



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6-99-258

Ю.Ф.Киселев, В.Л.Любошиц

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ  
РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1999

## Динамическая поляризация радиоактивных ядер

Радиоактивные ядра, имплантированные в поляризованную протонную мишень с высокой степенью поляризации, предлагается поляризовать методами динамической ориентации ядер. Анизотропия в угловом распределении  $\gamma$ -излучения ядер, поляризованных динамическим охлаждением, зависит от температуры электронного спин-спинового резервуара. Проведен расчет углового распределения  $\gamma$ -квантов при каскадном ( $\beta - \gamma$ )-распаде ядра  $^{22}\text{Na}(3^+)$  в сильном магнитном поле. Показано, что при больцмановском распределении заселенностей зеэмановских магнитных подуровней угловое распределение  $\gamma$ -излучения не зависит от знака спиновой температуры, тогда как тензорная поляризация квадрупольных ядер, находящихся во внутрикристаллическом электрическом поле, вызывает сильную зависимость анизотропии от знака поляризации. Демонстрируются широкие возможности динамической ориентации для исследования магнитной структуры и динамики спин-спиновых взаимодействий редких ядер в диэлектрических матрицах. Обсуждаются физико-технические преимущества и недостатки метода в режиме on-line имплантации тяжелых ядер.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц и Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

## Перевод авторов

Kiselev Yu.F., Lyuboshitz V.L.

P6-99-258

## Dynamic Polarization of Radioactive Nuclei

Radioactive nuclei, embedded into a frozen polarized proton target, are proposed to polarize by means of some dynamic polarization methods. Anisotropy of the angular  $\gamma$ -radiation of nuclei polarized by the dynamic cooling method is expected to depend on the electron spin-spin reservoir temperature. Angular distributions of  $\gamma$ -quantum emitted by  $^{22}\text{Na}(3^+)$  in the cascade ( $\beta - \gamma$ )-radiation are calculated. It is shown, that this distribution does not depend on the spin temperature sign at the Boltzmann populations among the Zeeman magnetic substates, whereas a tensor polarization of quadrupole nuclei, placed in the electric field of the crystal, cases considerable sign dependence. The new method promises wide opportunities for the magnetic structure investigations as well as for the study of spin-spin interaction dynamics of rear nuclei in the dielectrics. Besides physical-technical advantages and disadvantages of the given method are discussed for the heavy nuclear polarization in the on-line implantation mode.

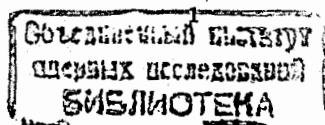
The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics and at the Laboratory of High Energies, JINR.

## 1. Введение

Измерение анизотропии углового распределения ( $\beta$ - $\gamma$ )-излучений является наиболее чувствительным методом исследования поляризованных ядер и их сверхтонких взаимодействий [1]. Обычно исследуемые ядра имплантируют в ферромагнитные матрицы, в которых они поляризуются за счет значительной внутренней индукции  $\approx 50$  Т и охлаждения до сверхнизких температур ( $10 \div 30$  мК). Благодаря высокой скорости спин-решеточной релаксации, в спиновой системе ядер устанавливается бoльцмановское (равновесное) распределение с температурой решетки, но жесткая связь спинов с решеткой не позволяет задействовать весь арсенал известных методов исследования спиновых систем, например, возможность изменять знак их спиновой температуры.

В поликристаллических диэлектриках (бутанол, пропандиол [2, 3]), давно используемых в качестве замороженных поляризованных протонных мишеней, и монокристаллах, например LiF с F-центрами, применяют методы динамической поляризации ядер (ДПЯ), которыми достигается почти 100% поляризация H-F-спинов обоих знаков [4+6]. В отличие от ферромагнитных матриц, диэлектрики прозрачны для электромагнитных полей, по крайней мере вплоть до частот  $10^{11}$  Гц, имеют пренебрежимо слабые внутренние локальные магнитные поля  $\approx 10^{-3}$  Т, а высокая протонная поляризация в них обеспечивается при сравнительно легко достижимых экспериментальных условиях: температуре  $0,2 \div 0,5$  К и в обычном магнитном поле  $\approx 2,5$  Т. Принципиальным отличием диэлектриков от ферромагнитных матриц являются огромные, достигающие 1000 и более часов времени спин-решеточной релаксации, так что магнитные моменты оказываются практически изолированными от решетки. Благодаря этому становятся возможными создание высокой векторной и тензорной поляризации ядер, приготовление небольтцмановских заселенностей спиновых состояний [7, 8] и даже "фокусировка" спинов в чистое квантовое состояние [9].

В предлагаемой работе анализируется применение ДПЯ для поляризации радиоактивных ядер, имплантированных в поляризованную мишень. Показано,



что, используя ДПЯ, можно достигнуть высокой анизотропии  $\gamma$ -излучения; найдена зависимость углового распределения  $\gamma$ -квантов от спиновой температуры при тензорной поляризации радиоактивных квадрупольных ядер, находящихся в неоднородном электрическом поле.

Исследование в данном направлении было инициировано нашим другом и учителем М. И. Подгорецким [10], светлой памяти которого мы посвящаем эту работу.

## 2. Поляризация квадрупольных ядер

Напомним содержание трех методов динамической поляризации ядер [4 + 8], которые перспективны для исследования квадрупольных ядер. Эти методы проверены в материалах с высокими спиновыми концентрациями, но, насколько нам известно, не исследовались применительно к редким радиоактивным ядрам.

Наиболее распространенным является метод "динамического охлаждения" (ДО) [5, 6]. Для его реализации в материал мишени путем растворения, диффузии или облучения вводят парамагнитную примесь (крамерсовы центры [4]) с концентрацией порядка  $N_s \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Молекулы примеси содержат неспаренные электроны ( $S = 1/2$ ), которые в поле  $H_0$  при температуре  $T_0$  поляризуются до величины

$$P_s = 100\% \cdot th \left( \frac{h\gamma_s H_0}{2kT_0} \right), \quad (2.1)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $\gamma_s$  – гиромагнитное отношение электронов,  $k$  – постоянная Больцмана. При  $H_0 = 2,5 \text{ Т}$  и  $T_0 = 0,3 \text{ К}$  поляризация  $P_s = 99,997\%$ . При тех же условиях, в соответствии с формулой (2.1), спины протонов (индекс  $p$ ) поляризуются только до величины  $P_p = 0,85\%$ , поскольку  $\gamma_p/\gamma_s \approx 656$ .

