



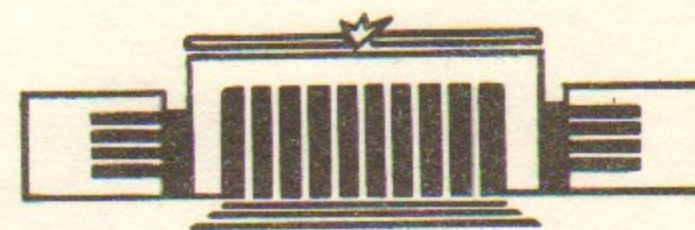
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

УЗ

В.В. Фламбаум

**НАРУШЕНИЕ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ
В ЯДРАХ И АТОМАХ**

ПРЕПРИНТ 85-133



НОВОСИБИРСК

НАРУШЕНИЕ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ В ЯДРАХ И АТОМАХ

В.В.Фламбаум

А Н Н О Т А Ц И Я

Дан обзор работ, посвященных исследованию нарушения инвариантности относительно отражения времени в ядрах и атомах. Обсуждаются механизмы, приводящие к появлению Т-нечетных мультиполей у ядра. Электрический дипольный момент (ЭДМ) ядра, индуцированный Т-нечетными ядерными силами, на 1-3 порядка превосходит ЭДМ нейтрона. Взаимодействие электронов с Т-нечетными ядерными мультиполями приводит к появлению ЭДМ у атомов и молекул в стационарном состоянии. Ограничения на Т-нечетные взаимодействия, следующие из атомных и молекулярных экспериментов, приближаются по значимости к информации, вытекающей из ограничения на ЭДМ нейтрона.

Хотя со времени открытия нарушения CP-инвариантности [1] прошло уже много лет, распады нейтральных K-мезонов по-прежнему остаются единственной областью физических явлений, в которых этот эффект наблюдался.* Отсюда тот большой интерес, который вызывают поиски электрических дипольных моментов (ЭДМ) элементарных частиц и атомных систем — еще одного проявления нарушения CP-инвариантности [3] (существование ЭДМ у квантовой системы в стационарном состоянии противоречит Т-инвариантности, а из CPT-теоремы следует, что Т- и CP-инвариантность нарушаются одновременно). Эксперименты, ведущиеся уже на протяжении длительного времени несколькими группами (см., например, обзор [4]), привели к ограничениям на ЭДМ нейтрона, наиболее жесткое из которых таково [5]:

$$|d_n/e| < 4 \cdot 10^{-25} \text{ см} \quad (1)$$

Эти ограничения позволили резко сузить класс возможных моделей CP-нарушения.

Что касается атомных экспериментов, то они позволили получить ограничения на ЭДМ протона. Например, одно из лучших ограничений, полученное в эксперименте с молекулой TlF , таково [6-9]

$$d_p/e = (2,3 \pm 3,4) \cdot 10^{-21} \text{ см} \quad (2)$$

Видно, что ограничение на ЭДМ протона на четыре порядка слабее, чем на ЭДМ нейтрона. Протон и нейтрон могут виртуально переходить друг в друга, испуская π -мезон ($p \leftrightarrow n \pi^+$, $n \leftrightarrow p \pi^-$). Поэтому трудно представить себе ситуацию, в которой ЭДМ протона на несколько порядков величины превосходил бы ЭДМ нейтрона. В результате возникало впечатление, что эксперименты по поиску нарушения Т-инвариантности в атомах и молекулах не представляют особого физического интереса. Однако в последнее время появились результаты, из которых следует, что атомные эксперименты не только могут конкурировать с нейтронными, но и, возможно, более перспективны. Причины здесь следующие.

*) Возможно, "эксперимент" по CP-нарушению был проведен ранее самой природой, которая с помощью очень слабого CP-нарушающего взаимодействия сумела создать Вселенную со 100%-ным нарушением симметрии — во Вселенной есть вещество, но нет антивещества. Однако этот "эксперимент" был проведен довольно давно, и сейчас разобратся в условиях его проведения трудно (см., например, обзор [2]).

1. С точки зрения современных моделей CP-нарушения атомные эксперименты невыгодно интерпретировать как способ получения ограничений на ЭДМ нуклона. Существует другой, более эффективный механизм нарушения T-инвариантности в ядрах и атомах. CP-неинвариантное взаимодействие кварков приводит к возникновению T-нечетного нуклон-нуклонного взаимодействия. Это взаимодействие в свою очередь приводит к появлению T-нечетных электромагнитных мультиполей ядра (ЭДМ, магнитного квадрупольного момента (МКМ)), которые затем индуцируют ЭДМ атомов. Оказывается, этот вклад в T-нечетные мультиполи на два порядка превосходит вклад ЭДМ нуклонов [10].

