

## НАРУШЕНИЕ $T$ -ИНВАРИАНТНОСТИ В СВЕРХТЕКУЧЕМ $^3\text{He}$

*И.Б.Хрилович*

Электрические дипольные моменты (ЭДМ) нейтрона и электрона, а также  $T$ -нечетное слабое взаимодействие электрона с нейтроном, приводят к ЭДМ атома  $^3\text{He}$ . Благодаря этому возникает макроскопический ЭДМ в поляризованной  $A_1$ -фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$  и  $T$ -нечетные эффекты в ЯМР в  $A$ - и  $B$ -фазах.

Вопрос о природе нарушения  $T$ -инвариантности, наблюдавшегося до сих пор лишь в распадах нейтральных  $K$ -мезонов, — один из центральных в физике элементарных частиц. Отсюда тот большой интерес, который вызывает поиски другого проявления  $T$ -нечетного взаимодействия — ЭДМ элементарных частиц. В частности, экспериментальные ограничения, полученные для ЭДМ нейтрона, позволили резко сократить круг возможных моделей нарушения  $T$ -инвариантности.

В настоящей статье я хотел бы обратить внимание на принципиальную возможность заметно повысить чувствительность поисков ЭДМ нейтрона и электрона путем использования в них сверхтекучего  $^3\text{He}$ . Спаривание атомов  $^3\text{He}$  происходит в триплетном  $p$ -состоя-

нии. Существуют разные сверхтекучие фазы  $^3\text{He}$ , отличающиеся ориентацией спина  $S$  и орбитального момента  $L$  куперовских пар.

Впервые возможность использования  $^3\text{He}$  для поисков нарушения  $T$ -инвариантности рассматривалась, как указано в <sup>1</sup>, Фэйрбэнком, предлагавшим использовать с этой целью разреженный раствор  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ . В работе <sup>2</sup> было предсказано, что в так называемой фазе  $B$  сверхтекучего  $^3\text{He}$ , в которой все куперовские пары имеют один и тот же вектор  $\langle L \times S \rangle$ , за счет слабого взаимодействия, нарушающего пространственную четность, возникает ЭДМ, направленный по  $\langle L \times S \rangle$ . Поскольку аксиальный вектор  $\langle L \times S \rangle$  не меняет знак при обращении времени, появление такого ЭДМ, нарушая пространственную четность, не нарушает временную. Важно при этом, что энергия ориентации ЭДМ во внешнем поле пропорциональна полному числу частиц в конденсате, которое огромно. Из сравнения этой энергии с тепловой  $kT$ , а речь идет о температурах  $T \sim 10^{-3}\text{K}$ , в <sup>2</sup> сделан вывод о том, что измерение такого ЭДМ представляется более или менее реальной задачей.

Тот же самый выигрыш, связанный с числом частиц в конденсате, имеется в виду и в этой работе. В поляризованной  $A_1$ -фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$  при условии нарушения  $P$ - и  $T$ -инвариантности возникает ЭДМ образца, направленный по спину. Если, следуя <sup>2</sup>, принять, что в сверхтекучем  $^3\text{He}$  можно измерить плотность ЭДМ порядка  $10^{-12}$  электрон  $\cdot \text{см}^{-2}$ , то при плотности частиц  $N \sim 10^{22} \text{см}^{-3}$  это означает, что ЭДМ одного атома может быть измерен таким образом на фантастическом уровне

$$d_a \sim 10^{-34} \text{ электрон} \cdot \text{см} \quad (1)$$

Однако степень поляризации в  $A_1$ -фазе, достигнутая сейчас, далека от единицы. Но поскольку в нормальной фазе уже получен  $^3\text{He}$  с высокой степенью поляризации <sup>3,4</sup>, можно надеяться, что и в сверхтекучем  $^3\text{He}$  будет достигнута поляризация, близкая к единице.

В других сверхтекучих фазах ЭДМ атома должен приводить к сдвигу частоты ЯМР во внешнем электрическом поле. Любопытным в этой связи представляется продольный резонанс в  $A$ -фазе, который можно рассматривать как джозефсоновский переход между подсистемами конденсата с  $S_z = 1$  и  $S_z = -1$  <sup>5</sup>. Взаимодействие ЭДМ с электрическим полем приводит к изменению разности химических потенциалов между этими подсистемами.

К сожалению, чтобы возник ЭДМ атома  $^3\text{He} \sim 10^{-34}$  электрон-см, ядро или электрон должны обладать несравненно большим ЭДМ. Дело в том, что в системе точечных частиц с электростатическим взаимодействием ЭДМ любой из них полностью экранируется <sup>1</sup>. Однако, благодаря, главным образом, не электростатическому, сверхтонкому взаимодействию, ЭДМ ядра  $d_j$  дает следующий вклад в ЭДМ атома <sup>1</sup>

$$d_a^{(1)} = -\frac{5}{6} Z^2 \alpha^2 \frac{m}{m_p} \mu d_j \simeq 1,5 \cdot 10^{-7} d_j \quad (2)$$

Здесь  $Z = 27/16$  — эффективный заряд экспоненциальной вариационной функции основного состояния атома,  $\alpha = 1/137$ ,  $m$  и  $m_p$  — массы электрона и протона,  $\mu = -2,13$  — магнитный момент ядра.

