

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ СПИН-СПИНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИНАМИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Ю.Ф.Киселев, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий, А.Н.Черников

Предложен новый метод исследований коллективных электронных и электрон-ядерных спин-спиновых взаимодействий в твердых диэлектриках при сверхнизких температурах, основанный на использовании анизотропии β - γ -излучения в однократных и каскадных распадах поляризованных ядер. Показано, что по анизотропии излучения радиоактивных ядер можно измерять спиновую температуру нерадиоактивных ядер исследуемого образца, поляризуемых с помощью динамического охлаждения. Для этого, ввиду очень высокой чувствительности метода, достаточно ввести внутрь образца $\sim 10^{14}$ радиоактивных ядер. Получены аналитические выражения для углового распределения γ -квантов, образующихся в цепочке последовательных β - и γ -распадов поляризованных β -активных ядер. Подробно рассмотрен каскадный переход $^{22}\text{Na}(3^+) \xrightarrow{\beta} ^{22}\text{Ne}(2^+) \xrightarrow{\gamma} ^{22}\text{Ne}(0^+)$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

New Possibilities for Investigation of Collective Spin-Spin Interactions Using Dynamic Cooling of Radioactive Nuclei

Kiselyov Yu.F. et al.

A new method is proposed for investigation of collective electron and electron-nuclear spin-spin interactions in hard dielectrics at very low temperatures. The method uses anisotropy of β - γ radiation in single and cascade decays of polarized nuclei. It is shown that anisotropy of radioactive nuclei radiation allows one to measure the spin temperature of nonradioactive nuclei polarized by means of dynamic cooling. Since the method is highly sensitive, it is enough to introduce $\sim 10^{14}$ radioactive nuclei in the sample to be investigated. Analytical expressions are obtained for the angular distribution of γ -quanta produced in the series of consequent β - and γ -decays of polarized β -active nuclei. The cascade transition $^{22}\text{Na}(3^+) \xrightarrow{\beta} ^{22}\text{Ne}(2^+) \xrightarrow{\gamma} ^{22}\text{Ne}(0^+)$ is considered in detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems and Laboratory of High Energies, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение анизотропии углового распределения β - или γ -излучений является наиболее чувствительным методом исследования сверхтонких взаимодействий спинов ориентированных ядер. В зависимости от типа взаимодействия по анизотропии излучения определяют магнитные и квадрупольные моменты ядер, внутренние локальные магнитные поля и т.п.^{/1/}.

В связи с развитием в последнее время нового метода поляризации ядер, известного под названием "динамическое охлаждение"^{/2,3/}, представляет интерес проанализировать новые, до сих пор не использованные возможности исследования коллективных спин-спиновых взаимодействий в конденсированных средах по анизотропии β - и γ -излучений. В соответствии с идеей метода динамического охлаждения любые ядра в составе диамагнитной матрицы с примесью парамагнитных ионов могут быть при температуре решетки $\sim 0,5$ К в поле $H_0 \approx 20$ кГс поляризованы путем облучения СВЧ-полем вблизи центра линии ЭПР. Известно^{/4/}, что именно с помощью динамического охлаждения в диолах $C_3H_8(OH)_2$, $C_2D_4(OH)$ и им подобных достигается в настоящее время рекордная поляризация 1H , 2D , ^{13}C . В отличие от солид-эффекта или метода Джеффриса^{/3/} в методе динамического охлаждения все ядра в составе диамагнитных атомов в отсутствие паразитной утечки приобретают поляризацию, соответствующую единой спиновой температуре^{/5,6/}. Отсюда следует интересная возможность измерения поляризации нерадиоактивных ядер (например, дейтронов) по анизотропии углового распределения продуктов радиоактивного распада. Ниже будет показано, что по необходимому для проведения эксперимента концентрации ядер данный метод примерно в 10^7 раз чувствительнее метода ЯМР и не требует калибровки аппаратуры по так называемому неусиленному сигналу от спинов, находящихся в тепловом равновесии с решеткой^{/7/}. Другим следствием повышения чувствительности является возможность проведения более тонких по сравнению с известными методами исследований электронных, электрон-ядерных и ядерно-ядерных коллективных спин-спиновых взаимодействий, а также кинетики спиновой релаксации ядер.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПИНОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО АНИЗОТРОПИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Обсуждаемый способ осуществляется следующим образом. В диамагнитную матрицу, содержащую исследуемые ядра со спином I (например, протоны, дейтроны и т.д.), вводится парамагнитная примесь с концентрацией $C_s \ll C_I$ ($C_s = 2 \cdot 10^{20}$ сп./см³),

