до знака)			Принятое в [21] значение	

ским. В свинце и висмуте эта величина экспериментально неизвестна. В пользу правильности ее численных значений для висмута, принятых в работе [21]; свидетельствует тот факт, что эти числа служат прямой экстраполяцией экспериментальных данных для соседних элементов — золота, ртути и таллия [23] (см. табл. 4). Недавние теоретические исследования [24—26] в Сизтле и Оксфорде показали, что учет поляризации замкнутых оболочек заметно уменьшает расчетное значение этой обсуждаемой амплитуды. Результаты этих новых расчетов близки к полученным в Новосибирске (см. табл. 1). Расчеты, проведенные в работах [22, 23], позволили также оценить величину примеси конфигураций $6s6p^3ns$ ($n \geq 7$) и $6p^5$ к основной $6s^26p^3$, а также смешивания конфигураций $6p^27s$ и $6p^26d$. Оценки показывают, что изменение расчетной величины циркулярной поляризации из-за учета этих примесей лежит в пределах нескольких процентов.

Еще одним аргументом в пользу надежности результатов [21] служит тот факт, что предпринятые в рамках того же подхода расчеты поляризуемости свинца [23] и тензорной поляризуемости $6p_{1/2}$ и $6p_{3/2}$ состояний таллия [27] привели к хорошему согласию с экспериментом:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Pb}}^{\text{th}} |_{\lambda=633 \text{ нм}} &= 52a^3; & \alpha_{\text{Pb}}^{\text{exp}} |_{\lambda=633 \text{ нм}} &= (54,6 \pm 3,5) a^3; \\ \alpha_{\text{ten}}^{\text{th}} (6p_{1/2}) &= -3,7 \cdot 10^{-8} \text{ Гц}/(\text{В}/\text{см})^2; & \alpha_{\text{ten}}^{\text{exp}} (6p_{1/2}) &= -(3,74 \pm 0,09) \times \\ & & & \times 10^{-8} \text{ Гц}/(\text{В}/\text{см})^2; \\ \alpha_{\text{ten}}^{\text{th}} (6p_{3/2}) &= -5,85 \cdot 10^{-8} \text{ Гц}/(\text{В}/\text{см})^2; & \alpha_{\text{ten}}^{\text{exp}} (6p_{3/2}) &= -(6,04 \pm 0,08) \times \\ & & & \times 10^{-8} \text{ Гц}/(\text{В}/\text{см})^2. \end{aligned}$$

Особенно показательным является согласие в тензорной поляризуемости $6p_{1/2}$ уровня таллия, поскольку здесь эффект возникает благодаря сверхтонкому взаимодействию, так что проверяется одновременно поведение волновой функции и на больших, и на малых расстояниях.

В этой ситуации, с нашей точки зрения, есть все основания считать, что точность новосибирских расчетов во всяком случае не хуже 20%.

4. Эксперименты по поиску слабого взаимодействия между электроном и нуклонами. Хотя первые предложения по измерению эффектов несохранения четности в атомных переходах относились к измерению циркулярной поляризации, в соответствующих экспериментах с сильноразрешенными $M1$ -переходами в цезии и таллии еще не достигнута желаемая точность. К настоящему времени эти эксперименты, ведущиеся во Франции и США, привели к определению амплитуд самих переходов [28, 29]. Что же касается степени циркулярной поляризации, то для нее пока получена лишь верхняя граница в цезии [30], примерно в 15 раз превышающая теоретическое предсказание [4, 31] в рамках модели Вайнберга-Салама.

Эксперименты по поиску эффектов несохранения четности в атомарном водороде и дейтерии готовятся в настоящее время в Мичигане [32] и Иейле [33] (см. обсуждение этих экспериментов в [34]).

