Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, № 4(164). С. 615–625

МЕТОДИКА ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

ИЗМЕРЕНИЕ КВАДРУПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ЭФФЕКТА ПОЯВЛЕНИЯ ВЕКТОРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ У ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА ЯДЕР

А. Я. Силенко[1]

НИУ Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета,
Минск, Белоруссия

Выведены общие соотношения, описывающие динамику спина пучков ядер с начальной тензорной и векторной поляризацией при плоскостном каналировании в изогнутых кристаллах. Проведенный анализ показывает возможность обнаружения предсказанного Барышевским и Сокольским эффекта появления векторной поляризации при плоскостном каналировании пучка ядер с начальной тензорной поляризацией. Плоскостное каналирование пучка ядер с начальной тензорной и векторной поляризацией может быть использовано для определения квадрупольных моментов нестабильных ядер с малым временем жизни вплоть до порядка 10^{-7} с. Квадрупольные моменты ядер с временем жизни порядка 10^{-7} с не могут быть измерены с помощью известных методов, включая оптические методы.

General formulas describing spin dynamics of nuclear beams with the initial tensor and vector polarization at planar channelling in bent crystals are derived. Presented analysis shows a possibility of discovering the effect of an appearance of vector polarization at planar channelling of a beam with the initial tensor polarization which was predicted by Baryshevsky and Sokolsky. Planar channelling of a beam with the initial tensor and vector polarization can be used for a determination of quadrupole moments of unstable nuclei with a short lifetime up to about 10^{-7} s. Quadrupole moments of nuclei with a lifetime of order of 10^{-7} s cannot be measured by known methods including optical methods.

PACS: 21.10.Ky; 29.27.Hj; 61.85.+p

ВВЕДЕНИЕ

Актуальной проблемой является измерение моментов нестабильных ядер, в том числе магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов. Для ядер с временем жизни более 10^{-6} с могут успешно использоваться оптические методы измерения [1]. Однако для ядер с временем жизни порядка 10^{-6} с их применение сопряжено со значительными трудностями, а для более короткоживущих ядер они неприменимы. Таким

[1] E-mail: silenko@inp.minsk.by

образом, измерение магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов ядер с временем жизни порядка 10^{-6}–10^{-7} с является серьезной проблемой.

В работе Барышевского [2] (см. также [3]) было впервые показано, что при плоскостном каналировании в изогнутых кристаллах происходит значительный поворот спина частиц и ядер, и предложено использовать этот эффект для определения магнитных моментов короткоживущих частиц. Простая зависимость между углами поворота частиц и их спина в изогнутых кристаллах была найдена Любошицем [4]. В таких кристаллах центробежная сила, действующая на движущиеся по искривленной траектории частицы или ядра, компенсируется силой Кулона, что приводит к появлению достаточно сильного электрического поля, вращающего спин. Эффект вращения спина экспериментально наблюдался в [5, 6]. Как показано в работе Барышевского и Сокольского [7], для частиц (ядер, ионов) со спином $I \geqslant 1$ наличие у них мультипольных моментов, в первую очередь квадрупольного, приводит к повороту и осцилляциям спина в неоднородном электрическом поле даже при движении в прямых кристаллах. Эти эффекты обусловлены взаимным преобразованием векторной и тензорной поляризации, детально описанным в [3, 8]. Одним из наиболее интересных следствий такого взаимного преобразования является эффект появления векторной поляризации при плоскостном каналировании пучка ядер (частиц) с начальной тензорной поляризацией, даже если начальная векторная поляризация равна нулю (см. [7]). В данном случае эффект обусловлен квадратичным по спину взаимодействием квадрупольных моментов ядер с неоднородным электрическим полем плоскостей. Подобный эффект существует и для пучков ядер в накопительных кольцах (см. [9–12] и цитированную там литературу), и здесь причиной его существования является наличие у ядер тензорных электрической и магнитной поляризуемостей.

Барышевский и Шехтман [13] исследовали возможность использования эффекта осцилляций спина при плоскостном каналировании в прямых кристаллах для измерения квадрупольных моментов короткоживущих частиц, в частности Ω^--гиперона ($\tau = 0{,}8 \cdot 10^{-10}$ с), и произвели детальный анализ условий проведения соответствующего эксперимента. В работе Барышевского и Гуринович [14] систематизированы спин-тензорные эффекты, имеющие место при каналировании в прямых и изогнутых кристаллах, и показано, что каналирование пучков ядер позволяет измерить их тензорные электрическую и магнитную поляризуемости.