необходимая для поляризации ядер по методу динамического охлаждения. Кроме того, с целью измерения спиновой температуры (поляризации нерадиоактивных ядер в мишени) вводится примесь радиоактивных долгоживущих ядер J в составе непарамагнитных молекул с концентрацией $C_J \ll C_S$. После охлаждения образца до низких температур и включения подмагничивающего поля H_0 его облучают СВЧ-полем на частоте, соответствующей глубокому охлаждению резервуара диполь-дипольных взаимодействий электронных спинов^{/3/}. При этом все ядерные спиновые системы, включая и радиоактивную примесь, приходят в контакт с охлажденным диполь-дипольным резервуаром, вследствие чего происходит поляризация радиоактивных ядер, которая может быть зарегистрирована по анизотропии β - или γ -излучения. Если при этом спиновые температуры всех ядер оказываются одинаковыми, то по анизотропии излучения можно в конечном итоге измерить спиновую температуру нерадиоактивных ядер. Заметим в этой связи, что равенство спиновых температур разных ядер доказано экспериментально^{/5/} и теоретически^{/6/} только при достаточно высоких концентрациях C_I и C_J . Ниже предполагается, что это справедливо и для очень малых концентраций C_J , когда можно пренебречь спиновой диффузией. Существенно, что обсуждаемый способ позволяет как экспериментально проверить справедливость этого предположения, так и выяснить характер процесса установления равновесного спинового состояния.

Если радиоактивное ядро имеет спин J , а его магнитный момент в ядерных магнетонах равен μ , то в поле H_0 при спиновой температуре T заселенности состояний с различными проекциями спина m на направление магнитного поля описываются формулой Больцмана^{/8/}

$$\rho_{mm}^{(J)} = \frac{e^{m\mu/H_0}}{\sum_{m=-J}^J e^{m\mu/H_0}} = \frac{e^{m\mu/H_0}}{\text{sh}[\mu/H_0 (1 + \frac{1}{J})]} \text{sh}(\frac{\mu}{2H_0}), \quad (1)$$

где

$$x = \mu \frac{e\hbar}{2m_p c} \cdot \frac{H_0}{kT}, \quad (2)$$

e — заряд протона, m_p — масса протона, c — скорость света в вакууме, k — постоянная Больцмана. Степень поляризации ядер определяется функцией Бриллюэна:

$$P = \frac{1}{J} \sum_{m=-J}^J m \rho_{mm} = B(x, J). \quad (3)$$

Заселенности ρ_{mm} совпадают с элементами спиновой матрицы плотности ядра ¹⁹/, которая в рассматриваемом случае является диагональной. Обсуждаемая анизотропия излучения непосредственно связана с тем, что при низких спиновых температурах величины ρ_{mm} существенно отличаются от значения $(2J + 1)^{-1}$, соответствующего неполяризованным ядрам.

3. β -РАСПАД ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЯДРА

Примером возможной конкретной реализации обсуждаемого метода является измерение спиновой температуры протонов (или дейтронов) в пропандиоле с примесью парамагнитного иона Cr^{+V} . В такой матрице практически достигнуты поляризации протонов $\pm 97\%$ и дейтронов $\pm 39\%$, что соответствует единой спиновой температуре $\pm 1,3$ мК в поле $H = 2,7$ Тл. При введении в матрицу радиоактивных ядер возникает анизотропия β -излучения, зависящая только от спиновой температуры этих ядер. В случае разрешения β -переходов анизотропия связана исключительно с несохранением четности в процессах, обусловленных слабым взаимодействием ^{10,11}/ . При этом угловое распределение β -электронов имеет структуру

$$\frac{dN}{d\Omega} \sim 1 + a P \cos \theta, \quad (4)$$

где θ — угол между направлением вылета электрона (или позитрона) и направлением внешнего магнитного поля, P — степень поляризации радиоактивных ядер, которая определяется формулой (3).