2. Недавно появился первый результат эксперимента по измерению ЭДМ атома ^{129}Xe [11]:

$$d(^{129}\text{Xe}) = (-0,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{см} \quad (3)$$

это ограничение в 30 раз сильнее, чем ограничение на ЭДМ нейтрона. Авторы работы [11] собираются повысить точность эксперимента еще на четыре порядка величины.

3. Существует огромный выбор изотопов ядер, атомов и молекул. Среди них можно поискать такие, где эффекты нарушения T-инвариантности усилены.

Более подробному изложению этих трех вопросов и посвящен настоящий обзор.

1. T-нечетные моменты ядра

Пояним сначала, как возникает дипольный момент у ядра или атома. Для этого необходимы силы, нарушающие как пространственную, так и временную четность. Пусть, например, нуклон (или электрон) находится в состоянии $s_{1/2}$. За счет P- и T-неинвариантных сил к нему примешивается состояние противоположной четности $p_{1/2}$:

$$\tilde{\psi} = |s_{1/2}\rangle + \beta |p_{1/2}\rangle \quad (4)$$

Так как угловая функция $Y_{10}(\theta, \varphi)$ положительна при $\theta = 0$ и отрицательна при $\theta = \pi$, два слагаемых в $\tilde{\psi}$ сложатся по одну сторону начала координат и вычтутся по другую, т.е. в распределении плотности заряда возникнет асимметрия. Дипольный

момент при этом равен

$$\vec{d} = \langle \tilde{\psi} | e \vec{r} | \tilde{\psi} \rangle = \beta e \langle s_{1/2} | \vec{r} | p_{1/2} \rangle + \beta^* e \langle p_{1/2} | \vec{r} | s_{1/2} \rangle \quad (5)$$

В случае T- и P-нечетного взаимодействия коэффициент смешивания β действительный и слагаемые равны друг другу. Если же мы рассмотрим обычные, T-четные слабые взаимодействия, то β - мнимый, и дипольного момента не возникнет.

Если мы пренебрежем радиусом действия T-нечетных ядерных сил, гамильтониан T-нечетного взаимодействия неспаренного нуклона с ядерным основанием в нерелятивистском пределе можно записать в виде:

$$H_{TP} = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{2m} \eta \vec{\sigma} \vec{\nabla} \rho \quad (6)$$

где ρ - ядерная плотность, $\vec{\sigma}$ - матрица Паули для спина нуклона, G - фермиевская константа слабых взаимодействий, m - масса нуклона, η - безразмерная постоянная, характеризующая интенсивность T-нечетного взаимодействия (оценки для ее величины см. ниже). Сильное взаимодействие нуклонов между собой также имеет малый радиус сил. Поэтому форма ядерной плотности в ядре с хорошей точностью подобна форме потенциала сильного нуклон-ядерного взаимодействия $U(r)$:

$$\rho(r) = U(r) \frac{\rho(0)}{U(0)} \quad (7)$$

Полное взаимодействие нуклона с ядром перепишем так:

$$U(r) + H_{TP} = U(r) + \xi \vec{\sigma} \vec{\nabla} U \approx U(\vec{r} + \xi \vec{\sigma}) \quad (8)$$

$$\xi = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{2m} \frac{\rho(0)}{U(0)} \eta = -2 \cdot 10^{-21} \text{ e} \cdot \text{см} \cdot \eta$$

Таким образом, T-нечетное взаимодействие "сдвинуло" центр ядерного потенциала. Решение в таком потенциале также оказывается "сдвинутым":

$$\tilde{\psi}(\vec{r}) = \psi(\vec{r} + \xi \vec{\sigma}) = (1 + \xi \vec{\sigma} \vec{\nabla}) \psi \quad (9)$$

В результате смещения центра у нуклона появился дипольный момент

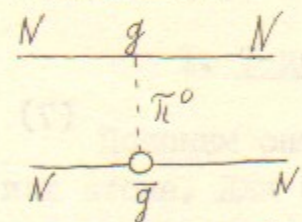
$$\vec{d} = -e \xi \langle \vec{z} \rangle \sim 10^{-21} e \cdot \text{см} \cdot \eta \quad (10)$$

