

## Особенности движения частиц со спином $1/2$ в некомпланарном магнитном поле

Д.А. Татарский, А.В. Петренко, С.Н. Вдовичев,  
О.Г. Удалов, Ю.В. Никитенко, А.А. Фраерман

*Показано, что необходимым условием невязимости рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов является некомпланарность пространственного распределения магнитной индукции в рассеивателе. Проведён эксперимент по прохождению нейтронов через систему магнитных зеркал, в котором величина невязимости достигает 75 %.*

**Ключевые слова:** магнетизм, нейтроны, некомпланарность, невязимость

PACS numbers: 03.65.Nk, 28.20. – v, 85.75. – d

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037762

### Содержание

1. Введение (654).
  2. Необходимые условия невязимости рассеяния (655).
  3. Эксперимент (655).
  4. Заключение (657).
- Список литературы (658).

### 1. Введение

Изучение особенностей движения частиц со спином  $1/2$  в неоднородном магнитном поле, являясь традиционной областью физики, продолжает привлекать к себе внимание исследователей. По-прежнему актуальной остаётся проблема нахождения распределения магнитного момента в веществе по рассеянию нейтронов. Как известно [1], взаимодействие тепловых нейтронов с веществом описывается уравнением Шрёдингера с паулиевским слагаемым. Аналогичным уравнением описывается движение электронов проводимости в ферромагнетиках в рамках  $s-d$ -модели [2]. Таким образом, основные закономерности движения нейтронов в веществах с неоднородным распределением магнитной индукции и движения электронов в проводящих ферромагнетиках с неод-

нородным распределением намагнитченности могут быть рассмотрены с общих позиций.

Свойства движения частиц со спином  $1/2$  определяются числом компонент неоднородного магнитного поля. Если распределение магнитного поля коллинеарно, то спин частицы сохраняется в процессе её движения. В неколлинеарном поле происходят процессы рассеяния с изменением спинового состояния, что приводит, например, к зеемановскому расщеплению пучка нейтронов [3–5] и перемагничиванию ферромагнитного слоя при пропускании через него спин-поляризованного тока [6, 7].

В общем случае распределение магнитного поля некомпланарно. Некомпланарность магнитной структуры приводит к новым физическим явлениям. Предсказаны существование незатухающего электрического тока в мезоскопических кольцах с некомпланарной магнитной структурой [8, 9] и явление "топологического" эффекта Холла, наблюдавшегося в решётках магнитных скирмионов [10]. В работах [11, 12] описаны эффект выпрямления электрического тока и фотогальванический эффект в ферромагнетиках с конусной магнитной спиралью. С точки зрения теории рассеяния все перечисленные выше эффекты представляют собой проявления "невязимости" рассеяния спиновых частиц в неоднородных магнитных полях, т.е. зависимости сечения рассеяния от перемены местами источника и приёмника частиц без изменения знака магнитного поля [13].

Отметим, что условия нарушения взаимности упругого рассеяния частиц со спином  $1/2$  до недавнего времени не были установлены и большинство из предсказанных для некомпланарных систем эффектов не обнаружено. В настоящей статье представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований "невязимости" рассеяния тепловых нейтронов системами с некомпланарным распределением магнитного поля.

Д.А. Татарский, С.Н. Вдовичев, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман.  
Институт физики микроструктур РАН,  
ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация  
E-mail: tatarsky@ipmras.ru

А.В. Петренко, Ю.В. Никитенко.  
Объединённый институт ядерных исследований,  
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,  
Российская Федерация

Статья поступила 4 марта 2016 г.

## 2. Необходимые условия невязимности рассеяния

Покажем, что необходимым условием невязимности рассеяния частиц является некомпланарность распределения магнитного поля (см. также [14]). Для этого рассмотрим преобразование волновой функции уравнения Шрёдингера с паулиевским слагаемым при вращении магнитного поля. Уравнение Шрёдингера с магнитным полем  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ , повернутым в каждой точке относительно оси  $\mathbf{n}$  на один и тот же угол  $\alpha$ , имеет вид

$$\left( \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hat{V}(\mathbf{r}) + \mu(\hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \mathbf{B}(\mathbf{r})) \right) \hat{\psi}'(\mathbf{r}) = E \hat{\psi}'(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\hat{R}_{\mathbf{n},\alpha}$  — оператор поворота вектора относительно оси  $\mathbf{n}$  на угол  $\alpha$ ,  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$  — вектор матриц Паули. Предположим, что волновая функция в повернутом магнитном поле  $\hat{\psi}'$  связана с волновой функцией исходного уравнения Шрёдингера  $\hat{\psi}$  следующим соотношением:

$$\hat{\psi}'(\mathbf{r}) = \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{\psi}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где  $\hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}$  — оператор поворота спинора относительно оси  $\mathbf{n}$  на угол  $\alpha$ . Действуя эрмитово сопряжённым оператором  $\hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}^+$  на левую и правую части уравнения (1), получим