В случае чистых гамов-теллеровских переходов параметр a легко вычисляется теоретически. Еще в классической работе Ли и Янга ¹⁰/ было показано, что если спины начального J и конечного J' состояний связаны соотношением $J' = J - 1$, то

$$a = - \frac{\langle v \rangle}{c}, \quad (5)$$

где $\langle v \rangle$ — скорость электронов, усредненная по β -спектру. Если же $J' = J + 1$, то

$$a = \frac{\langle v \rangle}{c} \cdot \frac{J}{J + 1}. \quad (6)$$

При $J' = J \neq 0$ возможны как гамов-теллеровские, так и фермиевские β -переходы, и параметр асимметрии a зависит от их относительного вклада. В этой ситуации величину a можно определить экспериментально, изучая β -распад ядра с известной поляризацией.

Рассмотрим пример, в котором в качестве радиоактивной примеси используется изотоп $^{32}\text{P}_{15}$, входящий в молекулу PH_3 и способный в микроколичествах растворяться в пропандиоле. Период полураспада ядра $^{32}\text{P}_{15}$ составляет 14,5 дней, его спин $J=1$, спин конечного ядра $^{32}\text{S}_{16}$ равен нулю, энергия разрешенного гамма-теллеровского β -перехода $1,7 \text{ МэВ} / 12'$. В этом случае $\langle v \rangle / c \approx 0,835$ и согласно (5) величина $a \approx -0,835$. Если $T = 1,3 \text{ мК}$, $H_0 = 2,7 \text{ Т}$, то $x = -0,19$, и в соответствии с формулой (3) поляризация ядер фосфора $P = V(-0,19, 1) = -0,125$. Знак "минус" связан с отрицательным знаком магнитного момента ядер фосфора ($\mu = -0,252 / 12'$). Таким образом,

$$\frac{dN}{d\Omega} \approx 1 + 0,1 \cdot \cos \theta. \quad (7)$$

Следовательно, при реверсе знака поляризации разница в счете будет достигать 20%. При радиоактивности примеси 12 микрокюри мишень будет излучать $\sim 4 \cdot 10^5$ частиц в секунду. Кремниевый детектор диаметром 3 см, расположенный на расстоянии 15 см от образца, за одну секунду будет регистрировать $\sim 10^8$ событий. Легко далее сосчитать, что для измерения коэффициента 0,1 в формуле (7) с точностью 2% требуется $\sim 0,3 \cdot 10^6$ отсчетов и, следовательно, набор статистики завершится через 300 с, при этом в исследуемую мишень достаточно ввести всего лишь $5 \cdot 10^{11}$ радиоактивных молекул.

4. γ -РАСПАД ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЯДРА

Аналогичный подход возможен и с γ -излучателями (долгоживущими изомерами), которые удобно применять в случае образцов большой толщины. Например, если возбужденное ядро имеет спин J , а у конечного ядра спин $J' = 0$, то нормированное угловое распределение γ -квантов относительно направления магнитного поля будет иметь вид ^{/9, 13/}

$$W(\theta) = \frac{2J+1}{8\pi} \sum_{m=-J}^J \rho_{mm}^{(J)} \left[(d_{m,1}^{(J)}(\theta))^2 + (d_{m,-1}^{(J)}(\theta))^2 \right], \quad (8)$$

где $d_{m, \pm 1}^{(J)}(\theta)$ — функции Вигнера (элементы матрицы конечных вращений), $\rho_{mm}^{(J)}$ — заселенности спиновых состояний, связанные со спиновой температурой соотношением (1). Аналогичная формула может быть написана и при $J' \neq 0$ для чистых электрических или магнитных γ -переходов определенной мультипольности L :

$$W(\theta) = \frac{2J+1}{8\pi} \sum_{m=-J}^J \sum_{\mu=-L}^L (C_{J' m - \mu L \mu}^{J m})^2 \rho_{mm}^{(J)} [(d_{\mu 1}^{(L)}(\theta))^2 + (d_{\mu-1}^{(L)}(\theta))^2]. \quad (9)$$

Здесь C — коэффициент Клебша — Гордона.