Величина $\langle \vec{z} \rangle$ легко вычисляется в оболочечной модели ядра.

$$t_I \equiv \frac{\langle \vec{z} \rangle}{I} = \begin{cases} 1, & I = l + 1/2 \\ -\frac{I}{I+1}, & I = l - 1/2, I - \text{спин ядра}, \end{cases}$$

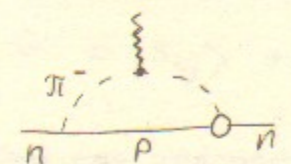
l - орбитальный момент неспаренного нуклона. К выражению (10) еще нужно добавить вклад отдачи ядра при движении нуклона и вклад поляризации внутренних нуклонов Т-нечетным полем неспаренного нуклона [10,12]. Однако эти вклады не изменяют порядок величины ЭДМ ядра (10).

Интересно сравнить ЭДМ ядра, индуцированный Т-нечетными ядерными силами, с ЭДМ нуклона. Вообще говоря, результат сравнения зависит от модели нарушения Т-инвариантности. В общем случае мы можем лишь сделать грубую оценку, предположив, что Т-нечетное нуклон-нуклонное взаимодействие можно параметризовать обменом легкими мезонами (такой способ параметризации популярен в расчетах обычного слабого взаимодействия). Наибольший вклад здесь, вероятно, будет давать самый легкий - π -мезон. Константа межукулонного взаимодействия η определяется диаграммой



$$\frac{G}{\sqrt{2}} \eta = -\frac{g \bar{g}}{m_\pi^2} \quad (11)$$

Здесь g и \bar{g} - константы сильного и Т-нечетного π -N взаимодействия. Дипольный момент нейтрона дается петлевой диаграммой [13]:



$$d_n = \frac{e g \bar{g}}{4\pi^2 m_n} \ln \frac{m_n}{m_\pi} \quad (12)$$

Из формул (10), (11), (12) следует, что отношение ЭДМ ядра и ЭДМ нейтрона равно [10]:

$$\frac{d_x}{d_n} \sim 2\pi (m_\pi^2 |U| \gamma_0^3)^{-1} \approx 40 \quad (13)$$

где $|U| \approx 50$ МэВ - глубина ядерного потенциала, $\gamma_0 = 1,1 \text{ ф.м}$ ($\text{ф.м} = 10^{-13}$ см, радиус ядра $R_x = \gamma_0 \cdot A^{1/3}$, A - атомный номер). Фактор 2π здесь появился из-за того, что ЭДМ ядра определяется древесной диаграммой, а ЭДМ нуклона петлевой (по той же причине возникает малость $1/2\pi$ в аномальном магнитном моменте электрона). Второй же множитель имеет чисто ядерную природу. В работах [10,12] мы проводили сравнение ЭДМ ядра и нейтрона в рамках конкретных моделей CP-нарушения. В схеме Кобаяши-Маскава $d_x/d_n \sim 200$, а в модели с θ -членом

$$d_x/d_n \sim 20.$$

Нетрудно убедиться, что и в других Т-нечетных мультиполях ядра вклад Т-нечетных ядерных сил на два порядка превосходит вклад ЭДМ нуклонов. Например, магнитный квадрупольный момент (МКМ), найденный с помощью волновой функции (9), имеет величину [10]:

$$M = 2(M - q \frac{e}{2m}) \xi \cdot (2I-1) t_I \sim M \xi, \quad (14)$$

M - магнитный момент неспаренного нуклона, $q = 1$ для протона и $q = 0$ для нейтрона. Аналогичный вклад ЭДМ протона ($M \sim M_p d_p/e$ [14]) в $e \xi/d_p$ раз меньше.

