

02;10;12

©1995

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ
ВЫРОЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
КАК СПОСОБ УСТРАНЕНИЯ
ЛОЖНОГО ЭФФЕКТА
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПОИСКУ НАРУШЕНИЯ
P-, T-ИНВАРИАНТНОСТИ В МОЛЕКУЛАХ**

В.Ф.Ежов, М.Г.Козлов, В.Л.Рябов, А.Ю.Хазов, В.В.Яцук

Эксперименты по поиску проявлений нарушения CP-инвариантности в молекулах проводятся с 1969 г. [1]. Суть этих экспериментов состоит в поиске CP-нечетного электрического дипольного момента (ЭДМ) молекулы, ориентированного вдоль ее магнитного момента. Все эксперименты проводились на пучке молекул TlF по магниторезонансной методике типа Штерна-Герлаха-Рамзея. В экспериментах измеряется сдвиг частоты магнитного резонанса, который возникает (при наличии ЭДМ) при реверсе направления электрического поля, коллинеарного с магнитным. Точность всех экспериментов ограничена ложным эффектом, обусловленным квадратичным эффектом Штарка.

Чтобы понять природу основного ложного эффекта, рассмотрим сверхтонкую структуру первого вращательного состояния молекулы TlF ($J = 1$), на котором проводились все эксперименты. В магнитном поле оно расщепляется на 12 подуровней $|m_J, m_{I_1}, m_{I_2}\rangle$, соответствующих различным проекциям вращательного момента и спинов ядер Tl и F ($I_1 = I_{Tl} = 1/2, I_2 = I_F = 1/2$). Во всех предыдущих экспериментах по поиску нарушения P-, T-инвариантности в сверхтонкой структуре TlF использовали переходы между состояниями

$$|m_J = -1, m_{I_1} = -1/2, m_{I_2} = -1/2\rangle$$

$$\text{и } |m_J = -1, m_{I_1} = 1/2, m_{I_2} = -1/2\rangle$$

либо

$$|m_J = -1, m_{I_1} = -1/2, m_{I_2} = 1/2\rangle$$

$$\text{и } |m_J = -1, m_{I_1} = 1/2, m_{I_2} = 1/2\rangle.$$

Эти состояния в электрическом поле не являются вырожденными (из-за наличия квадратичного эффекта Штарка), поэтому энергетическое расщепление между ними, δ

Год	Чувствительность эксперимента, 10^{-3} Гц	Авторы	Точность переключения величины электрического поля
1969 [1]	< 300	G.E.Harrison P.G.H.Sandars S.J.Wright	
1980 [3]	< 100	E.A.Hinds P.G.H.Sandars	
1983 [2]	< 30	D.A.Wilkening N.F.Ramsey D.J.Larson	$ E_+ - E_- = 2$ (В/см)
1987 [4]	< 6	D.Schropp J.D.Cho T.Vold E.A.Hinds	
1989 [5]	< 0.6	J.D.Cho K.Sangster E.A.Hinds	$ E_+ - E_- = 0.1$ (В/см)

следовательно, и измеряемая частота магнитного резонанса зависят от абсолютной величины внешнего электрического поля. Величина этого эффекта определяется недиагональными матричными элементами спин-спинового взаимодействия и составляет согласно работе Рамзея [2] 41 Гц/(кВ/см). Таким образом, для исключения данного ложного эффекта необходимо обеспечить точное совпадение величины электрического поля до и после его переключения по направлению. Это является непростой задачей, поскольку речь в данном случае идет о коммутации электрического поля с напряженностью порядка 15 кВ/см. Результаты всех экспериментов систематизированы в таблице. В ней же указана точность совпадения величины электрического поля до и после переключения его направления. Видно, что дальнейшее продвижение на этом пути требует гигантских усилий по устранению влияния на величину поля поляризации окружающих диэлектриков, токов утечки и т. п. Более того, реальную величину электрического поля очень трудно контролировать с необходимой точностью.

Этот ложный эффект может быть принципиально устранен, если вместо традиционного метода магнитного резонанса Рамзея использовать хорошо известное в оптике явле-

ние пересечения уровней в основном состоянии в нулевом магнитном поле (эффект Ханле). Впервые это явление наблюдалось Демелтом [6] при переориентации магнитного поля и регистрации поглощения света оптически накаченными атомами. Оно было объяснено Александровым Е.Б. и Ходовым В.А. [7] как разрушение когерентности, созданной при оптической накачке, поперечными магнитными полями. Практическим применением этого эффекта явилось его использование для определения малых магнитных полей, предложенное Дюпон-Роком и др. [8].