Суть метода заключается в передаче протонам высокой поляризации электронных спинов. Для этого материал облучают микроволновым полем с частотой  $\nu$  вблизи центра линии электронного резонанса, соответствующего ларморовской частоте  $\nu_{s0} = \gamma_s H_0 \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$  в поле  $2,5 \text{ Т}$ . Как показал

Провоторов [11], под действием насыщающего поля поведение спиновой системы описывается не одной, а двумя спиновыми температурами. Одна из них – зеемановская температура – описывает распределение спинов по магнитным подуровням; другая – температура спин-спинового резервуара – связана с энергией спин-спиновых взаимодействий. Последняя при нерезонансном облучении электронных спинов сильно понижается, так как разностный квант  $h|\nu - \nu_{s0}|$  попадает в спектр частот спин-спинового резервуара, ширина которого порядка  $\approx 300 \text{ МГц}$ . Нетрудно видеть, что этот спектр частот перекрывает также и характерные ларморовские частоты ядерных спинов в поле  $2,5 \text{ Т}$ , поэтому в итоге температура электронного спин-спинового резервуара и спиновая температура ядер имеют тенденцию к выравниванию. Отсюда, в частности, следует, что в случае поляризованных радиоактивных ядер по анизотропии их ( $\beta$ - $\gamma$ -)углового распределения можно будет судить о температуре резервуара спин-спиновых взаимодействий. Положительная расстройка  $(\nu - \nu_{s0})$  стимулирует отрицательные спиновые температуры ядер, поскольку при этом ядерным спином передается квант  $h(\nu - \nu_{s0})$ . При отрицательном знаке расстройки  $(\nu - \nu_{s0})$  ядерные спины отдают недостающий квант  $h(\nu_{s0} - \nu)$  электронному спин-спиновому резервуару [6]. Усиление ядерной поляризации выражается в понижении их спиновой температуры ( $T_s$ ) по сравнению с температурой решетки ( $T_0$ ) примерно в  $\pm \omega_{s0} / (2\sqrt{M_2})$  раза [6], где  $M_2$  – второй момент линии поглощения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР),  $\omega_{s0} = 2\pi\nu_{s0}$ . При оптимальной концентрации парамагнитных центров максимальное усиление достигается на частотах, соответствующих склонам ЭПР-линии, а отношение  $|T_0/T_s|$  может достигать нескольких сотен раз. Практически данным методом удается достигнуть почти полной ( $\pm 98\%$ ) поляризации протонов и  $\pm 55\%$  – дейтронов. Особенностью ДО является то, что все ядерные спины в матрице, включая спины квадрупольных ядер, за время  $\approx 1 \text{ ч}$  получают больцмановское распределение, соответствующее минимальной

температуре порядка  $\pm 1$  мК; напомним, что при этом температура решетки находится в области  $0,1 \div 0,3$  К.

Аналогичный эффект ядерной поляризации возникает, если вместо электронных спинов использовать поляризованные протонные спины [7, 8]. Различие заключается в том, что облучению переменным полем теперь подвергаются не электронные спины примесных центров, а поляризованные протоны в сильном магнитном поле на частоте, близкой к протонной ларморовской частоте  $\nu_0 = \gamma_p H_0 \approx 106$  МГц в поле 2,5 Т. Ширина спектра ядерных локальных полей составляет десятки кГц (примерно на три порядка уже, чем в случае электронных спинов), поэтому радиочастотное насыщение протонных спинов способно изменить энергию спин-спиновых взаимодействий других ядерных спинов [12]. В интересующем нас случае редких квадрупольных ядер, растворенных в поляризованной мишени, ролью их диполь-дипольного взаимодействия можно пренебречь, тогда "резонирующей системой" оказываются квадрупольные взаимодействия спинов с электрическим полем в матрице [8, 9]. В результате разностная энергия  $h\nu_Q \approx h(\nu - \nu_0)$  будет увеличивать или уменьшать, в зависимости от знака частотной расстройки и знака протонной поляризации, среднюю энергию взаимодействия квадрупольных ядер  $\langle \hat{H}_Q \rangle$  с кристаллическим полем. Эта энергия дается формулой [8]

$$\langle \hat{H}_Q \rangle = hX \cdot \langle 3 \cdot J_z^2 - J(J+1) \rangle = hX \cdot A, \quad (2.2)$$

$$X = \nu_Q (3 \cdot \cos^2(\phi) - 1),$$

$$\nu_Q = \frac{eqQ}{8hJ(2J-1)},$$

где  $J$  – спин ядра,  $q$  – квадрупольный момент ядра в см<sup>2</sup>,  $Q$  – главное значение симметричного тензора  $Q_{\alpha\beta} = \partial^2 \phi / \partial x_\alpha \partial x_\beta$  ( $\phi$  – потенциал электрического поля в кристалле),  $\phi$  – угол между направлением постоянного магнитного поля и главной осью  $z$  тензора  $Q_{\alpha\beta}$ . В системе главных осей при аксиальной симметрии поля ненулевые компоненты тензора записываются в виде

$$Q_{zz} = Q, \quad Q_{xx} = Q_{yy} = -\frac{Q}{2}. \quad (2.3)$$

Нетрудно видеть из формулы (2.2), что изменение энергии квадрупольных взаимодействий ведет к изменению тензорной поляризации ( $A$ ), или выстроенности. Наиболее простым для анализа является случай нулевой векторной поляризации квадрупольных ядер, поскольку при этом заселенности стационарных состояний ядра с фиксированными проекциями спинов  $m$  на направление магнитного поля определяются только квадрупольным взаимодействием:

$$\rho_{mm} = \frac{\exp(-\beta H_Q^{(m)}/h)}{\sum_{m=-J}^J \exp(-\beta H_Q^{(m)}/h)} = \frac{\exp(-\beta X(3m^2 - J(J+1)))}{\exp(-\beta XJ(J+1)) + 2 \sum_{m=1}^J \exp(-\beta X(3m^2 - J(J+1)))}, \quad (2.4)$$