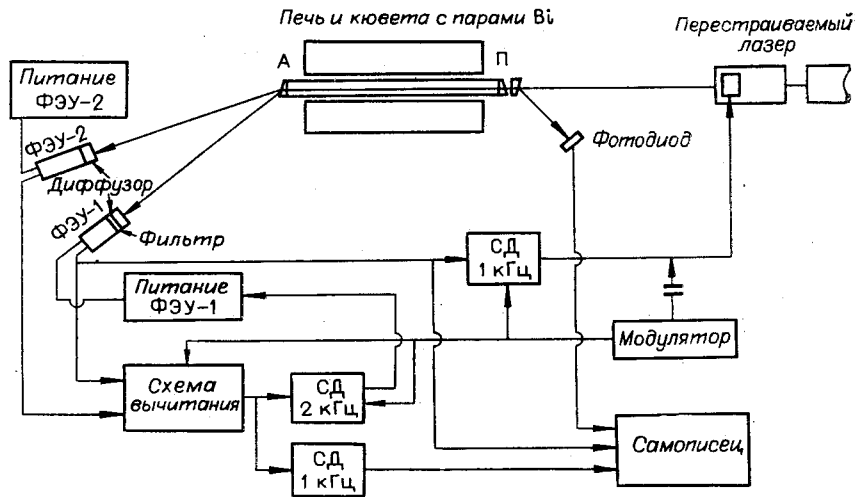


Рис. 2. Схема эксперимента:
СД — синхронный детектор.

Наибольший прогресс достигнут сейчас в экспериментах по измерению оптической активности паров висмута, которая служит макроскопическим проявлением несохранения четности. Рассмотрим эксперимент, проведенный в Новосибирске [16, 17], в котором впервые наблюдалось нарушающее четность слабое взаимодействие электронов с нуклонами, обусловленное нейтральными токами.

Измерения проводились на линии атомарного висмута 648 нм $6p^3 4S_{3/2} - 6p^3 2D_{5/2}$. В эксперименте, схема которого приведена на рис. 2, использовался частотно-модуляционный метод. В качестве источника света применялся перестраиваемый лазер на красителе фирмы „Spectra — Physics“, модель 375. Для получения одночастотного режима генерации в лазер был введен дополнительный элемент, который позволял в одной моде иметь мощность до 15 мВт и, кроме того, давал возможность сканировать длину волны излучения с частотой 1 кГц. Промодулированный по частоте свет проходил через поляризатор, кювету с парами висмута и призменный анализатор.

Анализатор разделял свет на два пучка с взаимно-ортогональными поляризациями, каждый из которых детектировался фотоумножителем. При сканировании длины волны лазера симметрично относительно центра линии поглощения синхронно происходит поворот плоскости поляризации на угол ψ , зависящий от несохраняющего четность слабого взаимодействия электрона с ядром. Напряжение на ФЭУ-1

$$V_1 = k_1 I \cos^2(\theta + \psi) \approx k_1 I,$$

напряжение на ФЭУ-2

$$V_2 = k_2 I \sin^2(\theta + \psi) \approx k_2 I \theta^2 (1 + 2\psi/\theta),$$

где k_1 и k_2 — коэффициенты пропорциональности между сигналами с ФЭУ и интенсивностью падающего на них света; I — интенсивность прошедшего света; θ — угол между осями поляризатора и анализатора, который при измерениях устанавливался в диапазоне $10^{-2} - 10^{-3}$ рад. Измерения проводились при парциальном давлении паров атомарного висмута порядка 10 мм рт. ст., эффективная длина кюветы составляла приблизительно 30 см. Указанные условия соответствовали одной-двум длинам поглощения для сверхтонких компонент линии