$$\left( \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hat{V}(\mathbf{r}) + \mu(\hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}^+ \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \mathbf{B}(\mathbf{r})) \right) \hat{\psi}(\mathbf{r}) = E \hat{\psi}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Используя коммутационные соотношения для матриц Паули, находим

$$\begin{aligned} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}^+ \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha} &= \left[ \cos \frac{\alpha}{2} - i \sin \frac{\alpha}{2} (\mathbf{n} \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \right] \hat{\boldsymbol{\sigma}} \left[ \cos \frac{\alpha}{2} + i \sin \frac{\alpha}{2} (\mathbf{n} \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \right] = \\ &= \cos^2 \frac{\alpha}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} + i \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2} [\hat{\boldsymbol{\sigma}}(\mathbf{n} \hat{\boldsymbol{\sigma}}) - (\mathbf{n} \hat{\boldsymbol{\sigma}})\hat{\boldsymbol{\sigma}}] + \\ &+ \sin^2 \frac{\alpha}{2} (\mathbf{n} \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \hat{\boldsymbol{\sigma}} (\mathbf{n} \hat{\boldsymbol{\sigma}}) = \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cos \alpha + \sin \alpha (\mathbf{n} \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}) = \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{\boldsymbol{\sigma}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Учитывая, что  $\hat{R}_{\mathbf{n},\alpha}^+ = \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha}^{-1}$ , получаем

$$\begin{aligned} (\hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{\boldsymbol{\sigma}})(\hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \mathbf{B}(\mathbf{r})) &= \hat{\boldsymbol{\sigma}}(\hat{R}_{\mathbf{n},\alpha}^+ \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \\ &= \hat{\boldsymbol{\sigma}}(\hat{R}_{\mathbf{n},\alpha}^{-1} \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \hat{\boldsymbol{\sigma}} \mathbf{B}(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

Справедливость гипотезы о преобразовании волновой функции (2) при когерентном вращении магнитного поля доказана. Таким образом, одновременный поворот магнитного поля и спинора в каждой точке на одинаковый угол не изменяет паулиевского слагаемого в уравнении Шрёдингера. Из (2) следует, что амплитудные матрицы рассеяния нейтронов [13] при повороте магнитного поля связаны соотношением

$$\hat{f}' = \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{f} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}^+. \quad (5)$$

Дифференциальное сечение рассеяния вычисляется следующим образом:  $\partial\sigma/\partial\Omega = \text{Tr}[\hat{\rho} \hat{f}' \hat{f}'^+]$ , где  $\hat{\rho}$  — матрица плотности нейтронов, знак  $\text{Tr}$  означает сумму диагональных элементов матрицы, стоящей в квадратных скобках. В случае неполяризованного пучка нейтронов матрица плотности диагональна и её ненулевые элементы равны  $1/2$ . Так как под знаком следа  $\text{Tr}$  можно проводить циклическую перестановку, получим, что

дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных нейтронов в магнитном поле инвариантно относительно когерентных поворотов этого поля:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\sigma'}{\partial\Omega} &= \text{Tr}[\hat{\rho} \hat{f}' \hat{f}'^+] = \text{Tr}[\hat{\rho} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{f} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}^+ \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha} \hat{f} \hat{S}_{\mathbf{n},\alpha}^+] = \\ &= \text{Tr}[\hat{\rho} \hat{f} \hat{f}^+] = \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}, \end{aligned} \quad (6)$$

или

$$\frac{\partial\sigma(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}', \mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega} = \frac{\partial\sigma(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}', \hat{R}_{\mathbf{n},\alpha} \mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'$  — волновые векторы падающей и рассеянной частицы соответственно. С другой стороны, для любого взаимодействия частицы с магнитным полем справедлива теорема взаимности [13],

$$\frac{\partial\sigma(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}', \mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega} = \frac{\partial\sigma(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}_0, -\mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega}, \quad (8)$$

утверждающая, что сечение рассеяния не изменяется при одновременных перемене местами источника и приёмника и изменении знака магнитного поля. Отметим, что формулы (7), (8) написаны для сечения рассеяния неполяризованных нейтронов. Из (7), (8) следует, что упругое рассеяние нейтронов компланарными магнитными системами обладает дополнительной симметрией. Действительно, поворот магнитного поля на угол  $\pi$  относительно оси, допустим оси  $y$ , перпендикулярной плоскости, в которой лежат векторы магнитной индукции, соответствует изменению знака этого поля,  $\hat{R}_{y,\pi} \mathbf{B} = -\mathbf{B}$ . Тогда комбинируя теорему взаимности и инвариантность дифференциального сечения рассеяния относительно вращений, получаем следующие дополнительные соотношения при рассеянии в компланарном поле:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\sigma(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}', \mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega} &= \frac{\partial\sigma(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}_0, \mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega}, \\ \frac{\partial\sigma(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}', \mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega} &= \frac{\partial\sigma(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}', -\mathbf{B}(\mathbf{r}))}{\partial\Omega}. \end{aligned} \quad (9)$$