Рассмотрим принципиальную схему эксперимента по поиску P -, T -нечетных эффектов с использованием интерференции между вырожденными в электрическом поле состояниями. В сильном электрическом поле (при разорванной спин-спиновой связи) и в отсутствие внешнего магнитного поля возникает вырождение уровней, отличающихся лишь знаками всех проекций магнитного момента. Для первого вращательного состояния молекулы TiF такими уровнями будут пары

$$|m_J=0, m_{I1}=1/2, m_{I2}=1/2\rangle \text{ и } |m_J=0, m_{I1}=-1/2, m_{I2}=-1/2\rangle,$$

$$|m_J=1, m_{I1}=1/2, m_{I2}=1/2\rangle \text{ и } |m_J=-1, m_{I1}=-1/2, m_{I2}=-1/2\rangle,$$

$$|m_J=1, m_{I1}=1/2, m_{I2}=-1/2\rangle \text{ и } |m_J=-1, m_{I1}=-1/2, m_{I2}=1/2\rangle,$$

$$|m_J=1, m_{I1}=-1/2, m_{I2}=1/2\rangle \text{ и } |m_J=-1, m_{I1}=1/2, m_{I2}=-1/2\rangle.$$

В присутствии магнитного поля это вырождение снимается. Тем не менее радиочастотные переходы между этими уровнями запрещены правилами отбора для момента количества движения, однако возможны интерференционные эффекты в нулевых электрическом и магнитном полях. Для наблюдения интерференции необходимо создать пучок молекул, находящихся в когерентной смеси любой пары из этих состояний.

Допустим, что на входе в область с нулевым магнитным полем имеется пучок молекул в состоянии

$$\Psi_0 = |m_J = 0, \quad m = 0\rangle,$$

где $m = m_{I1} + m_{I2}$.

Перед интерференционной областью пучок проходит радиочастотный резонатор, в котором осуществляется переход

$$\Psi_0 \Rightarrow \Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|m_J = 0, m = 1\rangle + |m_J = 0, m = -1\rangle \right).$$

Состояние Ψ_1 представляет собой когерентную суперпозицию двух состояний. В отсутствие внешних полей эти состояния вырождены. Поэтому в интерференционной области изменяется лишь общая фаза функции Ψ_1 . Во внешнем электрическом поле вырождение снимается только в случае существования ЭДМ, тогда состояния с $m = \pm 1$ приобретают дополнительные разности фазы

$$\Delta\phi_d = \mp d \cdot E \cdot \Delta t.$$

Здесь E — напряженность электрического поля, $\Delta t = l/v$ — время пролета интерференционной области, v — скорость молекул, l — длина интерференционной области. Можно создать дополнительную, зависящую от времени разность фаз, если параллельно электрическому полю приложить слабое переменное магнитное поле $H \cos \omega t$:

$$\Delta\phi_m = \int_t^{t+\Delta t} \mu H \cos \omega t dt = \frac{2\mu H}{\omega} \sin \frac{\omega \Delta t}{2} \cos \omega \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right).$$

Таким образом на выходе из интерференционной области возникает состояние

$$\Psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i\phi} |m_J = 0, m = 1\rangle + e^{i\phi} |m_J = 0, m = -1\rangle \right),$$

где $\phi = \Delta\phi_d + \Delta\phi_m$.

Если после интерференционной области поставить анализатор, настроенный на переход $\Psi_1 \Rightarrow \Psi_0$, то вероятность этого перехода

$$W = \cos^2 \phi = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\Delta\phi_m) - \Delta\phi_d \sin 2\Delta\phi_m,$$

где учтено, что $\Delta\phi_d \ll 1$.

Поскольку $\Delta\phi_m$ изменяется по гармоническому закону, то вероятность W также будет периодической функцией времени, причем зависящая от $\Delta\phi_m$ часть раскладывается по четным гармоникам $2n\omega$, а зависящая от $\Delta\phi_d$ — по нечетным $(2n+1)\omega$. Амплитуды гармоник выражаются через функции Бесселя

$$A_{2n+1} = 2(-1)^n J_{2n+1} \left(\frac{4\mu H}{\omega} \sin \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right) \right) \phi_d,$$

$$A_{2n} = (-1)^n J_{2n} \left(\frac{4\mu H}{\omega} \sin \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right) \right).$$

Из этих формул видно, что амплитуда нечетных гармоник линейно связана с величиной P -, T -нечетного эффекта. Амплитуда четных гармоник может быть использована для мониторинга пучка. Амплитуда же осциллирующего поля должна соответствовать максимуму выбранной для работы нечетной гармоники. Для первой гармоники:

$$\frac{4\mu H}{\omega} \sin\left(\frac{\omega\Delta t}{2}\right) = 1.75.$$

Принципиальное преимущество данной схемы заключается в том, что исключается ложный эффект, связанный с квадратичным эффектом Штарка и ограничивавший точность предыдущих экспериментов. В настоящее время подобная схема реализуется в эксперименте, проводимом в ПИЯФ РАН.

Данная работа выполнена в рамках подготовки эксперимента по поиску эффектов нарушения T -инвариантности в молекулах, поддержанного грантом 94-02-06242 Российского фонда фундаментальных исследований, грантом № 09000 Международного научного фонда (ISF), а также совместным грантом № 09300 Международного научного фонда (ISF) и Российского правительства.

Список литературы

- [1] Harrison G.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 1263.
- [2] Wilkening D.A. et al. // Phys. Rev. 1984. V. A29. P. 425.
- [3] Hinds E.A. et al. // Phys. Rev. 1980. V. A21. P. 480.
- [4] Schropp D.R. Jr. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 991.
- [5] Cho J. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 2559.
- [6] Dehmelt H.G. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1487.
- [7] Александров Е.Б., Ходовой В.А. // Опт. и спектр. 1963. Т. 14. С. 823.
- [8] Du Pont Roc J. et al. // Phys. Lett. 1969. V. 28A. P. 638.

Петербургский институт
ядерной физики
им. Б.П. Константинова

Поступило в Редакцию
25 апреля 1995 г.