5. КАСКАДНЫЕ β - γ -ПЕРЕХОДЫ

Третий возможный путь измерения спиновой температуры заключается в исследовании угловой анизотропии γ -квантов в каскадных β - γ -переходах. В качестве радиоактивной примеси следует взять долгоживущие β -активные ядра с отличным от нуля магнитным моментом (спин $J \neq 0$). Эти ядра поляризуются в соответствии со спиновой температурой образца. Пусть в результате β -распада рассматриваемых ядер образуются промежуточные дочерние ядра с отличным от нуля спином J' , которые, в свою очередь, испытывают быстрый γ -распад. Как мы увидим ниже, если электрону и антинейтрину передается определенный суммарный угловой момент L , а их импульсы не регистрируются (т.е. производится соответствующее усреднение), поляризация дочернего ядра сразу же после β -распада однозначно связана с поляризацией начального долгоживущего ядра и тем самым с исходной спиновой температурой. Промежуточные ядра должны быть настолько короткоживущими, чтобы их спиновое состояние за время жизни не успевало заметно изменяться. Реально это означает, что время жизни промежуточного ядра должно быть очень мало по сравнению с обратной частотой сверхтонкого расщепления атомных уровней ($\tau \ll 10^{-8} \div 10^{-9}$ с).

В этих условиях угловое распределение γ -квантов относительно направления магнитного поля несет информацию о единой спиновой температуре начальных радиоактивных ядер примеси и исследуемых нерадиоактивных ядер.

Рассмотрим произвольный распад

$$a^{(J)} \rightarrow b^{(J')} + X^{(L)}$$

при условии, что совокупность частиц X , импульсы которых не фиксируются, уносит определенный суммарный момент количества движения L . Поскольку в рассматриваемом случае нет никаких выделенных направлений кроме тех, которые связаны с поляризацией частицы a , поляризационные параметры частицы b , образующейся в результате распада, определяются исключительно векторным сложением моментов. Иными словами, совокупность частиц X можно заменить фиктивной "частицей" со спином L , полагая, что орбитальный момент системы ($b + X$) ра-

вен нулю. В такой ситуации элементы спиновой матрицы плотности частицы b связаны с элементами спиновой матрицы плотности частицы a простым соотношением

$$\rho_{m\bar{m}}^{(J')} = \sum_{m'=-L}^L C_{J'm'L\mu}^{J+m+\mu} \cdot C_{J'\bar{m}'L\mu}^{J-\bar{m}+\mu} \cdot \rho_{m'+\mu, \bar{m}'+\mu}^{(J)} \quad (10)$$

где C — коэффициенты Клебша — Гордона.

Легко видеть, что если спиновая матрица плотности начальной частицы a диагональна, то спиновая матрица плотности конечной частицы b будет также диагональной, причем

$$\rho_{mm}^{(J')} = \sum_{\mu=-L}^L (C_{J'mL\mu}^{J+m+\mu})^2 \cdot \rho_{m+\mu, m+\mu}^{(J)} \quad (11)$$

Из формулы (11) и известного в теории сложения моментов равенства $\sum_{\mu} (C_{J'mL\mu}^{J+m+\mu})^2 = \frac{2J+1}{2J'+1}$ вытекает, что если распадающаяся

частица не поляризована ($\rho_{m+\mu, m+\mu}^{(J)} = (2J+1)^{-1}$ при $|m+\mu| \leq J$), то частица b рождается также неполяризованной: $\rho_{m\bar{m}}^{(J')} = (2J'+1)^{-1} \delta_{m\bar{m}}$