где  $\beta_Q = h/(kT_Q)$  – инверсная спиновая температура резервуара квадрупольных взаимодействий. Знак  $T_Q$  определяется знаком произведения  $P_p \cdot (\nu - \nu_0)$ . Заселенности  $\rho_{mm}$  представляют собой элементы спиновой матрицы плотности ядер, которая в данном случае является диагональной. С учетом (2.4) выражение для выстроенности принимает вид

$$A = \sum_{m=-J}^J \rho_{mm} (3m^2 - J(J+1)) = \quad (2.5)$$

$$= \frac{6 \sum_{m=1}^J m^2 \exp[-\beta X(3m^2 - J(J+1))]}{\exp(\beta XJ(J+1)) + 2 \sum_{m=1}^J \exp[-\beta X(3m^2 - J(J+1))]} - J(J+1).$$

В частном случае  $J = 1$  эта формула была получена и экспериментально проверена в [8]. В пределе очень низких положительных температур  $T_Q$  и углах  $0 \leq \theta < \arccos(3^{-1/2})$  выстроенность  $A \rightarrow -J(J+1)$ , то есть все ядра находятся в состоянии с проекцией спина  $m = 0$ , а при углах  $\arccos(3^{-1/2}) < \theta \leq \pi/2$  величина  $A \rightarrow J(2J-1)$ , и в этом случае заселенности делятся поровну между состояниями  $m = J$  и  $m = -J$ . В пределе очень низких отрицательных температур ситуация обращается. Метод предложен и проверен на дейтронах [7, 8] и может оказаться полезным в случае небольших квадрупольных моментов порядка  $3 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>,

когда  $h\nu_Q \approx h(\nu - \nu_{J0})$ . Экспериментальные времена поляризации этим методом составляют несколько десятков секунд, а достижимые спиновые температуры порядка  $\pm 10$  мК [8].

Из-за типично низких величин магнитных моментов квадрупольных ядер поляризации получаемые обычным методом ДО, по-видимому, не превысят  $\pm 20\%$ , поэтому значительное усиление поляризации, достигнутое методом кросс-релаксации с поляризованными протонами [13], представляет существенное продвижение к практическому использованию динамических методов. Идея заключается в следующем: пусть помимо ядер со спином  $J \geq 1$  матрица содержит распространенные ядра, например поляризованные протоны ( $J = 1/2$ ), которые, в виду большого гиромангнитного отношения, имеют высокую теплоемкость спиновой системы. Так как в отличие от протонных спинов взаимодействие квадрупольных ядер с решеткой сохраняется и в нулевом магнитном поле, то, понижая  $H_0$ , можно совместить ларморовскую частоту протонов с квадрупольным расщеплением ядер спина  $J \geq 1$ . В момент пересечения частот происходит кросс-релаксационная передача высокой протонной поляризации квадрупольным ядрам. Эксперименты были выполнены на аммиаке ( $\text{NH}_3$ ) [13]. В поле 0,056 Т квадрупольное расщепление стабильных ядер азота  $\nu_Q = 2,4$  МГц оказывается равным ларморовской частоте протонов, поэтому в результате кросс-релаксации ядра  $^{14}\text{N}$  поляризуются почти до 50% поляризации [13]. Кросс-релаксация обеспечивает высокую скорость поляризации порядка [14]

$$W = (\gamma_n/\gamma_p)^2 \cdot \left( T_2 \cdot \cosh\left( \xi \frac{\Delta_0}{\Delta_H} \right) \right)^{-1}, \quad (2.6)$$

где  $\gamma_n/\gamma_p \approx 7 \cdot 10^{-2}$  – отношение ядерных гиромангнитных констант,  $T_2 \approx 10^{-5}$  с – время поперечной релаксации протонных спинов,  $\Delta_0$  – частотная расстройка между спинами,  $\Delta_H$  – ширина протонной линии,  $\xi \approx 1$  – свободный параметр. Полагая  $\Delta_0 \approx \Delta_H$ , получаем  $W^{-1} \approx 2$  мс, т. е. исключительно короткое время поляризации, что было бы выгодно использовать в режиме on-line имплантации ядер в мишень. Полученное распределение спинов по магнитным подуровням не

является бальмановским, но оно может сохраняться длительное время, “замораживаться” благодаря тому, что магнитные подуровни квадрупольных ядер не являются эквидистантными и процесс установления внутреннего равновесия связан с длинными временами спин-решеточной релаксации [15]. Теоретически в таких системах можно “сфокусировать” спины в чистое квантовое состояние [9].

Рассмотренные методы можно использовать и в случае радиоактивных ядер, имплантированных в поляризованную мишень, если они входят в состав диамагнитных атомов или крамерсовских [4] парамагнитных центров. Однако применительно к редким ядрам сама идея метода ДО, опирающаяся на динамику коллективных спин-спиновых взаимодействий, нуждается в практическом подтверждении. Такое тестирование удобнее всего выполнить со сравнительно долгоживущими радиоактивными ядрами, например с изотопом  $^{22}\text{Na}$ , угловое распределение которого детально проанализировано ниже.

### 3. Расчет углового распределения $\gamma$ -излучения

Получим необходимые формулы для анизотропии в угловом распределении  $\gamma$ -квантов при распаде поляризованных ядер. Обсуждаемая анизотропия излучения непосредственно связана с тем, что в результате обсуждаемых механизмов динамической поляризации величины диагональные элементы матрицы плотности ( $\rho_{mm}$ ) существенно отличаются от значения  $(2J + 1)^{-1}$ , соответствующего неполяризованным ядрам. Полученные формулы можно использовать при любом распределении спинов по магнитным подуровням, они, в частности, позволяют рассчитать форму углового распределения  $\gamma$ -излучения в зависимости от знака спиновой температуры при тензорной поляризации, возникающей за счет квадрупольного расщепления (см. соотношения 2.4 и 2.5).