Хотя основное состояние атома гелия синглетное, вклад в  $d_a$  дает и ЭДМ электрона  $d_e$ . Поскольку  $d_a$  направлен в  $^3\text{He}$  по спину ядра  $i$ , ясно, что эффект возникает лишь благодаря сверхтонкому взаимодействию  $H_{\text{CT}}$ . Используя соображения, близкие к изложенным в <sup>1</sup>, эффективный гамильтониан, приводящий к ЭДМ атома, можно записать как  $\frac{id_e}{e} [\vec{\sigma}_p, H_{\text{CT}}]$ , где  $(-e)$ ,  $\frac{1}{2}\vec{\sigma}$  и  $\vec{p}$  — заряд, спин и импульс электрона. Та часть этого выражения, которая не зависит от  $\vec{\sigma}$ , приводится к виду

$$H = -\frac{2\pi e \mu d_e}{m m_p} (i \vec{\nabla}) \delta(\mathbf{r}) \quad (3)$$

Используя приближенное выражение

$$\psi(r_1, r_2) = \frac{Z^3}{\pi a^3} \exp\left[-\frac{Z}{a}(r_1 + r_2)\right] \left\{1 - \frac{\vec{\mathcal{E}}}{4e} \sum_{i=1,2} r_i \left(r_i + \frac{2a}{Z}\right)\right\} \quad (4)$$

для волновой функции основного состояния атома в поле  $\vec{\mathcal{E}}^1$ , находим вклад в  $d_a$ , наведенный взаимодействием (3):

$$d_a^{(2)} = 2Z^2 a^2 \frac{m}{m_p} \mu d_e \simeq -3,5 \cdot 10^{-7} d_e. \quad (5)$$

И, наконец,  $d_e$  может наводиться контактным  $T$ -нечетным взаимодействием электрона с нейтроном. В нерелятивистском приближении не зависящая от  $\vec{\sigma}$  часть этого взаимодействия выглядит сходно с (3):

$$H = \frac{Gk}{\sqrt{2m}} (i\vec{\nabla})\delta(r). \quad (6)$$

Здесь  $G = 10^{-5} m_p^{-2}$  – фермиевская константа,  $k$  – подлежащее измерению безразмерное число. Спин ядра  $i$  мы считаем совпадающим со спином неспаренного нейтрона. Наведенный взаимодействием (6) ЭДМ атома равен

$$d_a^{(3)} = -\frac{Gm^2 a^2 Z^2}{\sqrt{2\pi}} eak \simeq -0,5 \cdot 10^{-24} k \text{ электрон}\cdot\text{см}. \quad (7)$$

Сравнивая (2), (5) и (7) с (1), мы видим, что эксперимент со сверхтекучим  $^3\text{He}$  мог бы иметь чувствительность  $\sim 10^{-27} \div 10^{-28}$  электрон-см в измерении ЭДМ нейтрона  $d_n$  (для простоты мы полагаем  $d_n$  равным  $d_n$  неспаренного нейтрона, хотя вклад в  $d_n$  может давать и  $T$ -нечетное межнуклонное взаимодействие) и электрона  $d_e$ , а также чувствительность  $\sim 10^{-10}$  в измерении коэффициента  $k$ . Лучшие ограничения на  $d_n$  и  $d_e$  сейчас таковы:  $|d_n/e| < 4,2 \cdot 10^{-25}$  см<sup>6</sup>,  $|d_e/e| < 2,8 \cdot 10^{-24}$  см<sup>7</sup>. Для константы  $k$  электрон-нейтронного взаимодействия (6) ограничения вообще неизвестны; для соответствующей характеристики электрон-протонного взаимодействия лучшее ограничение<sup>8</sup>:  $|k_p| < 2 \cdot 10^{-4}$ .

Отмечу в заключение, что предполагаемая в<sup>2</sup> и в настоящей работе чувствительность экспериментов со сверхтекучим  $^3\text{He}$  недостаточна также для наблюдения прецессии  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{L}$  за счет взаимодействия с "квазимагнитной" компонентой  $g_{0n}$  гравитационного поля, возникающей из-за вращения Земли.

Я искренне благодарен В.Г.Зелевинскому, О.П.Сушкову и В.В.Фламбауму за неизменный интерес к работе и полезные обсуждения и Г.А.Харадзе за ценную беседу о свойствах сверхтекучего  $^3\text{He}$ .

#### Литература

1. Schiff L.J. Phys. Rev., 1963, 132, 2194.
2. Leggett A.J. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 587.
3. Schumacher G., Thoulouze D., Castaing B., Chabre Y., Segransan P., Joffrin J. J. de Phys., 1979, 40, L-143.
4. Chapellier M., Frossati G., Rasmussen F.B. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 904.
5. Leggett A.J. Rev. Mod. Phys., 1975, 47, 331.
6. Лобашов В.М. Доклад на Сессии ОЯФ АН СССР, Москва, октябрь 1981.
7. Weisskopf M.C., Carrico J.P., Gould H., Lipworth E., Stein T.S. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1645.
8. Hinds E.A., Sandars P.G.H. Phys. Rev., 1980, A21, 480.