

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12.01

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В АТОМАХ***И. Б. Хрипович***

Настоящая заметка может рассматриваться как дополнение к статье М.-А. Бушья и Л. Потье, перевод которой публикуется в этом же номере УФН ¹.

Прежде всего, я хотел бы отметить, что, как следует, в частности, из статьи ¹, в настоящее время общепризнанным стал тот факт, что несохранение четности в атомах существует и при этом правильно описывается стандартной моделью электрослабых взаимодействий. Напомню, что еще несколько лет назад по этому вопросу шла жаркая дискуссия, отражение которой можно найти, например, в предыдущем обзоре на данную тему, опубликованном в УФН ².

И еще одно обстоятельство хотелось бы сразу подчеркнуть вместе с авторами статьи ¹: по сей день, даже после открытия в 1983 г. на встречных протон-антипротонных пучках W- и Z-бозонов, переносчиков слабых взаимодействий, оптические эксперименты остаются источником первоклассной информации о структуре этих взаимодействий.

Что же нового произошло в обсуждаемой области за последнее время? Опубликованы два экспериментальных результата оксфордской группы по висмуту. Новые данные для инфракрасной линии ³:

$$R = -(10,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-8}$$

хорошо согласуются с результатом группы Сиэттла для той же линии (см. таблицу в ¹). Таким образом, 6s — 7s-переход в цезии — уже не единственный пример бесспорного количественного согласия между результатами независимых групп.

Оксфордская группа опубликовала также данные для красной линии ⁴:

$$R = -(9,3 \pm 1,4) \cdot 10^{-8}.$$

Это число с несколько меньшей погрешностью ($\pm 1,15 \cdot 10^{-8}$) приводится в ¹ со ссылкой на дипломную работу и частное сообщение. Оставшееся количественное расхождение между результатами Новосибирска, с одной стороны, и ФИАНа и Оксфорда — с другой (см. таблицу в ¹) — последний отзвук упомянутой дискуссии, бушевавшей несколько лет назад.

Чего же мы ждем от дальнейших экспериментов в этой области? Их наиболее очевидная цель состоит (помимо, разумеется, устранения отмеченного противоречия) в прецизионном определении параметра $\sin^2 \theta$ стандартной модели и слабого заряда ядра Q_w , что в свою очередь позволило бы обнаружить эффект радиационных поправок по электрослабому взаимодействию (см. ¹). Разумеется, прецизионные эксперименты здесь должны сопровождаться прецизионными атомными расчетами. В этом отношении ситуация с цезием представляется наиболее обещающей. Точность экспериментов с це-

зием вполне сравнима с точностью, достигнутой в других атомах. Однако точность атомных расчетов эффектов несохранения четности в цезии достигла 2%⁵ и едва ли может быть превзойдена. Оценка же этой точности в 5%, которая дается в¹, представляется действительно весьма консервативной. Дело в том, что уже в предыдущей работе⁶, цитируемой в¹, новосибирская группа оценивала свою погрешность в 3%. А именно этот расчет⁶ характеризовался в¹ как наиболее полный из существовавших к тому времени. В такой ситуации представляется не слишком разумным оценивать, как это делается в¹, погрешность теоретических расчетов по дисперсии результатов разных групп.

Существует, однако, иной путь определения $\sin^2 \theta$ в атомной физике, который практически свободен от теоретических неопределенностей⁷. Речь идет об экспериментах с самарием. Этот элемент имеет стабильные изотопы в интервале $A = 144-154$, так что разность в числе нейтронов достигает $\Delta N = 10$. Значение $\sin^2 \theta$ могло бы быть найдено из величины $\Delta Q_W/Q_W$.

Кроме того, здесь есть еще одно важное достоинство для экспериментов по несохранению четности. Самарий, подобно другим редким землям, имеет плотный спектр и соответственно малые энергетические интервалы между уровнями противоположной четности, что приводит, вообще говоря, к усилению эффектов нарушения четности. Основная конфигурация самария состоит из семи уровней $4f^6 6s^2 {}^7F_J$, $0 \leq J \leq 6$. Магнитодипольные переходы между ними лежат в далекой инфракрасной области и неудобны для обсуждаемых экспериментов. Однако M1-переходы на уровни следующей конфигурации той же четности $4f^6 6s^2 {}^5D_J$, $0 \leq J \leq 4$, относятся к оптическому диапазону и являются хорошими кандидатами для подобных опытов. Более того, уровни 5D_J лежат в плотной области спектра, так что можно рассчитывать на усиление обсуждаемых эффектов. К сожалению, из-за сложной структуры атомных состояний в редких землях это усиление не столь велико, как можно было бы ожидать наивно. Тем не менее можно, по-видимому, рассчитывать на фактор усиления ~ 10 .