648 нм. Амплитуда сканирования выбиралась равной одной-двум доплеровским ширинам линии. При симметричном сканировании длины волны лазера относительно центра линии поглощения сигнал V_1 содержит только четные гармоники частоты сканирования. Сигнал V_1 синхронно детектировался по первой гармонике частоты сканирования и использовался в цепи обратной связи для поддержания симметричности сканирования и подавления нечетных гармоник, по крайней мере, до уровня $\sim 10^{-3}$. Сигналы V_1 и V_2 выравнились по амплитуде и вычитались до уровня $\sim 10^{-3}$ с помощью детектирования второй гармоники вычитенного сигнала и цепи обратной связи, регулирующей напряжение питания ФЭУ-1. При этом разностный сигнал $\Delta = V_2 - V_1 = 2k_2 l \theta \psi$ содержит первую гармонику частоты сканирования только через ψ . В принципе ψ состоит из трех частей: оптического вращения ψ_{PNC} , обусловленного не сохраняющим четность взаимодействием и имеющего дисперсионную форму зависимости от длины волны; фарадеевского вращения ψ_F , которое при измерениях без магнитного поля было пренебрежимо малым, поскольку кювета помещалась внутрь двойного пермаллового экрана, так что среднее магнитное поле вдоль оси кюветы составляло $2 \cdot 10^{-5}$ Гс; ложного вращения ψ_s , возникающего из-за пространственного перемещения структуры лазерного луча синхронно с модуляцией частоты лазера и неоднородности поляризатора, анализатора, фотодетектора и т. д. Для минимизации этих наиболее опасных ложных эффектов с пути лазерного луча были удалены все лишние элементы. Поляризатор и анализатор служили при этом входным и выходным окнами кюветы. Кроме того, перед фотоумножителями были помещены специальные диффузоры света, которые обеспечивали неизменность измеряемого сигнала даже при значительных перемещениях фотоумножителей. Разность синхронно-продетектированного сигнала Δ при положениях угла анализатора $+\theta$ и $-\theta$ служила мерой несохранения четности.

На рис. 3, а приведен спектр поглощения паров висмута в области 648 нм. Так как перестройка частоты генерации лазера осуществляется не плавно, а скачком от одной продольной моды резонатора к другой, то спектр поглощения имеет вид гистограммы с шагом 400 МГц. Из рисунка видно, что колебательно-вращательный спектр поглощения молекулярного висмута, давление паров которого составляет приблизительно половину полного давления в области рабочих температур, накладывается на сверхтонкие компоненты атомного перехода. Так как ядро висмута имеет момент $9/2$, то сверхтонкая структура рассматриваемого перехода $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$ должна состоять, как нетрудно убедиться, из 12 линий с $\Delta F = 0, \pm 1$ (F — полный момент атома) и 6 линий с $\Delta F = \pm 2$. Переходы $\Delta F = 0, \pm 1$ идут как магнитные дипольные с примесью электрического квадрупольного, на них-то и должно наблюдаться несохранение четности. Что же касается переходов с $\Delta F = \pm 2$, то они идут только как $E2$. Циркулярная поляризация может возникнуть в них лишь за счет примеси $M2$ амплитуды и будет поэтому, грубо говоря, в $\alpha^2 \sim 10^{-4}$ раз меньше. На молекулярных линиях несохранения четности должно быть также сильно подавлено.

Для идентификации спектра были проведены измерения фарадеевского вращения в этой области. Фарадеевское вращение на молекулярных линиях висмута намного меньше, чем на атомных, и совпадение результатов измерений, показанных на рис. 3, б, с результатами расчета [35], приведенными на рис. 3, в, позволило однозначно идентифицировать спектр линии атомного висмута. При этих измерениях фарадеевского вращения длина волны лазера сканировалась с частотой 0,01 Гц, а между поляризатором и анализатором была помещена фарадеевская ячейка, с помощью которой модулировался угол наклона плоскости поляризации света на частоте 1 кГц.