Если возбужденное ядро имеет спин  $J$ , а у конечного ядра спин  $J' = 0$ , то нормированное угловое распределение  $\gamma$ -квантов относительно направления магнитного поля будет иметь вид [16, 17]

$$W(\theta) = \frac{2J+1}{8\pi} \sum_{m=-J}^J \rho_{mm}^{(J)} \left[ \left( d_{m,1}^{(J)}(\theta) \right)^2 + \left( d_{m,-1}^{(J)}(\theta) \right)^2 \right], \quad (3.1)$$

где  $d_{m,1}^{(J)}(\theta)$  – функция Вигнера (элементы матрицы конечных вращений),  $\rho_{mm}^{(J)}$  – заселенности спиновых состояний. Аналогичная формула может быть написана и при  $J' \neq 0$  для чистых электрических или магнитных  $\gamma$ -переходов определенной мультипольности  $L$ :

$$W(\theta) = \frac{2J+1}{8\pi} \sum_{m=-J}^J \sum_{\mu=-L}^L \left( C_{Jm-\mu, L\mu}^{Jm} \right)^2 \rho_{mm}^{(J)} \left[ \left( d_{\mu,1}^{(L)}(\theta) \right)^2 + \left( d_{\mu,-1}^{(L)}(\theta) \right)^2 \right]. \quad (3.2)$$

Здесь  $C$  – коэффициент Клебша – Гордона. В случае динамической поляризации с использованием поляризованных протонов (разд. 2) заселенности описываются формулой 2.4. При больцмановском распределении зеемановских уровней в магнитном поле  $H_0$  [18]

$$\rho_{mm} = \frac{e^{mx}}{\sum_{m=-J}^J e^{mx/J}} = \frac{e^{mx/J}}{\text{sh} \left( x \left( 1 + \frac{1}{2J} \right) \right)} \text{sh} \left( \frac{x}{2J} \right), \quad (3.3)$$

$$x = \mu \frac{e}{2m_p c} \cdot \frac{H_0}{kT}, \quad (3.4)$$

где  $\mu$  – магнитный момент в ядерных магнетонах,  $m_p$  – масса протона,  $c$  – скорость света в вакууме,  $T$  – спиновая температура.

Рассмотрим угловую анизотропию  $\gamma$ -квантов в каскадных ( $\beta$ - $\gamma$ )-переходах ядер с отличным от нуля магнитным моментом (спин  $J \neq 0$ ) [10]. Пусть в результате  $\beta$ -распада образуются промежуточные дочерние ядра с отличным от нуля спином  $J'$ , которые в свою очередь испытывают быстрый  $\gamma$ -распад. Как мы увидим ниже, если электрону и антинейтрину передается определенный суммарный угловой момент  $L$ , а их импульсы не регистрируются (то есть производится соответствующее усреднение), поляризация дочернего ядра сразу же после  $\beta$ -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  $\gamma$ -квантов относительно направления поля  $H_0$  несет информацию об единой спиновой температуре начальных радиоактивных ядер и окружающих их 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 ( $b+X$ ) равен нулю. В такой ситуации элементы спиновой матрицы плотности частицы  $b$  связаны с элементами спиновой матрицы плотности частицы  $a$  простым соотношением:

$$\rho_{mm}^{(J')} = \sum_{\mu=-L}^L C_{J'm-\mu, L\mu}^{Jm} \cdot C_{J'm+\mu, L\mu}^{Jm} \cdot \rho_{m+\mu, m+\mu}^{(J)}, \quad (3.5)$$

где  $C$  – коэффициенты Клебша – Гордона. Нетрудно видеть, что если спиновая матрица плотности начальной частицы  $a$  – диагональная, то матрица плотности конечной частицы  $b$  будет также диагональной, причем

$$\rho_{mm}^{(J')} = \sum_{\mu=-L}^L \left( C_{J'm-\mu, L\mu}^{Jm} \right)^2 \cdot \rho_{m+\mu, m+\mu}^{(J)}. \quad (3.6)$$

Из формулы (3.6) и известного из теории сложения моментов равенства

$$\sum_{\mu} \left( C_{J'm-\mu, L\mu}^{Jm} \right)^2 = \frac{2J+1}{2J'+1} \quad (3.7)$$

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

$\rho_{mm}^{(J')} = (2J' + 1) \delta_{mm}$ . Формула (3.5) хорошо известна в теории  $\gamma$ -распада ориентированных ядер – она определяет усредненные по всем направлениям вылета  $\gamma$ -квантов поляризационные параметры конечного ядра, образующегося в результате переходов определенной мультипольности  $L$  [17, 19]. В этом случае под  $X$  понимают  $\gamma$ -квант. В соответствии со сказанным выше, соотношения (3.5 и 3.6) относятся к  $\beta$ -распаду ядра (а также и К-захвату) при условии, что лептонам передается угловой момент  $L$ , а направление их вылета не регистрируется. В частности, при разрешенном переходе Гамова – Теллера угловой момент системы электрон-антинейтрино (или позитрон-нейтрино) равен единице [20]. В ситуации, когда  $|J - J'| = 1$ , разрешенный переход Гамова – Теллера является основным (остальные сильно подавлены) и поляризация ядра, образующегося в результате  $\beta$ -распада, с хорошей точностью описывается формулами (3.5 и 3.6) с  $L = 1$ .

Рассмотрим случай, когда при  $\beta$ -распаде поляризованных ядер примеси, имеющих спин  $J$ , спин промежуточного короткоживущего ядра принимает значение  $J' = J - 1$  или  $J' = J + 1$ . Предположим далее, что промежуточное ядро в результате  $\gamma$ -распада переходит в состояние с нулевым спином. Тогда с учетом (3.1 и 3.4) нормированное на единицу угловое распределение  $\gamma$ -квантов относительно направления магнитного поля (оси квантования) будет иметь вид [10]

$$W(\theta) = \frac{2J' + 1}{8\pi} \left\{ \sum_{m=1}^{J'} (\rho_{mm}^{(J')} + \rho_{-m-m}^{(J')}) \cdot \left[ (d_{m,1}^{(J')}(\theta))^2 + (d_{m-1}^{(J')}(\theta))^2 \right] + 2\rho_{00}^{(J')} (d_{01}^{(J')}(\theta))^2 \right\}, \quad (3.8)$$