ЭДМ ядра в нейтральном атоме не является непосредственно наблюдаемой величиной (теорема Шиффа [15]). Дело в том, что электрическое поле на ядре ("измеритель" ЭДМ) равно нулю, т.к. нейтральный атом в однородном внешнем электрическом поле не ускоряется. Внешнее поле в данном случае экранируется наведенным полем электронов. Учет экранировки сводится к тому, что Р- и Т-нечетный потенциал ядра следует записать в виде (см., например, [16]):

$$\tilde{\varphi}(\vec{R}) = e \int \frac{\rho d^3r}{|\vec{R} - \vec{r}|} + \frac{1}{Z} \vec{d} \cdot \vec{\nabla} \int \frac{\rho(\vec{r}) d^3r}{|\vec{R} - \vec{r}|}, \quad (15)$$

$$\vec{d} = \int d^3r e \cdot \rho \cdot \vec{r},$$

где $e \rho$ - добавка к плотности, индуцированная Т-нечетным взаимодействием. При этом в мультипольном разложении потенциала

$\tilde{\varphi}(\vec{R})$ дипольный член $\vec{d} \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{R}$ точно компенсируется. Следующим T-нечетным членом мультипольного разложения будет слагаемое с третьей производной $\frac{1}{R}$:

$$\nabla_m \nabla_n \nabla_e \frac{1}{R} = \left[\nabla_m \nabla_n \nabla_e - \frac{1}{5} (\delta_{mn} \nabla_e + \delta_{me} \nabla_n + \delta_{ne} \nabla_m) \Delta \right] \frac{1}{R} + \frac{1}{5} (\delta_{mn} \nabla_e + \delta_{me} \nabla_n + \delta_{ne} \nabla_m) \Delta \frac{1}{R} \quad (16)$$

Выражение в квадратных скобках является неприводимым тензором третьего ранга (октуполем). Мы его не будем рассматривать, так как соответствующее взаимодействие приводит к смешиванию атомных состояний лишь с высокими моментами, вследствие чего его вклад в ЭДМ атома заметно подавлен. Остающийся вклад в $\tilde{\varphi}$ выглядит так:

$$\tilde{\varphi} = -\vec{Q} \cdot \vec{\nabla} \Delta \frac{1}{R} = 4\pi \vec{Q} \cdot \vec{\nabla} \delta(\vec{R}) \quad (17)$$

$$\vec{Q} = \frac{e}{10} \left[\int \delta\rho r^2 \vec{r} d^3r - \frac{5}{3} r_g^2 \int \vec{r} \delta\rho d^3r \right] \quad (18)$$

где r_g^2 - средний квадрат зарядового радиуса ядра ($\frac{5}{3} r_g^2 \approx R_A^2$). Величину Q мы будем называть в дальнейшем шиффовским моментом (Ш и М) ядра. Вклад неспаренного нуклона в Ш и М можно найти с помощью волновой функции (9) [10]:

$$Q = -\frac{eq}{10} \xi \left[\left(t_I + \frac{1}{I+1} \right) \bar{r}^2 - \frac{5}{3} t_I r_g^2 \right] \sim q A^{2/3} \cdot 10^{-9} \eta \cdot e \cdot (\Phi M)^3 \quad (19)$$

Здесь \bar{r}^2 - средний квадрат радиуса неспаренного нуклона, $\bar{r}^2 \approx r_g^2$.

В наиболее интересном сейчас случае ядра ^{129}Xe неспаренным является нейтрон. Для нейтрона выражение (19) обращается в ноль ($q=0$). Однако Ш и М ядра ^{129}Xe отнюдь не обращаются в ноль и дается по порядку величины оценкой (19) при $q=1$. Дело в том, что существует еще один механизм возникновения T- и P-нечетных моментов ядра [12]. T-нечетное поле внешнего нуклона поляризует ядерный остов, и у внутренних протонов появляется ЭДМ и Ш и М. Оценки в рамках осцилляторной модели ядра показывают, что такой вклад в T-нечетные моменты ядра имеет тот же порядок величины, что и прямой вклад неспаренного протона. Непосредственный расчет Ш и М ядра ^{129}Xe мы провели в

потенциале Саксона-Вудса. Результат таков [12]:

$$Q = 1,75 \eta_{np} \cdot 10^{-8} e \cdot (\Phi M)^3 \quad (20)$$

η_{np} - константа T-нечетного взаимодействия нейтрона с протоном ($\eta_{np} \sim \eta$).