В настоящее время новые возможности применения каналирования для измерения квадрупольных моментов нестабильных ядер открываются в связи с введением в строй ускорителя ядер — нуклотрона Объединенного института ядерных исследований (Дубна).

В данной работе производится детальный расчет спин-тензорных эффектов при каналировании пучков поляризованных ядер в изогнутых кристаллах. Для каналирования в прямых кристаллах такой расчет был выполнен в [7]. В этой работе были описаны и все основные поляризационные эффекты, включая эффект появления векторной поляризации у пучка с начальной тензорной поляризацией. Использование изогнутых кристаллов имеет то важное преимущество, что позволяет избежать попадания в поляриметр квазиканалированных и деканалированных ядер. Проводимый количественный анализ подтверждает сделанный в [7] вывод о большой величине наблюдаемых эффектов и показывает возможность экспериментального наблюдения предсказанного в [7] появления векторной поляризации у пучка с начальной тензорной поляризацией. Мы считаем чрезвычайно важным, что результаты, получаемые в настоящей работе при помощи метода, принципиально отличающегося от использованного Барышевским и Сокольским [7], полностью согласуются с результатами работы [7].

Таким образом, использование плоскостного каналирования позволяет измерить квадрупольные моменты нестабильных ядер с временем жизни порядка 10^{-7} с и более, в то время как другие существующие методы не позволяют измерить моменты столь короткоживущих ядер.

В работе используется система единиц $\hbar = c = 1$.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ И ЯДЕР С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ КРИСТАЛЛА ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

При плоскостном каналировании поле плоскостей характеризуется четным потенциалом $\Phi(x) = \Phi(-x)$. Для движущихся в режиме каналирования ядер, заряд которых положителен, можно использовать гармонический потенциал:

$$\Phi(x) = \frac{ax^2}{2}, \quad a = \frac{8U_0}{d_p^2}, \tag{1}$$

где U_0 — максимальное значение потенциала; d_p — расстояние между кристаллическими плоскостями. Будем считать, что кристалл изогнут таким образом, что плоскость изгиба перпендикулярна кристаллическим плоскостям, а радиус кривизны равен R. Выберем определенную точку траектории частицы (ядра) в качестве начала отсчета и направим ось y вдоль нормали к системе плоскостей, а ось x — перпендикулярно оси y в направлении изгиба. Оси x и y лежат в плоскости движения частицы. Движение частицы в изогнутом кристалле эквивалентно ее движению в прямом кристалле, при котором частица обладает дополнительной потенциальной энергией

$$W = -\frac{p_y v_y x}{R} = -\frac{\epsilon^2 - m^2}{\epsilon R} x, \tag{2}$$

где v — скорость частицы; $\epsilon = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$ — ее кинетическая энергия. При каналировании частицы движутся под малыми углами к кристаллическим плоскостям, а полная энергия частицы E приблизительно равна кинетической ($E \approx \epsilon$). Центробежная сила компенсируется силой Кулона, обеспечивающей устойчивое движение частицы. Угловая скорость вращения спина в соответствии с уравнением Томаса–Баргманна–Мишеля–Телегди [17–19] имеет вид

$$\mathbf{\Omega} = \frac{e}{m}\left(\frac{g-2}{2} + \frac{1}{\gamma+1}\right)(\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}), \tag{3}$$

где $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$. В рассматриваемом случае усредненные компоненты вектора угловой скорости вращения спина равны ($\gamma = \epsilon/m$) [2–4, 20]:

$$\Omega_x = \Omega_y = 0, \quad \Omega_z = a\frac{(\gamma^2-1)^{3/2}}{\gamma^2 R}\left(\frac{g-2}{2} + \frac{1}{\gamma+1}\right). \tag{4}$$

В работе Любошица [4] установлено существование простой связи между угловой скоростью прецессии спина Ω_z и поворота импульса ω_z частицы, движущейся в электрическом поле:

$$\Omega_z = \left(\frac{g-2}{2}\frac{\gamma^2-1}{\gamma} + \frac{\gamma-1}{\gamma}\right)\omega_z. \tag{5}$$

Аналогичная связь имеет место между углами поворота направлений спина и импульса. Однако поворот спина нерелятивистских ядер ($\gamma - 1 \ll \gamma$) даже существенно меньше, чем поворот их импульса, и является пренебрежимо малым.