где  $\rho_{mm}^{(J')} = \sum_{\mu=0,\pm 1} (C_{J'm \ 1\mu}^{J' \ m+\mu})^2 \rho_{m+\mu, m+\mu}^{(J')}$ . При  $J = 3, J' = 2$  имеем

$$W(\theta) = \frac{5}{8\pi} \left\{ \frac{1}{2} (\rho_{22}^{(2)} + \rho_{-2-2}^{(2)}) \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} (\rho_{11}^{(2)} + \rho_{-1-1}^{(2)}) \cdot (4 \cos^4 \theta - 3 \cos^2 \theta + 1) + 3\rho_{00}^{(2)} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \right\}, \quad (3.9)$$

причем

$$\begin{aligned} \rho_{22}^{(2)} &= \rho_{33}^{(3)} + \frac{1}{3} \rho_{22}^{(3)} + \frac{1}{15} \rho_{11}^{(3)}, \\ \rho_{11}^{(2)} &= \frac{2}{3} \rho_{22}^{(3)} + \frac{8}{15} \rho_{11}^{(3)} + \frac{1}{5} \rho_{00}^{(3)}, \\ \rho_{00}^{(2)} &= \frac{2}{5} \rho_{11}^{(3)} + \frac{3}{5} \rho_{00}^{(3)} + \frac{2}{5} \rho_{-1-1}^{(3)}, \\ \rho_{-1-1}^{(2)} &= \frac{2}{3} \rho_{-2-2}^{(3)} + \frac{8}{15} \rho_{-1-1}^{(3)} + \frac{1}{5} \rho_{00}^{(3)}, \\ \rho_{-2-2}^{(2)} &= \rho_{-3-3}^{(3)} + \frac{1}{3} \rho_{-2-2}^{(3)} + \frac{1}{15} \rho_{-1-1}^{(3)}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Если  $J = 2, J' = 1$ ,

$$W(\theta) = \frac{3}{8\pi} \left\{ \frac{1}{2} (\rho_{11}^{(1)} + \rho_{-1-1}^{(1)}) (1 + \cos^2 \theta) + \rho_{00}^{(1)} \theta \sin^2 \theta \right\}, \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{(1)} &= \rho_{22}^{(2)} + \frac{1}{2} \rho_{11}^{(2)} + \frac{1}{6} \rho_{00}^{(2)}, \\ \rho_{00}^{(1)} &= \frac{1}{2} \rho_{11}^{(2)} + \frac{2}{3} \rho_{00}^{(2)} + \frac{1}{2} \rho_{-1-1}^{(2)}, \\ \rho_{-1-1}^{(1)} &= \rho_{-2-2}^{(2)} + \frac{1}{2} \rho_{-1-1}^{(2)} + \frac{1}{6} \rho_{00}^{(2)}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

При  $J = 1, J' = 2$  угловое распределение  $\gamma$ -квантов описывается формулой (3.8) со значением

$$\begin{aligned} \rho_{22}^{(2)} &= \frac{3}{5} \rho_{11}^{(1)}, \\ \rho_{11}^{(2)} &= \frac{3}{10} \rho_{11}^{(1)} + \frac{3}{10} \rho_{00}^{(1)}, \\ \rho_{00}^{(2)} &= \frac{1}{10} \rho_{11}^{(1)} + \frac{1}{10} \rho_{-1-1}^{(1)} + \frac{2}{5} \rho_{00}^{(1)}, \\ \rho_{-1-1}^{(2)} &= \frac{3}{10} \rho_{-1-1}^{(1)} + \frac{3}{10} \rho_{00}^{(1)}, \\ \rho_{-2-2}^{(2)} &= \frac{3}{5} \rho_{-1-1}^{(1)}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Как следует из формул 3.3 и 3.8÷3.13, изменение знака спиновой температуры при бальцмановском распределении зеемановских уровней в магнитном поле не



влияет на вид углового распределения  $\gamma$ -излучения ввиду симметрии этих выражений относительно замены  $\rho_{mm} \leftrightarrow \rho_{-m,-m}$ . С другой стороны, при квадрупольном расщеплении уровней инверсия знака температуры несомненно изменит угловое распределение, так как, например, при достаточно низких спиновых температурах она ведет к замене  $\rho_{JJ} + \rho_{J,-J} \leftrightarrow \rho_{J0}$  (см. комментарии к 2.5).

#### 4. Расчет для каскадного перехода $^{22}\text{Na}(3^+) \xrightarrow{\beta^-} ^{22}\text{Ne}(2^+) \xrightarrow{\gamma} ^{22}\text{Ne}(0^+)$

В качестве примера М. И. Подгорецкий предложил исследовать угловые распределения  $\gamma$ -излучения в процессе  $^{22}\text{Na}(3^+) \xrightarrow{\beta^-} ^{22}\text{Ne}(2^+) \xrightarrow{\gamma} ^{22}\text{Ne}(0^+)$  [10]. Мы проанализировали поведение углового распределения при разных методах динамической поляризации ядер, изложенных в разделе 2 данной работы. Напомним, что эксперимент должен осуществляться при неизменном  $H_0$ , с той лишь разницей, что в случае ДО нерезонансным микроволновым полем облучаются электронные спины парамагнитных центров, во втором – нерезонансным радиочастотным полем облучаются поляризованные протоны. Соответственно, диагональные элементы матрицы плотности рассчитываются по формулам 3.3 и 2.4.