Формула (10) хорошо известна в теории γ -распада ориентированных ядер — она определяет усредненные по всем направлениям вылета γ -квантов поляризационные параметры конечного ядра, образующегося в результате переходов определенной мультипольности L [13, 14]. В этом случае под X понимается γ -квант. Но в соответствии со сказанным выше, соотношения (10) и (11) относятся и к β -распаду ядра (а также и К-захвату) при условии, что лептонам передается определенный угловой момент L , а направление их вылета не регистрируется. В частности, при разрешенном β -переходе Гамова — Теллера угловой момент системы электрон — антинейтрино (или позитрон — нейтрино) равен единице [15]. В ситуации, когда $|J - J'| = 1$, разрешенный переход Гамова—Теллера является основным (остальные сильно подавлены) и поляризация ядра, образующегося в результате β -распада, с хорошей точностью описывается формулами (10), (11) с $L = 1$.

Возвращаясь к методу измерения спиновой температуры путем исследования каскадных β - γ -переходов, рассмотрим случай, когда спин промежуточного короткоживущего ядра, образующегося при β -распаде поляризованных ядер примеси, имеющих спин J , принимает значения $J' = J - 1$ или $J' = J + 1$. Предположим далее, что промежуточное ядро в результате γ -распада переходит в состояние с нулевым спином. Тогда с учетом (8) и (11) нормированное на единицу угловое распределение γ -квантов относительно

направления магнитного поля (оси квантования) будет иметь вид

$$W(\theta) = \frac{2J' + 1}{8\pi} \left\{ \sum_{m=1}^{J'} (\rho_{mm}^{(J')} + \rho_{-m-m}^{(J')}) [(d_{m1}^{(J')}(\theta))^2 + (d_{m-1}^{(J')}(\theta))^2] + \right. \\ \left. + 2\rho_{00}^{(J')} (d_{01}^{(J')}(\theta))^2 \right\}, \quad (12)$$

где

$$\rho_{mm}^{(J')} = \sum_{\mu=0, \pm 1} (C_{J'm\mu}^{J m+\mu})^2 \rho_{m+\mu m+\mu}^{(J)},$$

а величины $\rho_{m+\mu m+\mu}^{(J)}$ связаны со спиновой температурой соотношением (1).

При $J = 3$, $J' = 2$ имеем

$$W(\theta) = \frac{5}{8\pi} \left\{ \frac{1}{2} (\rho_{22}^{(2)} + \rho_{-2,-2}^{(2)}) \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (\rho_{11}^{(2)} + \rho_{-1,-1}^{(2)}) (4 \cos^4 \theta - 3 \cos^2 \theta + 1) + \right. \\ \left. + 3\rho_{00}^{(2)} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \right\}, \quad (13)$$

причем

$$\rho_{22}^{(2)} = \rho_{33}^{(3)} + \frac{1}{3} \rho_{22}^{(3)} + \frac{1}{15} \rho_{11}^{(3)},$$

$$\rho_{11}^{(2)} = \frac{2}{3} \rho_{22}^{(3)} + \frac{8}{15} \rho_{11}^{(3)} + \frac{1}{5} \rho_{00}^{(3)},$$

$$\rho_{00}^{(2)} = \frac{2}{5} \rho_{11}^{(3)} + \frac{3}{5} \rho_{00}^{(3)} + \frac{2}{5} \rho_{-1-1}^{(3)}, \quad (14)$$

$$\rho_{-1-1}^{(2)} = \frac{1}{5} \rho_{00}^{(3)} + \frac{8}{15} \rho_{-1-1}^{(3)} + \frac{2}{3} \rho_{-2-2}^{(3)},$$

$$\rho_{-2-2}^{(2)} = \frac{1}{15} \rho_{-1-1}^{(3)} + \frac{1}{3} \rho_{-2-2}^{(3)} + \rho_{-3-3}^{(3)},$$

где

$$\rho_{mm}^{(3)} = \frac{e^{\frac{m}{3}x}}{\text{sh}(\frac{7}{6}x)} \text{sh}(\frac{x}{6}), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3. \quad (15)$$