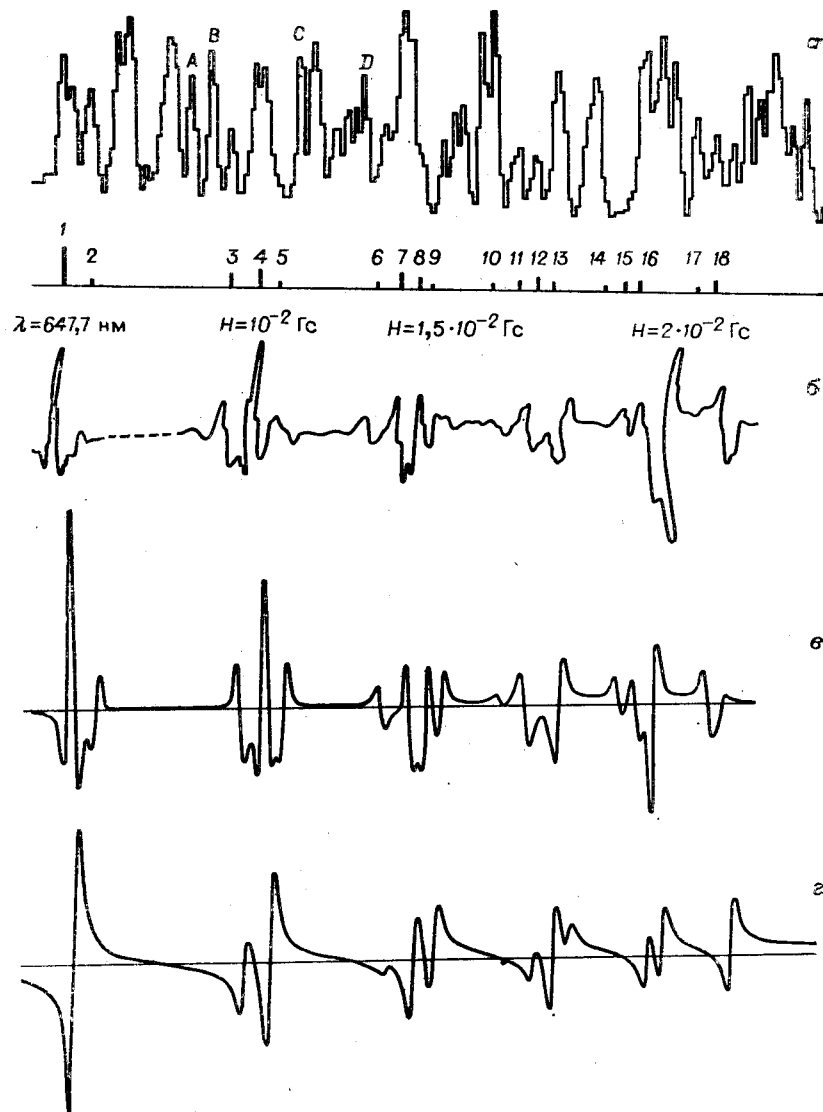


Рис. 3. Спектр поглощения паров висмута (а), экспериментально измеренное фарадеевское вращение (б), теоретическая кривая для фарадеевского враще-ния на линиях сверхтонкой структуры (в), рассчитанное по модели Вайнбер-га — Салама вращение угла плоскости поляризации (г).

Внутри магнитного экрана вдоль оси кюветы находилась обмотка, состоящая из 6 секций. Измерение фарадеевского вращаения при включении поочередно каждой секции позволило оперативно измерять эффективную длину области, занятой парами висмута. Для общего контроля в процессе измерения эффекта несохранения четности в начале и в конце измерения на каждой линии включалось магнитное поле. При этом система измеряла нечетную часть фарадеевского вращаения.

Было проведено три сеанса измерений эффекта несохранения четности с чистым временем измерений около 30 ч. Измерения были выполнены на пяти магнитных дипольных линиях (1, 3, 7, 12, 18 на рис. 3, а), трех электрических квадрупольных (2, 10, 17) и четырех молекулярных линиях (А, В, С, D). Последние семь линий использовались в качестве контрольных. Измерения на квадрупольных переходах служили дополнительной проверкой малости величины поля вдоль оси