Радиоактивное ядро  $^{22}\text{Na}$  (см. рис. 1) имеет период полураспада 2,6 года, спин-четность  $3^+$  и магнитный момент в ядерных магнетонах  $\mu = +1,75$  [20]. В настоящее время нам неизвестны экспериментальные данные, свидетельствующие о наличии у ядра  $^{22}\text{Na}$  ненулевого квадрупольного момента (см. [20, 21]). Тем не менее для демонстрации новой методики измерения квадрупольных моментов, мы будем предполагать, что  $^{22}\text{Na}$  имеет небольшой квадрупольный момент, величина которого подлежит определению. В результате гамма – теллеровского  $\beta^+$ -перехода с максимальной энергией позитронов 550 кэВ (или К-захвата) образуется промежуточное ядро  $^{22}\text{Ne}$  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

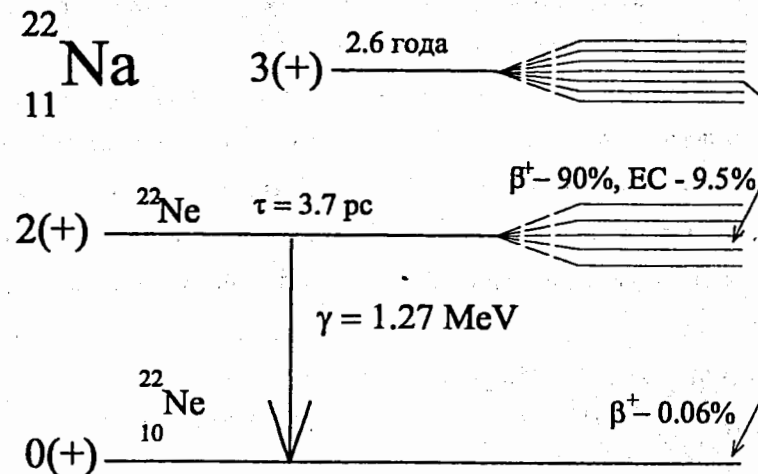


Рис. 1. Схема  $(\beta\text{-}\gamma)$ -переходов для ядра  $^{22}\text{Na}(3^+)$

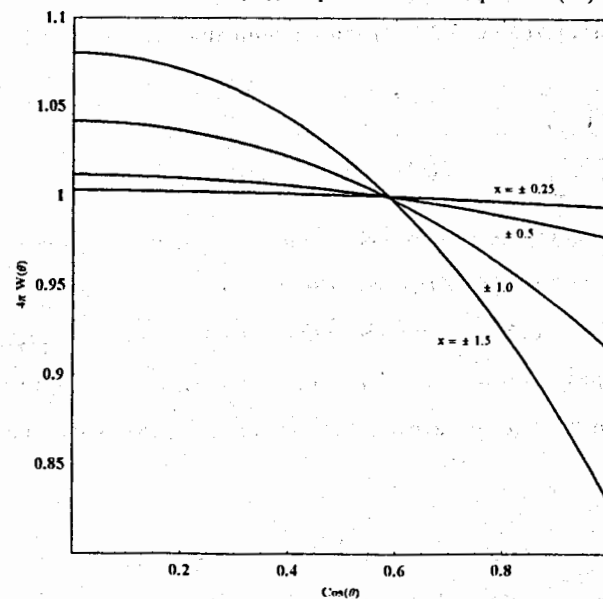


Рис. 2. Угловое распределение  $\gamma$ -излучения при каскадном  $(\beta\text{-}\gamma)$ -распаде ядра  $^{22}\text{Na}(3^+)$ , нормированное на изотропное распределение  $W = (4\pi)^{-1}$ . Параметр  $x$  определяется по формуле (4.3), где  $H_0$  – внешнее магнитное поле,  $T$  – спиновая температура

уровней. Ядро  $^{22}\text{Ne}(2^+)$  излучает  $\gamma$ -кванты с энергией 1280 кэВ и переходит в стабильный изотоп  $^{22}\text{Ne}$  с нулевым спином [21].

В рассматриваемой ситуации угловое распределение  $\gamma$ -квантов с энергией 1280 кэВ относительно  $H_0$  может быть вычислено по формулам (3.9, 3.10) независимо от того, какому каналу соответствует переход  $^{22}\text{Na}(3^+) \rightarrow ^{22}\text{Ne}(2^+) \rightarrow ^{22}\text{Ne}(0^+)$ ,  $\beta^+$ -распаду на позитрон и нейтрино или К-захвату. Отношение интенсивностей излучения под углом  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi/2$  в общем случае выражается формулой

$$\frac{W(x,0)}{W\left(x,\frac{\pi}{2}\right)} = \frac{2}{3} \cdot \frac{10(\rho_{22}^{(3)} + \rho_{-2-2}^{(3)}) + 8(\rho_{11}^{(3)} + \rho_{-1-1}^{(3)}) + 3\rho_{00}}{5(\rho_{33}^{(3)} + \rho_{-3-3}^{(3)}) + 5(\rho_{22}^{(3)} + \rho_{-2-2}^{(3)}) + 3(\rho_{11}^{(3)} + \rho_{-1-1}^{(3)}) + \rho_{00}}, \quad (4.1)$$

которая при больцмановском распределении зеемановских уровней в магнитном поле имеет, в соответствии с (3.3, 3.4), следующий вид:

$$\frac{W(x,0)}{W\left(x,\frac{\pi}{2}\right)} = \frac{2}{3} \cdot \frac{10ch\left(\frac{2}{3}x\right) + 8ch\left(\frac{x}{3}\right) + 3}{5ch(x) + 5ch\left(\frac{2}{3}x\right) + 3ch\left(\frac{x}{3}\right) + 1}. \quad (4.2)$$

В эксперименте калибровку детекторов ядерного излучения удобнее выполнять с неполяризованными ядрами, когда излучение изотропно, то есть  $W(x=0) = W_0 = 1/(4\pi)$ . На рис. 2 приведены нормированные на  $W_0$  угловые распределения  $\gamma$ -излучения поляризованных ядер  $^{22}\text{Na}$ ; они рассчитывались по формулам (3.9, 3.10) с больцмановским распределением (3.3) спинов по магнитным подуровням, в котором  $J = 3$ ,

$$x = 0,64 \frac{H_0}{T} \quad (4.3)$$

( $H_0$  задается в Теслах, спиновая температура в мК). Заметим, что если  $x \ll 1$  (слабое магнитное поле, высокая спиновая температура), то, как нетрудно видеть, все величины  $\rho_{mm}^{(3)}$  приблизительно равны между собой и угловое распределение  $\gamma$ -квантов изотропно. При  $x \gg 1$ , когда  $\rho_{22}^{(2)} = \rho_{33}^{(3)} = 1$ , имеет место резкая анизотропия: формула (3.9) дает

$$W(\theta) = \frac{5}{16\pi} (1 - \cos^4 \theta). \quad (4.4)$$

Если квадрупольный момент  $^{22}\text{Na}$  точно равен нулю, то зеемановские магнитные подуровни будут эквидистантными, а угловое распределение в поликристаллической матрице будет иметь вид, показанный на рис. 2. В процессе ДО спиновая температура будет понижаться, увеличивая векторную поляризацию, которая определяется функцией Бриллюэна:

$$P_J = \frac{1}{J} \sum_{m=-J}^J m \rho_{mm} = B(x, J=3). \quad (4.5)$$

Угловое распределение при  $x = \pm 0,25$  на рис. 2 соответствует легко достижимой в эксперименте спиновой температуре порядка  $\pm 6,6$  мК, при  $x = \pm 1,5$  – наименьшим температурам  $\pm 1,1$  мК. Как уже говорилось, вид распределения не изменяется при инверсии знака температуры.