Быстрый рост отношения Ω_z/ω_z с увеличением γ позволяет измерить магнитные моменты короткоживущих релятивистских частиц [2].

Обычно измеряется поворот спина относительно направления импульса, угловая скорость которого равна (см. [21]):

$$\boldsymbol{\omega}_a = \frac{e}{m}\left(\frac{g-2}{2} - \frac{1}{\gamma^2-1}\right)(\boldsymbol{\beta}\times\mathbf{E}). \tag{6}$$

В рассматриваемом случае

$$(\omega_a)_z = a\frac{(\gamma^2-1)^{3/2}}{\gamma^2 R}\left(\frac{g-2}{2} - \frac{1}{\gamma^2-1}\right). \tag{7}$$

В прямых кристаллах среднее электрическое поле равно нулю, и оно не оказывает воздействия на магнитные моменты ядер. В изогнутых кристаллах наличие такого воздействия приводит к появлению в зависящей от спина части оператора взаимодействия частицы с внешним полем слагаемого, которое в системе отсчета, вращающейся вместе с частицей, равно $\mathbf{I}\cdot\boldsymbol{\omega}_a$ [15].

Оператор тензора квадрупольного момента определяется выражением

$$Q_{ij} = \frac{3Q}{2I(2I-1)}\left[I_iI_j + I_jI_i - \frac{2}{3}I(I+1)\delta_{ij}\right], \tag{8}$$

где I — спин частицы ($I \geqslant 1$); I_i — проекции оператора спина; Q — квадрупольный момент. Энергия взаимодействия, обусловленная электрическими квадрупольными моментами ядер, имеет вид

$$V_q = \frac{1}{6}Q_{xx}\frac{\partial^2\Phi(x)}{\partial x^2} = \frac{a}{6}Q_{xx}. \tag{9}$$

Зависящая от спина часть энергии взаимодействия (9) равна

$$V = \frac{aQ}{2I(2I-1)}I_x^2. \tag{10}$$

Для рассматриваемой задачи релятивистскими поправками к этой формуле можно пренебречь.

Результирующее выражение для оператора Гамильтона частицы во внешнем поле в системе отсчета, вращающейся вместе с частицей, имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + I_z(\omega_a)_z + \frac{aQ}{2I(2I-1)}I_x^2. \tag{11}$$

2. БАЗИСНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Поляризация частиц (ядер) описывается трехкомпонентным вектором поляризации $\mathbf{P}$ и имеющим пять независимых компонент тензором поляризации P_{ij}:

$$P_i = \frac{\langle I_i \rangle}{I}, \quad P_{ij} = \frac{3\langle I_i I_j + I_j I_i \rangle - 2I(I+1)\delta_{ij}}{2I(2I-1)}, \tag{12}$$

где $P_{ij} = P_{ji}$ и $P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} = 1$. Угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю частиц, а i, j обозначают проекции на оси x, y, z.

В работах [7,13] и в работе автора [22], также посвященной исследованию динамики спина частиц в среде, обусловленной взаимодействием магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов с электрическим полем, задача решалась путем анализа операторных уравнений движения спина. В настоящей работе для исследования проблемы мы используем другой хорошо известный метод квантовой механики, базирующийся на использовании спиновых амплитуд и уравнения для матричного гамильтониана [23]. Этот метод был успешно применен для описания динамики спина, обусловленной тензорными электрической и магнитной поляризуемостями частиц и ядер, в накопительных кольцах [12, 15, 16]. Сравнение результатов, полученных этим методом, с соответствующими результатами, ранее полученными в работах [9, 10, 24–27] путем решения операторных уравнений движения спина, показало их полную совместимость [15]. В то же время использование метода спиновых амплитуд зачастую существенно упрощает анализ динамики спина, поскольку эволюция трехкомпонентной спиновой волновой функции (аналога двухкомпонентного спинора для частиц со спином 1/2) рассчитывается проще, чем эволюция трех компонент вектора поляризации и пяти независимых компонент тензора поляризации.