кюветы. На каждой линии измерялась средняя разность значений первой гармоники сигнала Δ при угле $+\theta$ и $-\theta$. В процессе измерений на каждой линии знак угла θ изменялся 20 раз. Ошибка измерения определялась из отклонений индивидуальных измерений от среднего значения. Среднее значение угла поворота ψ для рабочих линий оказалось равным $(-3,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ рад, а для контрольных линий — $(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ рад. Заметим, что ошибки измерений примерно соответствуют значениям, которых следовало бы ожидать исходя из флуктуации числа фотоэлектронов. Отношение измеренных углов поворота плоскости поляризации света к вычисленным в предположении справедливости теории Вайнберга — Салама при $\sin^2 \theta_w = 0,25$ для пяти рабочих линий составило $\psi_{\text{вкл}}/\psi_{\text{в-с}} = 1,1 \pm 0,3$. Что же касается контрольных линий, то, как видно из рис. 3, г, благодаря вкладу крыльев М1-переходов, на них должен также наблюдаться небольшой эффект, притом обратного знака, поскольку знаки $d\psi/d\lambda$ в области аномальной и нормальной дисперсии противоположны. Средний ожидаемый угол поворота для контрольных линий $0,2 \cdot 10^{-8}$ рад. Как видно из приведенных данных, полученные результаты согласуются с предсказаниями модели Вайнберга — Салама и резко противоречат результатам измерений в Оксфорде (Англия) и Сиэтле (США) на линиях 648 и 876 нм атомарного висмута соответственно, которые привели к ограничению, много меньшему ожидаемой величины эффекта.

Эксперимент в Оксфорде проводился на линии 1 сверхтонкой структуры (см. рис. 3) с применением методики, использующей модуляцию угла поворота плоскости поляризации света ячейкой Фарадея. Измерения проводились справа и слева от центра линии приблизительно в максимумах ожидаемого угла поворота. Эффективно использовалось то обстоятельство, что вблизи этих точек фарадеевское вращение обращается в нуль. В качестве контроля проводились измерения с дополнительной кюветой, не содержащей паров висмута.

Группа из Сиэтла также использовала методику с фарадеевской ячейкой. Ширина линии генерации используемого в работе импульсного лазера не позволяла разрешить сверхтонкую структуру перехода. Измерения проводились далеко на крыльях линии поглощения. На конференции «Нейтрино-78» доложены новые результаты измерений этой группы. Использование нового лазера позволило частично разрешить сверхтонкую структуру линии. Полученные результаты по-прежнему противоречат предсказаниям, основанным на модели Вайнберга — Салама.

По нашему мнению, методика измерений, использованная в Новосибирске, обладает рядом преимуществ с точки зрения выявления и устранения систематических погрешностей эксперимента. В частности, она позволила исследовать большое число линий как рабочих, так и контрольных.

Недавно появилось сообщение [36] о результатах изучения несохранения четности в процессах глубоконеупругого рассеяния поляризованных электронов на дейтерии и водороде в Стэнфорде (США). Результат согласуется с предсказанием модели Вайнберга — Салама при $\sin^2 \theta_w = 0,2 \pm 0,03$.

Предварительные результаты новой серии измерений в Оксфорде [37], скорее, подтверждают существование эффекта.

5. Заключение. Таким образом, есть основания считать, что несохраняющее четность слабое взаимодействие электронов с ядром существует и правильно описывается моделью Вайнберга — Салама.

Прогресс в изучении несохранения четности в слабом взаимодействии методами атомной физики, достигнутый в настоящее время, дает уверенность, что этими методами в ближайшем будущем удастся получить детальную количественную информацию о константах не сохраняющего четность слабого взаимодействия электрона с протонами

и нейтронами, в частности измерить константу взаимодействия, зависящего от спина нуклона.

Примечание. Упомянутый в тексте эксперимент по поиску циркулярной поляризации в сильнозапрещенном переходе в таллии (США) привел к результату, составляющему $2,5 \pm 1,1$ от теоретического предсказания в рамках модели Вайнберга — Салама. Последний результат, полученный в Институте ядерной физики в Новосибирске, $\Psi_{\text{эксп}}/\Psi_{\text{в-с}} = 1,05 \pm 0,15$.