Другой случай углового распределения  $\gamma$ -излучения при нулевой векторной поляризации и высокой тензорной поляризации радиоактивных ядер показан на рис. 3. Предполагается, что микроволновое поле, осуществляющее ДО ядер за счет электронных спинов, выключено, а поляризация радиоактивных ядер со спином 3 и ненулевым квадрупольным моментом, находящихся внутри кристаллической матрицы, возникает в результате радиочастотного насыщения поляризованных протонных спинов, окружающих эти радиоактивные ядра (см. разд. 2). Расчет демонстрирует влияние небольшого квадрупольного взаимодействия ядра с неоднородным электрическим полем кристалла на угловое распределение  $\gamma$ -излучения в случае каскадного ( $\beta$ - $\gamma$ )-распада  $^{22}\text{Na}$  при угле  $\phi = 0$  между главной осью монокристалла и магнитным полем. Жирные линии соответствуют положительным, пунктирные – отрицательным спиновым температурам; заселенности спиновых состояний определяются по формулам (2.2÷2.4). Видно, что квадрупольное взаимодействие качественно меняет форму углового распределения при инверсии знака температуры. В поликристаллических образцах элементы матрицы плотности  $\rho_{mm}^{(3)}(\cos \phi)$  в формуле (3.10) необходимо усреднить по изотропному распределению осей

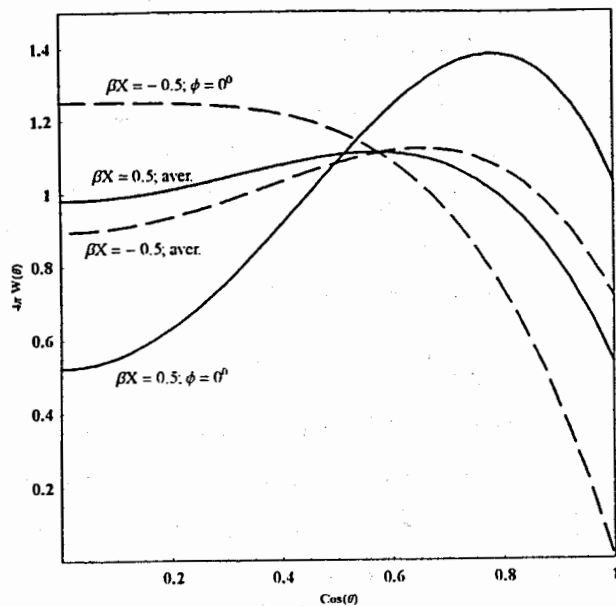


Рис. 3. Зависимость углового распределения  $\gamma$ -излучения при каскадном ( $\beta$ - $\gamma$ )-распаде ядра  $^{22}\text{Na}(3^+)$  в монокристалле ( $\phi = 0$ ) от знака спиновой температуры при высокой тензорной поляризации и равной нулю векторной поляризации. Предполагается, что ядра  $^{22}\text{Na}(3^+)$  в диэлектрической матрице имеют небольшой квадрупольный момент. Метка "aver" обозначает усредненные по углам ( $\phi$ ) угловые распределения в поликристаллических матрицах. Параметры  $\beta X$  определены согласно формулам (2.2+2.4)

$d(\cos(\phi))$ . В результате анизотропия существенно ослабляется (см. рис. 3), но по-прежнему сохраняется зависимость распределения  $\gamma$ -квантов от знака спиновой температуры.

Ядра, имеющие большой квадрупольный момент, удобно поляризовать методом кросс-релаксации с поляризованными протонами. Для этого поле  $H_0$  нужно адиабатически снизить до величины, при которой зеемановское расщепление протонных спинов в остаточном поле совпадает с частотой квадрупольного перехода [13] поляризуемых ядер. В сниженном поле

происходит быстрая кросс-релаксация между протонными спинами и спинами редких квадрупольных ядер (см. 2.6). Метод позволяет надеяться на осуществление on-line поляризации квадрупольных ядер, имплантируемых в поляризованную протонную мишень. При этом, как уже говорилось, открывается возможность приготовления чистых квантовых состояний с определенными проекциями спинов на направление магнитного поля [9]. Используя ту же самую схему распада  $3' \xrightarrow{\mu} 2' \xrightarrow{\gamma} 0'$ , что и у  $^{22}\text{Na}$ , мы рассчитали угловое распределение  $\gamma$ -излучения ядер, находящихся в чистых квантовых состояниях; результаты расчета представлены на рис. 4.