II. Электрический дипольный момент атома

Теперь мы можем найти ЭДМ атома, индуцированный T-нечетным потенциалом $\tilde{\varphi}$ (17). Вклад одного электрона в ЭДМ атома дается формулой теории возмущений

$$\vec{d} = 2 \sum_k \frac{\langle 0 | e \vec{r} | k \rangle \langle k | -e \tilde{\varphi} | 0 \rangle}{E_0 - E_k} \quad (21)$$

Сумму по промежуточным состояниям $|k\rangle$ можно вычислить методом Штернгеймера, решив уравнение для поправки к волновой функции $\delta\psi$, индуцированной взаимодействием $-e\tilde{\varphi}$:

$$\delta\psi = \sum_k \frac{|k\rangle \langle k | -e \tilde{\varphi} | 0 \rangle}{E_0 - E_k} \quad (22)$$

$$(H - E_0) \delta\psi = +e \tilde{\varphi} | 0 \rangle$$

Волновые функции ксенона мы нашли с помощью релятивистского метода Хартри-Фока. Результат расчета ЭДМ таков [17,12]:

$$d_A(^{129}\text{Xe}) = 2,7 \cdot 10^{-18} \frac{Q}{e \cdot (\Phi M)^3} \cdot e \cdot \text{см} = 4,7 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см} \cdot \eta_{np} \quad (23)$$

Из (3) следует ограничение на константу T-нечетного нейтрон-протонного взаимодействия [12]:

$$\eta_{np} = -0,06 \pm 0,23 \quad (24)$$

Возникает естественный вопрос: какова физическая значимость этого ограничения? Если сравнивать с обычными слабыми взаимодействиями, то аналогичная константа для взаимодействия протона с ядром $g_p \approx 4$ [18], т.е. T-нечетные взаимодействия по крайней мере на порядок слабее слабых. В модели CP-нарушения, предложенной Вайнбергом [19], $\eta \sim 0,01-0,1$ (оценка из [32]).

Ограничение (24) близко к этой оценке. В модели Кобаяши-Маскава $\eta \sim 10^{-8}$ [10]. От этого значения экспериментальная граница еще очень далека. Существуют модели, где CP-нарушение возникает и за счет обмена хиггсовскими частицами (как в модели Вайнберга), так и за счет смешивания кварков (как в модели Кобаяши-Маскава). Обилие моделей в данном случае можно использовать как аргумент в пользу необходимости новых экспериментов по поиску T- и CP-нарушения.

Вопрос о значении ограничения (24) можно поставить и по другому: какое направление в экспериментальном исследовании нарушения T-инвариантности сейчас наиболее перспективно? Сравнение здесь уместно провести с ограничением на ЭДМ нейтрона, которое до последнего времени было самым важным. Результат сравнения, конечно же, будет зависеть от принятой модели CP-нарушения. Используя те же соображения, что и при сравнении ЭДМ ядра с ЭДМ нейтрона (формулы (11) - (13)), можно лишь сказать, что атомный эксперимент пока уступает нейтронному 1-2 порядка величины (вместо четырех порядков при сравнении ограничений на ЭДМ протона и нейтрона). Однако авторы работы [11] предполагают повысить точность измерения ЭДМ ксенона в 10^4 раз.

Учитывая перспективность экспериментов с ксеноном, мы получили из (3) ряд ограничений на другие T-нечетные характеристики. Начнем с ЭДМ электрона. На первый взгляд, никакого ограничения из ЭДМ ксенона здесь получить нельзя, т.к. ЭДМ электрона направлен по спине ($\vec{d}_e = d_e \vec{\sigma}$), а среднее значение спина в ксеноне равно нулю. Однако, как заметил Е.Н.Фортсон [20], сверхтонкое взаимодействие разрывает оболочки, и $\langle \vec{d}_e \rangle = d_e \langle \vec{\sigma} \rangle \neq 0$. Реальный расчет ЭДМ ксенона, индуцированного ЭДМ электрона, был проведен в работе [21] уже после публикации ограничения (3). Доминирующий вклад в ЭДМ атома дает третий порядок теории возмущений:

$$d_A = \sum_{n,k} \frac{\langle 0 | -e \vec{\sigma} | n \rangle \langle n | \vec{d}_e \vec{E} | k \rangle \langle k | CT | 0 \rangle}{(E_0 - E_n)(E_0 - E_k)} + \text{перестановки} \quad (25)$$

Здесь \vec{E} - электрическое поле атома, CT - сверхтонкое взаимодействие. Оказывается, из-за сингулярности операторов $\vec{d}_e \vec{E}$ и CT при $\chi \rightarrow 0$, $d_A \rightarrow \infty$ при радиусе ядра $R_A \rightarrow 0$. Отсюда ясно, что и при конечном R_A основной вклад в сумме по $|k\rangle$