Известно, что формализм, базирующийся на двухкомпонентных спинорах и матрицах Паули, применим для описания вращения вектора поляризации частиц с любым спином. Аналогично, использование трехкомпонентных спиновых волновых функций позволяет адекватно описывать эволюцию векторной и тензорной поляризации частиц со спином $I \geqslant 3/2$, если только высшие мультипольные моменты, содержащие произведения трех и более спиновых матриц, не принимаются во внимание.

Уравнение для матричного гамильтониана H, описывающее эволюцию спиновой волновой функции Ψ, имеет вид

$$i\frac{d\Psi}{dt} = H\Psi, \quad \Psi = \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_0(t) \\ C_{-1}(t) \end{pmatrix}, \quad H_{ij} = \langle i|\mathcal{H}|j\rangle, \tag{13}$$

где H — матрица 3×3; ее компоненты H_{ij} — это матричные элементы оператора Гамильтона $\mathcal{H}$; амплитуды C_i характеризуют состояния с соответствующей проекцией спина на избранное направление (ось z) и $i, j = 1, 0, -1$.

Как правило, матричный гамильтониан совпадает с оператором Гамильтона, представленным в матричной форме. Это совпадение является следствием того обстоятельства, что используемый оператор Гамильтона не зависит от координат [16].

Матричный гамильтониан для исследуемого случая имеет такой же вид, как в работах [12, 15, 16]:

$$H = \begin{pmatrix} E_0+\omega_0+\mathcal{A} & 0 & \mathcal{A} \\ 0 & E_0+2\mathcal{A} & 0 \\ \mathcal{A} & 0 & E_0-\omega_0+\mathcal{A} \end{pmatrix}, \tag{14}$$

где E_0 — нулевой уровень энергии, $\omega_0 \equiv (\omega_a)_z$. Для рассматриваемой задачи

$$\mathcal{A} = \frac{aQ}{4I(2I-1)}. \tag{15}$$

Как следует из результатов предыдущего раздела, для нерелятивистских ядер величина ω_0 по модулю приблизительно равна угловой скорости вращения единичного вектора $\mathbf{N}$, определяющего направление вектора импульса.

Мы рассматриваем случай, когда частица или ядро имеет фиксированную проекцию спина ($I_l = +1, 0$ или -1) на выделенное направление $\mathbf{l}$, определяемое сферическими углами θ и ψ. Собственные волновые функции состояний с фиксированными проекциями спина на ось $\mathbf{l}$ определяются соотношениями [12]

$$\psi_{-1} = \mathrm{e}^{i\alpha_1} \begin{pmatrix} -\sin^2(\theta/2)\,\mathrm{e}^{-i\psi} \\ \sqrt{2}\sin(\theta/2)\cos(\theta/2) \\ -\cos^2(\theta/2)\,\mathrm{e}^{i\psi} \end{pmatrix}, \psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{e}^{i\alpha_2} \begin{pmatrix} -\sin\theta\,\mathrm{e}^{-i\psi} \\ \sqrt{2}\cos\theta \\ \sin\theta\,\mathrm{e}^{i\psi} \end{pmatrix},$$
$$\psi_1 = \mathrm{e}^{i\alpha_3} \begin{pmatrix} \cos^2(\theta/2)\,\mathrm{e}^{-i\psi} \\ \sqrt{2}\sin(\theta/2)\cos(\theta/2) \\ \sin^2(\theta/2)\,\mathrm{e}^{i\psi} \end{pmatrix}, \tag{16}$$

где α_1, α_2 и α_3 — произвольные фазы.

Зависимость компонент вектора и тензора поляризации от трех компонент спиновой волновой функции определяется уравнениями

$$\begin{gathered} P_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(C_1C_0^* + C_1^*C_0 + C_0C_{-1}^* + C_0^*C_{-1}), \\ P_y = \frac{i}{\sqrt{2}}(C_1C_0^* - C_1^*C_0 + C_0C_{-1}^* - C_0^*C_{-1}), \quad P_z = (C_1C_1^* - C_{-1}C_{-1}^*), \\ P_{xx} = \frac{3}{2}(C_1C_{-1}^* + C_1^*C_{-1} + C_0C_0^*) - \frac{1}{2}, \\ P_{yy} = -\frac{3}{2}(C_1C_{-1}^* + C_1^*C_{-1} - C_0C_0^*) - \frac{1}{2}, \\ P_{zz} = C_1C_1^* - 2C_0C_0^* + C_{-1}C_{-1}^*, \quad P_{xy} = i\frac{3}{2}(C_1C_{-1}^* - C_1^*C_{-1}), \\ P_{xz} = \frac{3}{2\sqrt{2}}(C_1C_0^* + C_1^*C_0 - C_0C_{-1}^* - C_0^*C_{-1}), \\ P_{yz} = i\frac{3}{2\sqrt{2}}(C_1C_0^* - C_1^*C_0 - C_0C_{-1}^* + C_0^*C_{-1}). \end{gathered} \tag{17}$$

Рассматриваемая задача эквивалентна исследованной в [12], и мы будем использовать полученные там результаты.