Если $J = 2$, $J' = 1$,

$$W(\theta) = \frac{3}{8\pi} \left\{ \frac{1}{2} (\rho_{11}^{(1)} + \rho_{-1-1}^{(1)}) (1 + \cos^2 \theta) + \rho_{00}^{(1)} \sin^2 \theta \right\}, \quad (16)$$

$$\rho_{11}^{(1)} = \rho_{22}^{(2)} + \frac{1}{2} \rho_{11}^{(2)} + \frac{1}{6} \rho_{00}^{(2)},$$

$$\rho_{00}^{(1)} = \frac{1}{2} \rho_{11}^{(2)} + \frac{2}{3} \rho_{00}^{(2)} + \frac{1}{2} \rho_{-1-1}^{(2)}, \quad (17)$$

$$\rho_{-1-1}^{(1)} = \frac{1}{6} \rho_{00}^{(2)} + \frac{1}{2} \rho_{-1-1}^{(2)} + \rho_{-1-1}^{(2)},$$

где

$$\rho_{mm}^{(2)} = \frac{e^{\frac{m}{2}x}}{\text{sh}\left(\frac{5}{4}x\right)} \text{sh}\left(\frac{x}{4}\right), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2. \quad (18)$$

При $J = 1$, $J' = 2$ угловое распределение γ -квантов описывается формулой (13) со значениями.

$$\rho_{22}^{(2)} = \frac{3}{5} \rho_{11}^{(1)},$$

$$\rho_{11}^{(2)} = \frac{3}{10} \rho_{11}^{(1)} + \frac{3}{10} \rho_{00}^{(1)},$$

$$\rho_{00}^{(2)} = \frac{1}{10} \rho_{11}^{(1)} + \frac{1}{10} \rho_{-1-1}^{(1)} + \frac{2}{5} \rho_{00}^{(1)}, \quad (19)$$

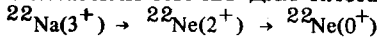
$$\rho_{-1-1}^{(2)} = \frac{3}{10} \rho_{-1-1}^{(1)} + \frac{3}{10} \rho_{00}^{(1)},$$

$$\rho_{-2-2}^{(2)} = \frac{3}{5} \rho_{-1-1}^{(1)},$$

где

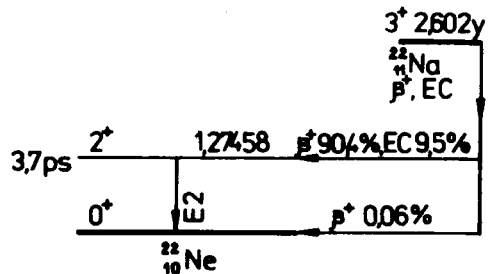
$$\rho_{mm}^{(1)} = \frac{e^{mx}}{\text{sh}\left(\frac{3}{2}x\right)} \cdot \text{sh}\left(\frac{x}{2}\right). \quad (20)$$

6. ПРИМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ДЛЯ КАСКАДНОГО ПЕРЕХОДА



Радиоактивное ядро ^{22}Na имеет период полураспада 2,6 года, спин-четность 3^+ и магнитный момент в ядерных магнетонах $\mu = +1,75 / 12$. В результате гамов-теллеровского β^+ -перехода с максимальной энергией позитронов 550 кэВ (или К-захвата) образуется промежуточное ядро ^{22}Ne со спином $J' = 2$. Его период полураспада составляет $3,7 \cdot 10^{-12}$ с, т.е. время жизни очень мало по сравнению с характерным периодом для сверхтонкого расщепления атомных уровней. Ядро $^{22}\text{Ne}(2^+)$ излучает γ -кванты с энергией 1280 кэВ и переходит в стабильный изотоп ^{22}Ne с нулевым спином 0^+ . Схема переходов представлена на рисунке.