Однако уровни 5D_J до последнего времени экспериментально не наблюдались, их точное положение не было известно. И только недавно три из них, 5D_4 ($E = 15914,55$ (3) см^{-1}), 5D_2 ($E = 17864,29$ (3) см^{-1}) и 5D_3 ($E = 20195,76$ (3) см^{-1}), были обнаружены экспериментально⁸. Здесь можно ожидать дальнейшего прогресса.

Перейдем теперь к следующей важной проблеме — поиску в атомах эффектов несохранения четности, зависящих от ядерного спина. Еще несколько лет назад было осознано^{9,10}, что основным источником этих эффектов служат не нейтральные токи, а ядерные силы, нарушающие четность (ср. с обсуждением в последнем разделе¹). Речь идет об электромагнитном взаимодействии электрона с так называемым анапольным моментом (АМ) ядра. АМ является своеобразной электромагнитной характеристикой системы, в которой не сохраняется пространственная четность. В такой системе возникает спиральная спиновая структура и своеобразное распределение магнитного поля, соответствующее полю тороидальной обмотки¹¹. Такой источник поля и есть анапольный момент.

Вполне естественно, что величина АМ пропорциональна потоку магнитной индукции в системе, т. е. квадрату ее размеров. В случае тяжелого ядра это приводит к большому фактору усиления, $\sim A^{2/3}$ ¹⁰. Этот множитель в значительной мере компенсирует естественную малость $e^2 = \alpha = 1/137$ в электромагнитном взаимодействии электрона с АМ ядра. Как показывает расчет¹⁰, АМ тяжелых ядер таковы, что обусловленное ими взаимодействие в несколько раз превышает эффекты, индуцируемые константами $C_{p,n}^2$ (см. ¹), по крайней мере для ядер с нечетным Z .

Открытие новой электромагнитной характеристики ядра, анапольного момента, уже само по себе представляло бы огромный интерес. Более того, в отличие от других ядерных эффектов несохранения четности, АМ ядра

может быть рассчитан достаточно надежно. Таким образом, его измерение дало бы ценную информацию о ядерных силах, нарушающих четность.

Но как же измерить АМ ядра? Первый способ здесь состоит в прецизионном сравнении атомных эффектов несохранения четности на разных сверхтонких компонентах оптического перехода¹². Этот способ обсуждается и в¹.

Имеется, однако, менее очевидный подход к этой проблеме. Снова речь идет об экспериментах с редкими землями⁷. При некотором везении здесь можно было бы найти удобные уровни противоположной четности, аномально близкие, но с полными моментами электронов, отличающимися на единицу, $\Delta J = \pm 1$. Такие уровни могут смешиваться только не сохраняющим четность взаимодействием, зависящим от ядерного спина, которое является вектором по электронным переменным. Таким образом, фон от слабого взаимодействия, которое зависит от Q_W и обычно доминирует, резко снижается.

Здесь возможны эксперименты обоих типов: и исследование оптической активности, и сходные с теми, которые ведутся с цезием и таллием. Следует, однако, иметь в виду, что эффекты, зависящие от ядерного спина, исчезают при усреднении по сверхтонкой структуре. Таким образом, в подобных экспериментах сверхтонкая структура должна разрешаться. А в редких землях она порой бывает очень малой.

Теперь я хочу остановиться еще на одном круге задач, вообще не упомянутом в¹, но, несомненно, представляющем наиболее интересное и важное направление в исследовании слабых взаимодействий оптическими методами. Речь идет о поисках нарушения Т-инвариантности в атомах и молекулах. Подобные эффекты до сих пор наблюдались только в распадах нейтральных К-мезонов. Хотя со времени их обнаружения прошла уже почти четверть века, природа этого явления по существу до сих пор остается загадочной.

