

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ТЯЖЕЛЫХ АТОМОВ

В.Н.Новиков, И.Б.Хриплович

Рассчитана циркулярная поляризация излучения при переходах между компонентами сверхтонкой структуры (СТС) тяжелых атомов. Указан возможный эксперимент по обнаружению этого эффекта.

В недавней работе [1] была указана реальная возможность обнаружить не сохраняющее четность слабое взаимодействие между электроном и нуклонами по вращению плоскости поляризации света в парах тяжелых металлов. Было отмечено, что выгодно работать на частоте, близкой к частоте обычного $M1$ -перехода между компонентами тонкой структуры. Такой эксперимент позволил бы обнаружить в слабом вза-

взаимодействии электрона с нуклоном коррелирует между спином электрона и его импульсом, т.е., взаимодействие лептонного аксиального тока с нуклонным вектором.

Не меньший интерес представляло бы обнаружение эффектов несохранения четности, зависящих от спина нуклона. Они вызывались бы взаимодействием лептонного тока с нуклонным аксиальным. Эти эффекты могли бы проявиться в переходах между компонентами СТС, которые также являются обычными $M1$ -переходами и с этой точки зрения удобны для наблюдения вращения плоскости поляризации.

К сожалению, эффекты несохранения четности здесь оказываются меньшими, чем в переходах между компонентами тонкой структуры. Все атомные механизмы, приводящие к усилению смешивания уровней разной четности в Z^2 раз [2], здесь по-прежнему действуют. Но из-за того, что эффект вызван взаимодействием электрона с одним неспаренным нуклоном, а не со всеми нуклонами ядра, как в случае оптических переходов, величина его оказывается, грубо говоря, в Z раз меньше, чем в оптическом диапазоне. Однако точности, достигнутые в современной технике сантиметровых волн, существенно выше, чем в оптике, так что измерение эффектов несохранения четности в радиодиапазоне представляется достаточно реальным¹⁾.

Гамильтониан не сохраняющего четность взаимодействия релятивистского электрона с точечным ядром запишем в виде

$$H = -\frac{G\hbar^3}{\sqrt{2}c} \delta(\mathbf{r}) [Zq\gamma_5 + h \langle \vec{\sigma}_n \rangle \cdot \vec{a}]. \quad (1)$$

Здесь $G = 10^{-5} m_p^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, m_p — масса протона, $\vec{\sigma}_n$ — оператор спина неспаренного нуклона, $\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, $\vec{a} = \gamma_0\vec{\gamma}$, γ_μ — матрицы Дирака; безразмерные константы q и h зависят от модели слабого взаимодействия.

Нетрудно показать, что взаимодействие (1) может приводить к смешиванию лишь $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ одноэлектронных состояний. Соответствующий матричный элемент равен

$$\langle s_{1/2} | H | p_{1/2} \rangle = + \frac{iGm^2 Z^2 a^2}{\pi\sqrt{2}} R \frac{m e^4}{2\hbar^2} (\nu_p \nu_s)^{-3/2} \times \\ \times \left\{ Zq - h \frac{2\gamma + 1}{3} g_i [F(F+1) - i(i+1) - 3/4] \right\}. \quad (2)$$

Здесь m — масса электрона, $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$, $R = \frac{4(2Zr_0/a)^{2\gamma-2}}{\Gamma^2(2\gamma+1)}$, α — боровский радиус, r_0 — радиус ядра, ν_p и ν_s — эффективные главные квантовые числа p - и s -состояний, g_i — коэффициент пропорцио-

¹⁾ Даже без использования модуляционной методики чувствительность в радиодиапазоне при измерении углов поворота плоскости поляризации достигает $10^{-6} - 10^{-8}$ рад [3-5]. В оптике модуляционная методика позволяет повысить чувствительность эллипсометрических измерений, во всяком случае, на три порядка величины.

нальности между $\langle \vec{\sigma}_n \rangle$ и моментом ядра i , F — полный момент атома. Циркулярная поляризация в сверхтонком переходе обусловлена лишь слагаемым, содержащим $F(F+1)$.

Расчет степени циркулярной поляризации излучения ζ был выполнен нами для цезия и таллия. Не останавливаясь на нем детально (см. [2, 1]) заметим, что в таллии вклад в эффект от примеси к основному состоянию $6s^26p_{1/2}$ термов $6s^26p^2$ с полным моментом $J = 1/2$ примерно равен вкладу от обычных возбужденных состояний $6s^2n_s$ (здесь достаточно ограничиться $n = 7, 8$). Что же касается состояний, возникающих при возбуждении электронов из полностью заполненных оболочек, то их учет является в нашем случае заведомым превышением точности. Как показывает, например, анализ поляризуемости ксенона, соответствующие дипольные матричные элементы малы.