3. ЭВОЛЮЦИЯ СПИНА ЧАСТИЦ И ЯДЕР

Наилучшие условия для измерения квадрупольных моментов нестабильных ядер достигаются при использовании пучков ядер с начальной тензорной поляризацией. В этом случае можно ограничиться рассмотрением пучков с нулевой проекцией спина на выделенное направление. Когда это направление определяется сферическими углами θ и ψ, начальная поляризация определяется соотношениями

$$\begin{gathered} \mathbf{P}(0)=0, \quad P_{xx}(0)=1-3\sin^2\theta\cos^2\psi, \quad P_{yy}(0)=1-3\sin^2\theta\sin^2\psi, \\ P_{zz}(0)=1-3\cos^2\theta, \quad P_{xy}(0)=-\frac{3}{2}\sin^2\theta\sin(2\psi), \\ P_{xz}(0)=-\frac{3}{2}\sin(2\theta)\cos\psi, \quad P_{yz}(0)=-\frac{3}{2}\sin(2\theta)\sin\psi. \end{gathered} \tag{18}$$

Общее уравнение, описывающее эволюцию вектора поляризации, имеет вид [12]

$$\begin{gathered} P_x(t)=\sin(2\theta)\left\{-\left[\cos(\omega' t)\sin\psi+\frac{\omega_0}{\omega'}\sin(\omega' t)\cos\psi\right]\sin(\mathcal{A}t)+\frac{\mathcal{A}}{\omega'}\sin(\omega' t)\cos(\mathcal{A}t)\sin\psi\right\}, \\ P_y(t)=\sin(2\theta)\left\{\left[\cos(\omega' t)\cos\psi-\frac{\omega_0}{\omega'}\sin(\omega' t)\sin\psi\right]\sin(\mathcal{A}t)+\frac{\mathcal{A}}{\omega'}\sin(\omega' t)\cos(\mathcal{A}t)\cos\psi\right\}, \\ P_z(t)=-\frac{2\mathcal{A}}{\omega'}\sin^2\theta\sin(\omega' t)\left[\cos(\omega' t)\sin(2\psi)+\frac{\omega_0}{\omega'}\sin(\omega' t)\cos(2\psi)\right], \end{gathered} \tag{19}$$

где

$$\omega'=\sqrt{\omega_0^2+\mathcal{A}^2}. \tag{20}$$

В предельном случае $\mathcal{A}t\ll 1$ для каналирования в изогнутом кристалле, пренебрегая $\mathcal{A}^2$ по сравнению с ω_0^2, находим

$$\begin{aligned} P_x(t)&=\mathcal{A}\sin(2\theta)\left[-t\sin(\omega_0 t+\psi)+\frac{1}{\omega_0}\sin(\omega_0 t)\sin\psi\right], \\ P_y(t)&=\mathcal{A}\sin(2\theta)\left[t\cos(\omega_0 t+\psi)+\frac{1}{\omega_0}\sin(\omega_0 t)\cos\psi\right], \\ P_z(t)&=-\frac{2\mathcal{A}}{\omega_0}\sin^2\theta\sin(\omega_0 t)\sin(\omega_0 t+2\psi). \end{aligned} \tag{21}$$

При каналировании в прямом кристалле $\omega_0=0$, используя соотношения (18) для начальной поляризации, можно привести уравнение (19) к виду

$$P_x(t)=0, \quad P_y(t)=-\frac{2}{3}P_{xz}(0)\sin(2\mathcal{A}t), \quad P_z(t)=\frac{2}{3}P_{xy}(0)\sin(2\mathcal{A}t). \tag{22}$$

Уравнения (19), (22) показывают, что для пучка с начальной тензорной (и нулевой векторной) поляризацией имеет место описанный в [7] эффект появления векторной поляризации при плоскостном каналировании. Вектор поляризации приобретает ненулевые проекции на три декартовы оси для изогнутых и на оси y, z для прямых кристаллов.