Поиски нарушения Т-инвариантности ведутся также уже на протяжении многих лет с нейтронами. Экспериментаторы пытаются обнаружить электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона. (Напомним, что Т-инвариантность запрещает существование ЭДМ в невырожденной квантовомеханической системе.) Наиболее точный результат для ЭДМ нейтрона d_n ¹³ интерпретируется авторами как ограничение на уровне достоверности 95%:

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| < 2.6 \cdot 10^{-25} \text{ см.} \quad (1)$$

Хотя дипольный момент нейтрона и не обнаружен, однако эти эксперименты сыграли чрезвычайно важную роль, позволив резко сузить класс возможных моделей нарушения Т-инвариантности.

Поиски дипольного момента в атомах и молекулах также ведутся уже на протяжении многих лет. Ситуация в этой области (равно как и в исследованиях нарушения пространственной четности в атомах и молекулах) подробно обсуждается в недавно вышедшей книге¹⁴. Здесь же мы остановимся лишь на последних результатах поисков нарушения Т-инвариантности в атомных явлениях. Недавно были получены ограничения на ЭДМ атома ¹²⁹Xe¹⁵, молекулы TlF¹⁶ и атома ¹⁹⁹Hg¹⁷. Ксенон (в основном состоянии) и ртуть исследовались на предмет нарушения Т-инвариантности, по-видимому, впервые; результат для TlF представляет серьезное продвижение по сравнению с прежними исследованиями с этой молекулой.

Приведем результат эксперимента с ртутью¹⁷:

$$\frac{d(^{199}\text{Hg})}{e} = (0.7 \pm 1.5) \cdot 10^{-26} \text{ см,} \quad (2)$$

который является, по-видимому, наиболее важным по своей физической значимости. Это ограничение само по себе гораздо более жесткое, чем ограничение (1) на ЭДМ нейтрона. Необходимо учесть, однако, следующее обстоятельство. Атом в приложенном электрическом поле находится в стационарном

состоянии, так что средняя сила, действующая на ядро и на каждый электрон, равна нулю. Для системы нерелятивистских точечных частиц, взаимодействующих по закону Кулона, это означает, что среднее электрическое поле на каждой частице оказывается полностью экранированным. Но тогда и ЭДМ любой из частиц никак проявиться не может. В системе с замкнутыми электронными оболочками (именно к этому типу относятся Хе, ТlF, Нг

Ограничения на константы k_i Т-нечетного взаимодействия легких кварков

	d_n	$d(^{199}\text{Hg})$
1. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{ui} (\bar{u}\gamma_5 u)(\bar{u}u)$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
2. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{ui}^c (\bar{u}\gamma_5 t^a u)(\bar{u}t^a u)$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
3. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{di} (\bar{d}\gamma_5 d)(\bar{d}d)$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
4. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{di}^c (\bar{d}\gamma_5 t^a d)(\bar{d}t^a d)$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$
5. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{dui} (\bar{d}\gamma_5 d)(\bar{u}u)$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
6. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{dui}^c (\bar{d}\gamma_5 t^a d)(\bar{u}t^a u)$	$1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$
7. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_t \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\kappa\lambda} (\bar{u}\sigma_{\mu\nu} u)(\bar{d}\sigma_{\kappa\lambda} d)$	$3 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-3}$
8. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_t^c \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\kappa\lambda} (\bar{u}\sigma_{\mu\nu} t^a u)(\bar{d}\sigma_{\kappa\lambda} t^a d)$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$
9. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{uP}^g m_P \bar{u}\sigma_{\mu\nu} \gamma_5 g G_{\mu\nu}^a t^a u$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
10. $\frac{G}{\sqrt{2}} k_{dP}^g m_P \bar{d}\sigma_{\mu\nu} \gamma_5 g G_{\mu\nu}^a t^a d$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$

в основном состоянии) полная экранировка дипольного момента ядра снимается при учете его конечных размеров. Малость последних по сравнению с атомными размерами (даже для К-оболочки) резко уменьшает коэффициент пересчета ЭДМ атома на дипольный момент ядра. Если вполне естественным образом интерпретировать последний как проявление ЭДМ валентного нуклона, то вытекающее из (2) ограничение на дипольный момент нуклона оказывается чрезвычайно бледным по сравнению с (1), примерно на три порядка величины слабее. Возникает, таким образом, впечатление, что поиски Т-нечетных эффектов в атомах и молекулах вообще не могут представлять интереса для физики элементарных частиц.