будет давать область расстояний вблизи ядра, где кулоновское поле ядра не экранировано электронами. В этой области поправку к волновой функции, индуцированную сверхтонким взаимодействием,

$$\delta \Psi = \sum_k \frac{|k\rangle \langle k | CT | 0 \rangle}{E_0 - E_k}, \quad (26)$$

можно найти аналитически из неоднородного уравнения

$$(H - E_0) \delta \Psi = -CT | 0 \rangle \quad (27)$$

Кратность суммы в (25) при этом уменьшается, а результат суммирования можно выразить через вклад в ЭДМ ядра от шифровского момента. Таким образом мы нашли, что

$$d_A(^{129}\text{Xe}) = -0,8 \cdot 10^{-3} d_e \quad (28)$$

Используя ограничение на d_A (3), получаем

$$d_e = (0,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-23} \text{ e} \cdot \text{см} \quad (29)$$

Из ограничения (3) следуют также ограничения на константы T-неинвариантных слабых взаимодействий:

$$K_{sp} \left(i \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{N} N \bar{e} \gamma_5 e \right), \quad K_{sp} = (0,8 \pm 2,9) \cdot 10^{-4} [21]$$

$$K_{ps} \left(\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{N} \gamma_5 N \bar{e} e \right), \quad K_{ps} = (-0,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-3} [21]$$

$$K_{pT} \left(i \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{N} \gamma_5 \delta_{\mu\nu} N \bar{e} \delta_{\mu\nu} e \right), \quad K_{pT} = (-0,7 \pm 2,7) \cdot 10^{-6} [22, 17]$$

Здесь N и e - электронный и нуклонный спиноры, $\gamma_5, \delta_{\mu\nu}$ - матрицы Дирака. На первый взгляд, ограничения на константы T-нечетного электрон-нуклонного взаимодействия выглядят более впечатляюще, чем на нуклон-нуклонное (24). Однако в калибровочных теориях CP-нарушение возникает в адронном секторе и переносится в электрон-нуклонное взаимодействие лишь в высоких порядках теории возмущений. Поэтому сейчас ограничение на нуклон-нуклонное взаимодействие выглядит предпочтительнее, во всяком случае, его легче интерпретировать.

Из ограничения (3) можно получить также и ограничение на ЭДМ протона ($|d_p| \lesssim 4 \cdot 10^{-21} e \cdot \text{см}$ [17]), не уступающее (2).

III. Механизмы усиления T-нечетных эффектов

1. ЭДМ атома быстро растет с зарядом ядра. Например, вклад шиффовского момента в ЭДМ растет как $Z^2 R$, R - релятивистский фактор, достигающий в тяжелых ядрах 10 (см., например, [10]). Причина роста - увеличение волновых функций и их производных в окрестности ядра при увеличении Z . В результате, например, ЭДМ ртути ($Z = 80$) на порядок превосходит ЭДМ ксенона ($Z = 54$) [22, 17, 12, 24].

2. Еще в 1976 г. И.Б.Хриплович [14] заметил, что магнитный квадрупольный момент ядра (МКМ), так же как и Π и M , приводит к смешиванию атомных состояний разной четности и возникновению ЭДМ у атома. Однако для этого необходимо, чтобы полный момент электронов атома $J_e \neq 0$ [10]. При равном нулю моменте магнитное поле электронов в атоме (или молекуле) отсутствует даже при включении внешнего электрического поля ("измерителя" ЭДМ), так что МКМ ядра просто не с чем взаимодействовать. В атомах и молекулах, где $J_e \neq 0$, вклад МКМ на порядок превосходит вклад Π и M [14, 10]:

$$\frac{d_A(\text{МКМ})}{d_A(\Pi \text{ и } M)} \sim (m_e m_p r_0^2 A^{2/3})^{-1} \sim \frac{100}{A^{2/3}} \quad (30)$$

3. Как было отмечено в работах [23, 24], T-нечетные ядерные мультиполи усилены, если близко к основному состоянию ядра имеется уровень противоположной четности с тем же моментом. Такая ситуация возникнет в некоторых деформированных ядрах. В работе [10] мы провели расчеты для ряда ядер в рамках модели Нильссона (деформированный осцилляторный потенциал со спин-орбитальной и орбитальной добавкой - см., например, [25]). Оказалось, что в стабильных изотопах ядер усиление сравнительно небольшое. Наибольший фактор усиления (~ 10) возникает в ^{161}Dy ($\Delta E = E_+ - E_- = 26$ кэВ вместо 8 МэВ в сферических ядрах) и ^{237}Np ($\Delta E = 60$ кэВ).