Когда начальная поляризация пучка является векторной и ее направление определяется сферическими углами θ и ψ, имеют место следующие соотношения:

$$\begin{gathered}
P_x(0) = \sin\theta\cos\psi, \quad P_y(0) = \sin\theta\sin\psi, \quad P_z(0) = \cos\theta, \\
P_{xx}(0) = \frac{3}{2}\sin^2\theta\cos^2\psi - \frac{1}{2}, \quad P_{yy}(0) = \frac{3}{2}\sin^2\theta\sin^2\psi - \frac{1}{2}, \\
P_{zz}(0) = \frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}, \quad P_{xy}(0) = \frac{3}{4}\sin^2\theta\sin(2\psi), \\
P_{xz}(0) = \frac{3}{4}\sin(2\theta)\cos\psi, \quad P_{yz}(0) = \frac{3}{4}\sin(2\theta)\sin\psi.
\end{gathered} \tag{23}$$

Ограничимся исследованием эволюции z-компоненты вектора поляризации. В общем случае [12]

$$\begin{aligned}
P_z(t) = \left[1 - \frac{2\mathcal{A}^2}{\omega'^2}\sin^2(\omega' t)\right]\cos\theta + \\
+ \frac{\mathcal{A}}{\omega'}\sin^2\theta\sin(\omega' t)\Big[\cos(\omega' t)\sin(2\psi) + \frac{\omega_0}{\omega'}\sin(\omega' t)\cos(2\psi)\Big].
\end{aligned} \tag{24}$$

Легко видеть, что для векторной поляризации эффект в два раза меньше, чем для тензорной, и имеет противоположный знак.

Для каналирования в изогнутом кристалле при $\mathcal{A}t \ll 1$

$$P_z(t) = \cos\theta + \frac{\mathcal{A}}{\omega_0}\sin^2\theta\sin(\omega_0 t)\sin(\omega_0 t + 2\psi). \tag{25}$$

Для каналирования в прямом кристалле

$$P_z(t) = P_z(0)\cos(2\mathcal{A}t) + \frac{2}{3}P_{xy}(0)\sin(2\mathcal{A}t). \tag{26}$$

В этом случае помимо осцилляций спина [7,13] появляется дополнительная векторная поляризация. Если пучок имеет начальную горизонтальную векторную поляризацию ($\theta = \pi/2$), то как в изогнутых, так и в прямых кристаллах он приобретает и вертикальную векторную поляризацию.

Уравнения (22), (26) полностью согласуются с соответствующими уравнениями, выведенными в [7]. Таким образом, правильность результатов, полученных в этой работе, подтверждена при помощи метода, принципиально отличающегося от использованного в [7].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Анализируемые в настоящей работе эффекты имеют место как для изогнутых, так и для прямых кристаллов. Однако использование изогнутых кристаллов имеет то важное преимущество, что позволяет почти исключить регистрацию в поляриметре квазиканалированных и деканалированных ядер. Такие ядра имеют достаточно большую поперечную энергию и последовательно пересекают ряд плоскостей кристалла. Поскольку величина $\partial^2\Phi(x)/\partial x^2$ пропорциональна плотности заряда в кристалле $\rho(x)$, а средний заряд в кристалле равен нулю, то очевидно, что среднее значение данной величины для каналированных, квазиканалированных и деканалированных ядер очень сильно различается. Следует отметить, что для квазиканалированных ядер среднее значение величины $\partial^2\Phi(x)/\partial x^2$ не равно нулю вследствие зависимости скорости поперечного движения от x. Исключение квазиканалированных и деканалированных ядер существенно уменьшает систематическую ошибку. Хотя квазиканалированные ядра могут вернуться в режим каналирования (так называемый объемный возврат), их число сравнительно невелико. Отметим также, что, поскольку в реальных кристаллах величина $\partial^2\Phi(x)/\partial x^2$ зависит от x в соответствии с распределением плотности заряда, средние значения этой величины для каналирования в прямых и изогнутых кристаллах могут несколько различаться.