Однако дело обстоит совсем не так. ЭДМ ядра индуцируется не только дипольным моментом внешнего нуклона, но и Т-нечетным нуклон-нуклонным взаимодействием. И этот, второй механизм возникновения ЭДМ ядра, как было показано в работе¹⁸, может оказаться гораздо более действенным. Более того, Т-нечетное взаимодействие кварков и глюонов может более эффективно переноситься на Т-нечетные ядерные силы, чем на ЭДМ нуклона. Этот вопрос исследован в работе¹⁹. В ней построен эффективный гамильтониан Т-нечетного взаимодействия в системе легких u - и d -кварков и для констант, входящих в него, найдены ограничения, которые вытекают из экспериментальных результатов (1) и (2). (Непосредственно в¹⁹ использовалось ограничение, полученное для ксенона, а не для ртути, поскольку последнее

было опубликовано уже после написания статьи. Однако пересчет от ксенона к ртуту трудностей не вызывает.) Результаты этой работы представлены в таблице. В первом столбце приведены рассмотренные варианты Т-нечетного взаимодействия. Здесь u и d означают поля соответствующих кварков, t^a — генераторы цветовой SU (3)-группы, $G_{\mu\nu}^a$ — напряженность глюонного поля, g — константа связи этого поля с кварками. Во втором и третьем столбцах таблицы приведены ограничения на соответствующие безразмерные константы k_i , которые вытекают из экспериментальных результатов для ЭДМ нейтрона и атома ^{199}Hg . Из сравнения этих ограничений со всей очевидностью следует, что по своей физической значимости поиски атомных ЭДМ уже не уступают в настоящее время поискам дипольного момента нейтрона.

Таким образом, эти эксперименты отнюдь не являются просто упражнениями в атомной спектроскопии — они служат еще одним источником первоклассной информации о природе нарушения Т-инвариантности.

Я надеюсь, что содержание настоящей заметки — еще одно подтверждение того, насколько важны и увлекательны оптические исследования слабых взаимодействий элементарных частиц.

Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bouchiat M.-A., Pottier L.//Science. 1986. V. 234. P. 1203; перевод: УФН. 1988. Т. 155, С. 299 (в этом номере).
2. Барков Л. М., Золоторев М. С., Хриплович И. Б.//УФН. 1980. Т. 132. С. 409.
3. Macpherson M. J. et al.//Europhys. Lett. 1987. V. 4 P. 811.
4. Taylor J. D. et al.//J. Phys. Ser. B. 1987. V. 20. P. 5423.
5. Dzuba V. A., Flambaum V. V., Silvestrov P. G., Sushkov O. P.//Ibidem. P. 3297.
6. Dzuba V. A., Flambaum V. V., Silvestrov P. G., Sushkov O. P.//Ibidem. 1985. V. 18. P. 597.
7. Dzuba V. A., Flambaum V. V., Khriplovich I. B.//Zs. Phys. Kl. D. 1986. Bd 1. S. 243.
8. Барков Л. И., Золоторев М. С., Мелик-Пашаев Д. А.//Опт. и спектр. 1987. Т. 62. С. 243.
9. Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 1656.
10. Flambaum V. V., Khriplovich I. B., Sushkov O. P.//Phys. Lett. Ser. B 1984. V. 146. P. 367.
11. Зельдович Я. Б.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1531.
12. Новиков В. Н., Сущков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 802.
13. Алтарев И. С. и др.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 360.
14. Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях.— М.: Наука. 1988.
15. Vold T. G., Raab F. J., Heckel B., Fortson E. N.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 2229.
16. Schropp D., Cho D., Vold P., Hinds E. A.//Ibidem. 1987. V. 59. P. 991.
17. Lamoreaux S. K., Jacobs J. P., Heckel B., Raab F. J., Fortson E. N.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2275.
18. Сущков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1521.
19. Khatsymovsky V. M., Khriplovich I. B., Yelkhovsky A. S. Preprint 87-28 of Inst. Nucl. Phys. of the Academy Sci. USSR.— Novosibirsk, 1987; //Ann. Phys. 1988 (в печати).