Приведем результаты расчета: 1) цезий ($\lambda = 3,26$ см): $\zeta = 0,6 \cdot 10^{-9} h$; 2) таллий ($\lambda = 1,42$ см): $\zeta = -1,3 \cdot 10^{-8} h$.

Согласно популярной ныне модели Вайнберга [6], (с учетом экспериментальных данных по нейтральным токам с участием нейтрино) $h = -0,24$. Однако этому предсказанию не следует придавать слишком большого значения. Именно в определении величины h и состоит экспериментальная задача.

Наличие циркулярной поляризации излучения привело бы к появлению эффектов несохранения четности при распространении радиоволны в парах металла. Для этого, очевидно, необходима разная заселенность верхнего и нижнего уровней СТС. Она может быть достигнута с помощью лазерного возбуждения одного из этих уровней. При этом следует исключить возможность оптической ориентации атомов. Если ограничиться естественной, температурной разностью заселенностей, то это приведет к уменьшению эффектов в несколько сот раз.

О каких же эффектах идет речь? Разные матричные элементы излучения правых и левых квантов $M_{\pm} = M(1 \pm \zeta/2)$ приводят к разным коэффициентам преломления для этих квантов вблизи соответствующего резонанса:

$$n_{\pm} = 1 - \frac{(2\pi N |M_{\pm}|^2)}{[\hbar(\omega - \omega_0 + i\Gamma/2)]}, \quad (3)$$

где N — плотность атомов; заселенность верхнего уровня считаем малой. При распространении плоскополяризованной волны ее плоскость поляризации поворачивается на расстоянии на угол

$$\psi = \frac{\omega l}{2c} \operatorname{Re}(n_+ - n_-). \quad (4)$$

Максимум ψ достигается, очевидно, при $|\omega - \omega_0| = \Gamma/2$.

Кроме того, из-за разного поглощения правой и левой поляризации волна становится эллиптически поляризованной. Соотношение малой полуоси эллипса к большой составляет

$$\xi = \frac{\omega l}{2c} \operatorname{Im}(n_+ - n_-). \quad (5)$$

При давлении, большем 10^{-2} мм, когда доплеровское уширение много меньше ударной ширины Γ , получаем следующие результаты:

1) цезий. Сечение передачи возбуждения верхним уровнем СТС $\sigma = 2,3 \cdot 10^{-14}$ см² [7]. Длина поглощения $l_0 = (2(\omega/c)\text{Im}n)^{-1} = 12$ м, $\psi_{\text{max}}/l = \zeta/2l_0 \approx 0,25 \cdot 10^{-10}$ h рад/м; 2) таллий. Для σ примем то же значение, что и в цезии. Тогда $l_0 = 35$ м, $\psi_{\text{max}}/l \approx 1,8 \cdot 10^{-10}$ h рад/м.

Работать в окрестности максимума эффекта по частоте выгодно в особенности потому, что здесь не существенен обычно наиболее опасный механизм имитации эффекта за счет случайного внешнего магнитного поля: различие в резонансных частотах для право- и левополяризованной волны, возникающее из-за зеемановского расщепления линий. Тем не менее, внешнее магнитное поле приводит к появлению оптической активности, вызывая смешивание термов с разным F . Для имитации обсуждаемого эффекта достаточно среднее продольное магнитное поле $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ h гс в цезии и $\sim 3,2 \cdot 10^{-4}$ h гс в таллии.

В заключение, авторы искренне благодарят А.М.Ляконова, М.С.Золоторева, М.М.Карлинера, А.Н.Москалева, Б.А.Носкина, Г.И.Сурдучовича и В.Н.Фомичева за интерес к работе и ценные обсуждения.

Институт ядерной физики

Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 мая 1975 г.

Литература

- [1] И.Б.Хрипович. Письма в ЖЭТФ, 20, 686, 1974.
- [2] M.A.Bouchiat, C.C.Bouchiat. Phys. Lett., 48B, 111, 1974; J. de Physique, 35, 899, 1974.
- [3] Н.Н.Непримеров. Известия АН СССР, 18, 368, 1954.
- [4] A.M.Portis, D.Teaney. J. Appl. Phys., 29, 1692, 1958.
- [5] С.Е.Бреслер, Э.Н.Казбеков, В.Н.Фомичев. ЖТФ, 41, 1237, 1971.
- [6] S.Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412, 1972.
- [7] H.W.Moos, R.H.Sands. Phys. Rev., 135, 591, 1964.