В рассматриваемой ситуации угловое распределение γ -квантов с энергией 1280 кэВ относительно направления магнитного поля может быть вычислено по формулам (13) ÷ (15) независимо от того, какому каналу соответствует переход $^{22}\text{Na}(3^+) \rightarrow ^{22}\text{Ne}(2^+) \rightarrow ^{22}\text{Ne}(0^+)$, β^+ -распаду на позитрон и нейтрино или К-захвату. При этом, в соответствии с (2),



$$x = 0,64 \frac{H_0}{T}, \quad (21)$$

где напряженность магнитного поля задается в теслах, спиновая температура в милликельвинах. Простые вычисления дают

$$W(x, \theta) = \frac{1}{4\pi} [f_1(x) - f_2(x) \cos^4 \theta - f_3(x) \cos^2 \theta], \quad (22)$$

где

$$f_1(x) = \frac{5}{2} \frac{\text{sh}(\frac{x}{6})}{\text{sh}(\frac{7}{6}x)} \left[\text{ch} x + \text{ch}\left(\frac{2}{3}x\right) + \frac{3}{5} \text{ch}\left(\frac{x}{3}\right) + \frac{1}{5} \right], \quad (23)$$

$$f_2(x) = \frac{5}{2} \frac{\text{sh}(\frac{x}{6})}{\text{sh}(\frac{7}{6}x)} \left[\text{ch} x + \frac{1}{3} \text{ch}\left(\frac{x}{3}\right) - \frac{7}{3} \text{ch}\left(\frac{2}{3}x\right) + 1 \right], \quad (24)$$

$$f_3(x) = \frac{5}{2} \frac{\text{sh}(\frac{x}{6})}{\text{sh}(\frac{7}{6}x)} [2\text{ch}(\frac{2}{3}x) - \frac{4}{5}\text{ch}(\frac{x}{3}) - \frac{6}{5}]. \quad (25)$$

Если $x \ll 1$ (слабое магнитное поле, высокая спиновая температура), то $f_1(x) \approx 1$, $f_2(x) = f_3(x) = 0$ и угловое распределение γ -квантов, как и следовало ожидать, изотропно. При $x \gg 1$ имеет место резкая анизотропия:

$$W(\theta) = \frac{5}{16\pi} (1 - \cos^4\theta). \quad (26)$$

Подчеркнем, что угловое распределение (22) с коэффициентами, определенными согласно (23)-(25), автоматически удовлетворяет условию нормировки

$$4\pi \int_0^1 W(x, \theta) d(\cos\theta) = 1. \quad (27)$$

Рассмотрим величину

$$f_4(x) = W(x, 0)/W(x=0) = f_1(x) - f_2(x) - f_3(x).$$

Легко видеть, что

$$f_4(x) = 5 \frac{\text{sh}(\frac{x}{6})}{\text{sh}(\frac{7}{6}x)} [\frac{2}{3}\text{ch}(\frac{2}{3}x) + \frac{8}{15}\text{ch}(\frac{x}{3}) + \frac{1}{5}]. \quad (28)$$

Согласно (22) имеем $W(x, \pi/2)/W(x=0) = f_1(x)$. Отношение интенсивностей излучения под углом $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ принимает вид

$$\frac{W(x, 0)}{W(x, \frac{\pi}{2})} = \frac{f_4(x)}{f_1(x)} = \frac{2}{3} \frac{10 \cdot \text{ch}(\frac{2}{3}x) + 8 \text{ch}(\frac{x}{3}) + 3}{5 \text{ch} x + 5 \text{ch}(\frac{2}{3}x) + 3 \text{ch}(\frac{x}{3}) + 1}. \quad (29)$$

Функции $f_1(x)$, $f_2(x)$, $f_3(x)$ и $f_4(x)$ протабулированы. В приведенной таблице величина x_{Na} определена в соответствии с формулой (21); в последних двух столбцах даны поляризации протонов и дейтронов при тех же значениях спиновой температуры и магнитного поля, вычисленные по формуле (3) с $x_p = \mu_p x_{Na} / \mu_{Na}$, $x_D = \mu_D x_{Na} / \mu_{Na}$. При $H = 27$ кГс, $T = 1,3$ мК