Полученные в предыдущем разделе формулы дают детальное описание эволюции спина частиц и ядер со спином $I \geqslant 1$ в прямых и изогнутых кристаллах. Пучок ядер (частиц) с начальной тензорной поляризацией (и нулевой векторной) при плоскостном каналировании как в прямых, так и в изогнутых кристаллах приобретает векторную поляризацию. Принципиально важно, что данный эффект, предсказанный в [7], не может быть обусловлен остаточными магнитными полями и другими систематическими ошибками эксперимента, приводящими к вращению спина, поскольку оно не ведет к появлению векторной поляризации у тензорно поляризованного пучка. Этот интересный эффект может быть впервые обнаружен при плоскостном каналировании пучков ядер, причем для его обнаружения можно использовать и стабильные ядра.

Когда появляющаяся вертикальная поляризация достаточно велика (порядка единицы), использование пучков с начальной векторной поляризацией может быть более предпочтительным для измерения квадрупольных моментов, поскольку получение векторно-поляризованных пучков ядер является более простой экспериментальной задачей.

Очевидно, что для ядер возможность проведения эксперимента лимитирована их временем жизни. Пучок ядер необходимо ускорить и пропустить через блок кристаллов (или одиночный кристалл) и поляриметр. Если пучок ускоряется до скоростей порядка 10^7 м/с и суммарная длина установки составляет один или несколько метров, то время жизни ядер по порядку величины должно быть 10^{-7} с и более. Очевидно, что путем использования плоскостного каналирования можно измерить квадрупольные моменты более короткоживущих ядер, чем с помощью оптических методов.

Оценим величину квадрупольного момента, который можно измерить в предлагаемом эксперименте. Для скоростей ядер порядка 10^7 м/с и суммарной длины кристаллов порядка 0,1 м $t \sim 10^{-8}$ с. Для каналирования в направлении, перпендикулярном плоскостям (110) в кристалле кремния, $U_0 = 22$ эВ, $d_p = 1{,}92 \cdot 10^{-10}$ м и $a = 4{,}8 \cdot 10^{21}$ эВ/м^2. Экспериментально можно надежно зарегистрировать и измерить вертикальную поляризацию порядка 10 %. При указанных условиях такая поляризация создается квадрупольным моментом порядка 10^{-29} м^2, или 0,1 б. Как правило, квадрупольные моменты нестабильных ядер на один или несколько порядков больше. В результате вертикальная поляризация пучка, прошедшего кристаллы, оказывается порядка единицы. Как следствие, квадрупольные моменты могут быть надежно измерены при использовании пучков как с начальной тензорной, так и с начальной векторной поляризацией. Эта оценка согласуется со сделанной в [7]. Таким образом, в предлагаемом эксперименте квадрупольные моменты нестабильных ядер, удовлетворяющих указанному выше ограничению на время жизни, могут быть измерены с достаточно высокой точностью. Использование нуклотрона Объединенного института ядерных исследований позволяет получать пучки ядер, параметры которых делают возможным проведение данного эксперимента.