Авторы приносят глубокую благодарность А. И. Вайнштейну, В. Н. Новикову, О. П. Сушкову и В. В. Фламбауму за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москалев А. Н., Рындин Р. М., Хриплович И. Б.— УФН, 1976, т. 118, с. 409.
2. Bouchiat C.— "J. of Phys.", 1977, vol. 3G, p. 183.
3. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 964.
4. Bouchiat M., Bouchiat C.— "Phys. Lett.", 1974, vol. B48, p. 111.
5. Weinberg S.— "Phys. Rev. Lett.", 1967, vol. 19, p. 1264.; "Phys. Rev.", 1972, vol. D5, p. 1412.
6. Salam A. Elementary Particle Physics, ed. by Svartholm N. Stockholm, 1968, p. 367.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., «Наука», 1974, с. 309.
8. Bouchiat M., Bouchiat C.— "J. Phys." (Paris), 1974, t. 35, p. 899.
9. Хриплович И. Б.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 1046.
10. Хриплович И. Б.— «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 686.
11. Sandars P. G. M. Atomic Physics IV, ed by zu Putlitz G. N. Y., Plenum Press, 1975, p. 71.
12. Soreide D. C., Fortson E. N.— "Bull. Am. Phys. Soc.", 1975, vol. 20, p. 491.
13. Lewis L. L., Hollister J. H., Soreide D. C., Lindahl E. G., Fortson E. N.— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 39, p. 795.
14. Fortson E. N.— In: Proc. Conf. "Neutrino-78", USA, 1978.
15. Baird P. E., Brimicombe M. W. S. M., Hunt R. G., Roberts G. J., Sandars P. G. H., Stacey D. N.— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 39, p. 798.
16. Барков Л. М., Золоторев М. С.— «Письма в ЖЭТФ», 1978, т. 26, с. 379; т. 27, с. 544.
17. Barkov L. M., Zolotarev M. S.— In: Proc. Conf. "Neutrino-78". USA, 1978.
18. Собельман И. И.— «Вестник АН СССР», 1978, № 5, с. 18.
19. Brimicombe M., Loving C. E. and Sandars P. G. H.— "J. of Phys.", 1976, vol. 9B, p. L237.
20. Henley E. M., Wilets L.— "Phys. Rev.", 1976, vol. A14, p. 1411.
21. Новиков В. Н., Сушков О. П., Хриплович И. Б.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1665.
22. Сушков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.— «Опт. и спектр.», 1978, т. 44, с. 3.
23. Flambaum V. V., Sushkov O. P.— "J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.", 1978, vol. 20, p. 569.
24. Henley E. M., Klapisch M., Wilets L.— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 39, p. 994.
25. Harris M. I., Loving C. E., Sandars P. G. H.— "J. of Phys. B", 1978, vol. 11B, p. L749.
26. Wilets L.— In: Proc. Conf. "Neutrino-78". USA, 1978.
27. Сковпень Ю. И., Фламбаум В. В.— «Опт. и спектр.», 1978, т. 45, с. 851.
28. Bouchiat M. A., Pottier L.— "J. Phys." (Paris), 1976, vol. 37, p. L79.
29. Chu S., Commins E. D., Conti R.— "Phys. Lett.", 1977, vol. 60A, p. 96.
30. Bouchiat M. A., Pottier L.— In: Talk at the Conf. on Parity Nonconservation. Batavia, 1977.
31. Loving C. E., Sandars P. G. H.— "J. of Phys.", 1975, vol. 8B, p. L336.
32. Lewis R. R., Williams W. L.— "Phys. Lett.", 1975, vol. 59B, p. 70.
33. Hinds E. A., Hughes V. W.— "Phys. Lett.", 1977, vol. 67B, p. 487.
34. Lewis R. R.— In: Invited Adress at IV International Conference on Hyperfine Interactions at Madison. Madison, 1977.
35. Новиков В. Н., Сушков О. П., Хриплович И. Б.— «Опт. и спектр.», 1977, т. 43, с. 621; 1978, т. 45, с. 413.
36. Prescott C. et al.— "Phys. Lett.", 1978, vol. 78B, p. 347.
37. Baird P. E. G.— In: Talk at VI International Conference on Atomic Physics. Riga, August 1978.

Поступила в редакцию 16 ноября 1978 г.