Таблица

$x(^{22}\text{Na}_{11})$	$f_1(x)-1$	$f_2(x)$	$f_3(x)$	$f_4(x)$	P_P	P_D
$1,81 \cdot 10^{-3}$	$5,85 \cdot 10^{-8}$	$3,57 \cdot 10^{-12}$	$4,72 \cdot 10^{-7}$	1,000	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$4,27 \cdot 10^{-4}$
$6,28 \cdot 10^{-2}$	$1,88 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-7}$	$5,64 \cdot 10^{-4}$	0,9996	0,1	$2,05 \cdot 10^{-2}$
0,127	$7,66 \cdot 10^{-4}$	$2,09 \cdot 10^{-6}$	$2,29 \cdot 10^{-3}$	0,9985	0,2	$4,14 \cdot 10^{-2}$
0,194	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$1,13 \cdot 10^{-5}$	$5,33 \cdot 10^{-3}$	0,9964	0,3	$6,32 \cdot 10^{-2}$
0,265	$3,32 \cdot 10^{-3}$	$3,96 \cdot 10^{-5}$	$9,94 \cdot 10^{-3}$	0,993	0,4	$8,64 \cdot 10^{-2}$
0,344	$5,54 \cdot 10^{-3}$	$1,11 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-2}$	0,989	0,5	0,112
0,434	$8,74 \cdot 10^{-3}$	$2,78 \cdot 10^{-4}$	$2,60 \cdot 10^{-2}$	0,982	0,6	0,141
0,543	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$6,70 \cdot 10^{-4}$	$4,00 \cdot 10^{-2}$	0,972	0,7	0,175
0,688	$2,11 \cdot 10^{-2}$	$1,67 \cdot 10^{-3}$	$6,22 \cdot 10^{-2}$	0,957	0,8	0,221
0,922	$3,59 \cdot 10^{-2}$	$5,08 \cdot 10^{-3}$	0,105	0,926	0,9	0,291
1,15	$5,24 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$	0,150	0,891	0,95	0,356
1,31	$6,50 \cdot 10^{-2}$	$1,81 \cdot 10^{-2}$	0,184	0,862	0,97	0,401
1,66	$9,25 \cdot 10^{-2}$	$4,04 \cdot 10^{-2}$	0,253	0,799	0,99	0,489
1,88	0,109	$5,99 \cdot 10^{-2}$	0,292	0,757	0,995	0,540
2,38	0,144	0,121	0,360	0,663	0,9990	0,641

($x = 1,33$) нормированное угловое распределение γ -квантов имеет вид

$$W = \frac{5}{8\pi} \{0,426 - 0,0705 \cdot \cos^2\theta - 0,0125 \cdot \cos^4\theta\}. \quad (30)$$

В этих же условиях из (28) следует $f_4(1,33) \approx 0,86$, т.е. эффект составляет примерно 14%.

В заключение авторы выражают благодарность А.П.Чеплакову за помощь в составлении таблицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зигбан К. Альфа-бета-гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат, 1969, с.330.
2. Кожушнер М.А. — ЖЭТФ, 1969, 56, вып.1, с.246.
3. Ацаркин В.А. Динамическая поляризация ядер в твердых телах. М.: Наука, 1980, §§4,7.
4. De Boer W. Dynamic Orientation of Nuclei at Low Temperatures. CERN, 74-11, Geneva, May 13, 1974.
5. De Boer W. et al. — J. Low Temp. Phys., 1974, 15, p.249.
6. Goldman M., Cox S.F.J., Bouffard V. — J.Phys.C, 1974, v.7, p.2940.

7. Киселев Ю.Ф., Матафонов В.Н. — ПТЭ, 1977, 5, с.55.
8. Смарт Дж. Эффективное поле в теории магнетизма. М.: Мир, 1968, с.16.
9. Балдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций, ч.II. М.: Атомиздат, 1968, §§50,55.
10. Lee N.D., Yang C.N. — Phys.Rev., 1956, v.104, p.254.
11. Шмушкевич И.М. — ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1477.
12. Lederer M.C. et al. Table of Isotopes, N.Y., 1978.
13. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика, М.: Наука, 1980, с.69.
14. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, М.: Наука, 1969, с.25.
15. Давыдов А.С. Теория атомного ядра, М.: ГИФМЛ, 1958, гл.6.

Рукопись поступила 5 марта 1988 года.