Автор выражает глубокую благодарность В. Г. Барышевскому за сделанные замечания и обсуждение полученных результатов. Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант Ф10Д-001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гангрский Ю. П.* Оптические методы в исследованиях атомных ядер // Сорос. образов. журн. 2000. Т. 6, № 8. С. 93–99.
2. *Барышевский В. Г.* Вращение спина ультрарелятивистских частиц, пролетающих через кристалл // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 3. С. 182–184.
3. *Baryshevsky V. G.* Spin Oscillations of High-Energy Particles (Nuclei) Passing through Matter and the Possibility of Measuring the Spin-Dependent Part of the Amplitude of Zero-Angle Elastic Coherent Scattering // J. Phys. G. 1993. V. 19, No. 2. P. 273–282.
4. *Любошиц В. Л.* Поворот спина при отклонении релятивистской заряженной частицы в электрическом поле // ЯФ. 1980. Т. 31, вып. 4. С. 702–708.
5. *Chen D. et al.* First Observation of Magnetic Moment Precession of Channeled Particles in Bent Crystals // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69, No. 23. P. 3286–3289.
6. *Khanzadeev A. V. et al.* Experiment to Observe the Spin Precession of Channeled Relativistic Sigma-Plus Hyperons // Nucl. Instr. Meth. B. 1996. V. 119, No. 5. P. 266–270.
7. *Барышевский В. Г., Сокольский А. А.* О существовании эффекта осцилляций поляризации быстрой каналированной частицы, обусловленного ее квадрупольным моментом // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 23. С. 1419–1421.
8. *Baryshevsky V. G.* Birefringence of Particles (Nuclei, Atoms) of Spin $S \geqslant 1$ in Matter // Phys. Lett. A. 1992. V. 171, No. 5–6. P. 431–434.
9. *Baryshevsky V., Shirvel A.* The Deuteron (Nuclei) Birefringence Effect in a Matter and in an Electric Field and the Searches for an EDM of a Deuteron (Nucleus) Rotating in a Storage Ring. hep-ph/0503214. 2005.
10. *Baryshevsky V. G.* Deuteron Birefringence Effect in Matter and Electric Fields and Experiments for Measurement of the EDM of Deuterons (Nuclei) Rotating in a Storage Ring // STORI 2005: Conf. Proc. Schriften des Forschungszentrums Jülich. Matter and Materials. 2005. V. 30. P. 227–230.
11. *Baryshevsky V. G.* Rotation of Particle Spin in a Storage Ring with a Polarized Beam and Measurement of the Particle EDM, Tensor Polarizability and Elastic Zero-Angle Scattering Amplitude // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2008. V. 35, No. 3. P. 035102.
12. *Silenko A. J.* Potential for Measurement of the Tensor Polarizabilities of Nuclei in Storage Rings by the Frozen Spin Method // Phys. Rev. C. 2009. V. 80, No. 4. P. 044315.
13. *Baryshevsky V. G., Shechtman A. G.* Spin Oscillation and the Possibility of Quadrupole Moment Measurement for Ω-hyperons Moving in a Crystal // Nucl. Instr. Meth. B. 1993. V. 83, No. 1–2. P. 250–254.
14. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* Spin Rotation and Oscillations of High Energy Particles in a Crystal and Possibility to Measure the Quadrupole Moments and Tensor Polarizabilities of Elementary Particles and Nuclei // Nucl. Instr. Meth. B. 2006. V. 252, No. 1. P. 136–141.
15. *Silenko A. J.* Tensor Electric Polarizability of the Deuteron in Storage-Ring Experiments // Phys. Rev. C. 2007. V. 75, No. 1. P. 014003.

16. *Silenko A. J.* Potential for Measurement of the Tensor Polarizabilities of Nuclei in Storage Rings by the Frozen Spin Method // Phys. Rev. C. 2008. V. 77, No. 2. P. 021001.
17. *Thomas L. H.* The Motion of the Spinning Electron // Nature (London). 1926. V. 117, No. 2945. P. 514.
18. *Thomas L. H.* The Kinematics of an Electron with an Axis // Philos. Mag. (Ser. 7). 1927. V. 3, No. 13. P. 1–22.
19. *Bargmann V., Michel L., Telegdi V. L.* Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2, No. 10. P. 435–436.
20. *Силенко А. Я.* Квантово-механическое описание поворота спина частиц при каналировании // ЖЭТФ. 1995. Т. 107, №4. С. 1240–1246.
21. *Silenko A. J.* Equation of Spin Motion in Storage Rings in the Cylindrical Coordinate System // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2006. V. 9, No. 3. P. 034003.
22. *Силенко А. Я.* Движение спина частиц в неоднородном электромагнитном поле // ЖЭТФ. 2003. Т. 123, вып. 5. С. 883–890.
23. *Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M.* The Feynman Lectures on Physics. V. 2. Reading: Addison-Wesley, 1964.
24. *Baryshevsky V. G.* Birefringence Effect in the Nuclear Pseudoelectric Field of Matter and an External Electric Field for a Deuteron (Nucleus) Rotating in a Storage Ring. hep-ph/0504064. 2005.
25. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* Spin Rotation and Birefringence Effect for a Particle in a High Energy Storage Ring and Measurement of the Real Part of the Coherent Elastic Zero-Angle Scattering Amplitude, Electric and Magnetic Polarizabilities. hep-ph/0506135. 2005.
26. *Baryshevsky V. G.* About Influence of the Deuteron Electric and Magnetic Polarizabilities on Measurement of the Deuteron EDM in a Storage Ring. hep-ph/0510158. 2005.
27. *Baryshevsky V. G.* Spin Rotation of Polarized Beams in High Energy Storage Ring. hep-ph/0603191. 2006.

Получено 23 сентября 2010 г.