4. Усиление ЭДМ атома возникает и в том случае, когда смешиваются близкие атомные уровни, имеющие противоположную четность. Очень близкие уровни противоположной четности ($\Delta E \sim$

$\sim 10^{-4}$ эВ) имеются рядом с некоторыми метастабильными состояниями редкоземельных атомов. К сожалению, матричный элемент между этими состояниями подавлен в ~ 100 раз из-за того, что эти состояния сложные и смешиваются здесь p и d -орбитали, а не s и p . Поэтому фактор усиления ~ 100 , хотя энергетический знаменатель меньше обычного в 10^4 раз. Конкретный расчет был проделан нами для метастабильных состояний $^{147,149}\text{Sm}$ ($E = 14920 \text{ см}^{-1}$) [10] и ^{163}Dy ($E = 17515 \text{ см}^{-1}$) [26].

5. П.Сандарс заметил, что значительное усиление эффекта нарушения T-инвариантности возникает в полярных молекулах. Если такую молекулу ориентировать внешним электрическим полем, то ее огромное внутреннее поле ($\sim 10^8$ в/см), действующее на ядро, будет скоррелировано с внешним.

На языке усиления ЭДМ это явление удобнее описывать по другому. В молекуле имеются очень близкие вращательные уровни противоположной четности ($\Delta E \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ эВ). Из сохранения T-инвариантности следует, что в стационарном вращательном состоянии полярной молекулы с определенным полным моментом J среднее значение ЭДМ равно нулю. Если же мы учтем T- и P-нечетное взаимодействие H_{TP} , смешивающее вращательные уровни противоположной четности, то собственный электрический дипольный момент полярной молекулы \vec{D} окажется скоррелированным с моментом \vec{J} , т.е. у молекулы в стационарном состоянии возникнет среднее значение ЭДМ [27, 28]:

$$d_{\text{мокл}} \sim \frac{\langle +1 H_{TP} | - \rangle}{E_+ - E_-} D \sim \frac{M_{\text{мокл}}}{m_e} \cdot d_A, \quad (31)$$

где $M_{\text{мокл}}$ - приведенная масса молекулы, d_A - ЭДМ атома. В качестве H_{TP} здесь может служить, например, взаимодействие с Π и M ядра, а в молекулах с неспаренным электронным моментом - с МКМ ядра или ЭДМ электрона. Расчеты ЭДМ ряда молекул проведены в работах [27, 28, 9, 10, 29, 30, 31].

Ниже приведена таблица с примерами величины ЭДМ для разных систем (^{161}Dy - метастабильное состояние атома). Особенно большим оказался ЭДМ молекулы DyI . Даже в модели CP-нарушения Кобаяши-Маскава, где константа T-нечетного нуклон-нуклонного взаимодействия η наименьшая ($\eta \sim 10^{-8}$), $d(\text{DyI}) \sim 10^{-25} e \cdot \text{см}$, на порядок больше, чем нынешняя экспериментальная граница для атома ксенона ($|d| < 10^{-26} e \cdot \text{см}$). В ЭДМ

Источник
Т-наруше-
ния в ато-
мах

	Нейтрон	Ядро	Хе	Сs	161Dy*	TlF	161Dy I
$\frac{d \cdot 10^{24}}{e \cdot \eta \cdot \text{см}}$	10	10 ³	0,05	5	700	5 · 10 ³	10 ⁷

этой молекулы сработали все известные нам факторы усиления:

$$\left(\frac{2\sqrt{1}}{m_{\pi}^2 u \gamma_0^3} \right) \times \left(\begin{array}{l} \text{Эмские} \\ \text{ядерные} \\ \text{уровни} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{l} \text{теорема} \\ \text{Шиффа} \end{array} \right) \times$$

~ 100 ~ 10 $\sim 10^{-3}$
 (ядро)

$$\times \left(\frac{d(\text{МКМ})}{d(\text{ШМ})} \right) \times \left(\frac{M_{\text{м.с.}}}{m_e} \right) \sim 10^6 d_n$$

~ 10 $\sim 10^5$

Любопытно, что эта цепочка факторов усиления показывает, какие области физики были вовлечены в задачу о нарушении Т-инвариантности. Задача начинается с кваркового уровня, затем переходит на уровень элементарных частиц (в модели Кобаяши-Маскава при этом возникает еще один фактор усиления - $m_p / (m_u + m_d) \sim 100$, m_u, m_d - массы u и d - кварков [10]), а потом в игру вступают физика ядра, атома и молекулы. Кроме того, обсуждались эффекты нарушения Т-инвариантности в нормальных и квантовых жидкостях, ферромагнетиках и сегнетоэлектриках (см. [10,16] и ссылки там).