Явным преимуществом диэлектрических матриц является их более высокая ( $\approx 0,1 \div 0,3$  К) температура решетки, при которой сохраняется возможность поляризации квадрупольных ядер, по сравнению со случаем ферромагнитных матриц ( $\approx 0,02$  К). Последнее связано с тем, что

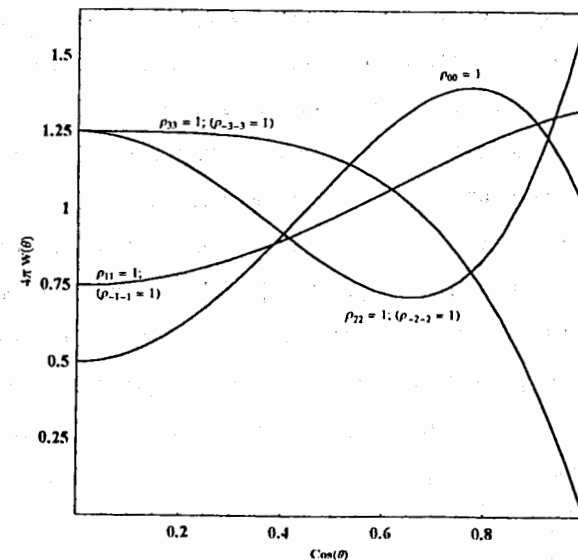


Рис.4. Угловые распределения  $\gamma$ -излучения при каскадном ( $\beta$ - $\gamma$ )-распаде ядра  $3' \xrightarrow{\mu} 2' \xrightarrow{\gamma} 0'$  в случае, когда все спины "сфокусированы" в состоянии  $m_j$ , обозначенное меткой

холодопроизводительность рефрижератора растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  квадратично падает с температурой, поэтому при 0,2 К удастся обеспечить примерно в сто раз более высокую мощность охлаждения материала. Например, если предположить, что пучок с интенсивностью  $10^5 \text{ с}^{-1}$  радиоактивных ядер с энергией 10 МэВ/нуклон и массовым числом равным 60 полностью поглощается в поляризованной мишени, то рассеиваемая мощность составит примерно 0,1 мВт. При температуре  $\approx 0,2$  К это – вполне допустимая нагрузка для рефрижератора растворения средней мощности, но практически недостижимая холодопроизводительность при 0,02 К. Отрицательным фактором при кросс-релаксационной поляризации является необходимость снижения поля  $H_0$ , в результате чего происходит уменьшение времени ядерной спин-решеточной релаксации до десятков часов. Тем не менее эти времена остаются еще достаточно длинными для on-line исследований в области короткоживущих ядер.

Проведенный анализ предполагает, что методы динамической ориентации будут “работать” и в случае редких ядер. Вопрос – так ли это? – требует экспериментального исследования. Априори остаются неясными и другие вопросы, например: будет ли в отсутствие квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$  угловое распределение чувствительно к температуре спин-спиновых взаимодействий окружающих протонов при нерезонансном насыщении последних? Отметим, что в случае распространенных ядер такая зависимость является хорошо установленным экспериментальным фактом [12]. Мы также не знаем: как быстро будут поляризоваться редкие ядра методом ДО, если их имплантация будет осуществляться в мишень с предварительно поляризованными протонами? Все эти вопросы находятся за пределами возможностей их выяснения методами классического ЯМР, ввиду крайне низкой чувствительности последнего; здесь необходима тщательная экспериментальная проверка с непосредственным использованием радиоактивных ядер.

### 5. Заключение

В диэлектриках, по сравнению с ферромагнитными матрицами, методы ДПЯ позволят переместить исследования магнитных моментов в область более

высоких ( $\approx 0,1+0,3$  К) решеточных температур, исключить влияние решетки на спиновую систему и ослабить влияние внутренних локальных магнитных полей. С принципиальной точки зрения динамическая поляризация радиоактивных ядер откроет путь к изучению особенностей статистики и спин-спиновых взаимодействий редких ядер, позволит использовать реверс спиновой температуры для исследования квадрупольных моментов и, как мы ожидаем, может быть использована для on-line поляризации ядер, имплантируемых в поляризованную мишень. Прделанный анализ раскрывает как потенциальную физико-техническую эффективность методов ДПЯ, так и возможные ограничения на их применение.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зигбан К., Альфа-бета-гамма – спектроскопия. М., Атомизд. (1969) вып. 1, 246.
2. Куунäräinen J., e. a., The SMC polarized target. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 356, 47 (1995).
3. Борисов Н.С. и др., Препринт ОИЯИ. Дубна, ч.1, 13-10253; ч.2, 13-10257 (1976). ПТЭ, вып. 2, 32 (1978).
4. Абрагам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М., Москва, т. 2, гл. 6.
5. Кожушнер М. А., ЖЭТФ, 56, в. 1, 246 (1969).
6. Ацаркин В.А., Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках. Москва, «Наука» (1980).
7. De Boer W., Borghini M., Morimoto K., Niiinikoski N.O. and Udo F., Phys. Lett. 46A, 143 (1973).
8. De Boer W., Dynamic Orientation of Nuclei in Low Temperature. CERN, Yellow Report 74-11 (1974).
9. Джепаров Ф.С., Киселев Ю.Ф., Письма в ЖЭТФ, 68, 539 (1998).
10. Киселев Ю.Ф., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И., Черников А.Н., Краткие

- сообщения ОИЯИ, 3 (29) Дубна (1988). Сообщение ОИЯИ E14-89-195 (1989). Биллютень, **21**, 281 (1988).
11. Провоторов Б.Н., ЖЭТФ, **41**, 1582 (1961). ЖЭТФ, **42**, 882 (1962).
  12. Жаботинский М.Е., Мефёд А.Е. и Родак М.И., Письма в ЖЭТФ, **11**, 482 (1970).
  13. Adeva V. e. a., Measurement of Proton and Nitrogen Polarization in Ammonia and Test of Equal Spin Temperature. CERN Preprint, CERN-PPE/97-66. June 16 (1997). Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **419**, N 1, 60-82 (1998).
  14. Джебпаров Ф.С., ZhETF, **99**, 982 (1991). Джебпаров Ф.С., Абов Ю.Г. и др., Phys. Part. Nucl., **26**, 692 (1995).
  15. Гольдман М., Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М, Мир, 1972.
  16. Балдин А.М. и др., Кинематика Ядерных Реакций, ч. II, М., Атомиздат (1968) §§ 50, 55.
  17. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., Квантовая электродинамика, М., Наука, 69 (1980).
  18. Смарт Ж.С., Эффективное поле в теории магнетизма. М., Мир, 16 (1986).
  19. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б., Квантовая электродинамика, М., Наука, 25 (1969).
  20. Давыдов А.С., Теория атомного ядра, М., ГИФМЛ, гл. 6, (1958).
  21. Lederer M.C. e. a., Tables of Isotopes, New York (1978).
  22. Бабичев А.П. и др., Физические величины: Справочник. М., Энергоатомиздат, 1048, (1991).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 сентября 1999 года.