Таким образом, регулярное усиление Т- и Р-нечетных мультиполей в ядрах, резкое увеличение точности атомных экспериментов и возможности усиления эффекта путем подбора оптимальных атомов и молекул делают атомные и молекулярные эксперименты не менее перспективным направлением поисков нарушения Т-инвариантности, чем измерения ЭДМ нейтрона. Заметим, что в атомных и молекулярных экспериментах можно искать также Р-нечетный, но Т-четный момент ядра - анапольный момент [18,29,31].

ЛИТЕРАТУРА :

1. Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 138.
2. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б. УФН, 1980, 130, 559.
3. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1957, 32, 405.
4. Ramsey N.F. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1982, 32, 211
5. Lobashev V.M., Serebrov A.P. J.de Phys. 1984, 45, C3-11.
6. Harrison G.E., Sandars P.G.H., Wright S.J. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 1963.
7. Hinds E.A., Sandars P.G.H. Phys. Rev. A, 1980, 21, 480.
8. Wilkening D.A., Ramsey N.F., Larson D.J. Phys. Rev. A, 1984, 29, 425.
9. Coveney P.V., Sandars P.G.H. J. Phys., B, 1983, 16, 3727.
10. Сушков О.П., Фламбаум В.В., Хриплович И.Б. ЖЭТФ, 1984, 87, 1521.
11. Vold T.G., Raab E.J., Hechel B., Fortson E.N. Phys. Rev. Lett. 1984, 52, 2229.
12. Flambaum V.V., Khriplovich I.B., Sushkov O.P. Preprint INP 85-72; Phys. Lett. B, in press.
13. R.J.Crewther, P.D.Vecchia, G.Veneziano, and E.Witten. Phys. Lett., B, 1979, 88, 123; 1980, 91, 487.
14. Хриплович И.Б. ЖЭТФ, 1976, 71, 51.
15. Schiff L.I. Phys. Rev., 1963, 132, 2194.
16. Хриплович И.Б. Несохранение четности в атомных явлениях (Москва, Наука, 1981).
17. Dzuba V.A., Flambaum V.V., Silvestrov P.G. Phys. Lett., B, 1985, 154, 53.
18. Flambaum V.V., Khriplivich I.B., Sushkov O.P. Phys. Lett., B, 1984, 146, 367.
19. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1937.
20. Fortson E.N. Bull. Am. Phys. Soc., 1983, 28, 1321.

21. Фламбаум В.В., Хриплович И.Б. ЖЭТФ, 1985, 89,
1505.
22. Martensson-Pendrill A.-M. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1153.
23. Feinberg G. Trans. N.Y. Acad. Sci., ser.11, 1977, 38, 26.
24. Naxton W.C., Henley E.M. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1937.
25. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра, т.2
(Мир, Москва, 1977).
26. Dzuba V.A., Flambaum V.V., Khriplovich I.B. Preprint INP
85-82; Z. Phys., in press.
27. Сушков О.П., Фламбаум В.В. ЖЭТФ, 1978, 75, 1208.
28. Горшков В.Г., Лабзовский Л.Н., Москалев А.Н. ЖЭТФ, 1979,
76, 414.
29. Flambaum V.V., Khriplovich I.B. Phys. Lett. A, 1985, 110,
121.
30. Дмитриев Ю.Ю., Козлов М.Г., Лабзовский Л.Н., Титов А.В.
Препринт ЛИЯФ № 1046, 1985.
31. Козлов М.Г. Препринт ЛИЯФ № 1090, 1985.
32. Бунаков В.Е., Гудков В.П. Препринт ЛИЯФ № 1064, 1985.

21. ...
 22. ...
 23. ...
 24. ...
 25. ...
 26. ...
 27. ...
 28. ...
 29. ...
 30. ...

В.В.Фламбаум

НАРУШЕНИЕ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ В ЯДРАХ И АТОМАХ

Препринт
 № 85-133.

Работа поступила - 5 октября 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати 6.II-1985 г. МН 06791
 Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,3 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 133.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90