Соотношения (9) отвечают двум случаям рассеяния. В первом случае источник и детектор меняются местами, но знак магнитного поля остаётся неизменным. Во втором случае, наоборот, источник и детектор остаются на своих местах, а магнитное поле инвертируется в каждой точке пространства. Оба равенства (9) всегда справедливы в случае компланарного распределения магнитного поля. Если распределение магнитного поля некомпланарно, то соотношения (9) могут нарушаться. Случаи такого нарушения будем называть невязимностью, а эффекты, которые следуют из этого, — эффектами невязимного рассеяния.

## 3. Эксперимент

Несомненный интерес представляет экспериментальное доказательство невязимности прохождения нейтронов через некомпланарные магнитные системы [15].

Рассмотрим два параллельных магнитных зеркала, помещённых во внешнее магнитное поле. Магнитные моменты  $\mathbf{M}_{1,2}$  лежат в плоскости зеркал, а внешнее

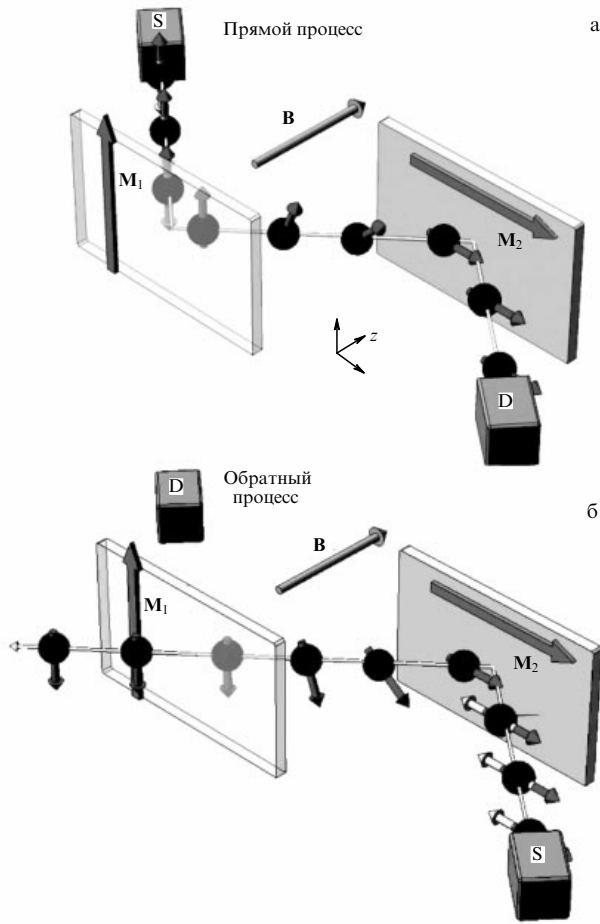


Рис. 1. (а, б) Схема невзаимной ячейки. Неполаризованный пучок нейтронов испускается источником (S) и регистрируется детектором (D). Пучок последовательно отражается от зеркал с намагниченностями  $M_1$  и  $M_2$ . Спин нейтрона прецессирует во внешнем поле  $B$  между зеркалами. Когда намагниченности зеркал перпендикулярны друг другу, интенсивности прохождения отличаются в прямом (а) и обратном (б) по времени процессах.

магнитное поле  $B$  перпендикулярно этой плоскости. В зависимости от взаимной ориентации магнитных моментов зеркал в рассматриваемой системе могут реализовываться как компланарное,  $B[M_1 \times M_1] = 0$ , так и некомпланарное,  $B[M_1 \times M_1] \neq 0$ , распределения магнитной индукции (рис. 1).

Будем считать, что магнитные зеркала являются идеальными поляризаторами. При падении нейтронов на идеальное зеркало с намагниченностью  $M_1$  полностью отражаются нейтроны с магнитным моментом, сонаправленным с  $M_1$ . Нейтроны с противоположным магнитным моментом проходят сквозь зеркало. Коэффициент прохождения неполяризованных нейтронов через систему из двух зеркал, помещённых во внешнее поле, выражается как

$$I_{\pm} = \frac{1 + \cos(\varphi \pm \beta)}{4}. \tag{10}$$

Знаки  $\pm$  в (10) соответствуют "прямому" и "обратному" (с перемены местами источника и приёмника) прохождению нейтронов через рассматриваемую ячейку. Коэффициент прохождения зависит от фазы  $\varphi = \omega\tau$ , которая приобретается в результате прецессии магнитного момента нейтрона во внешнем магнитном поле  $B$  с

частотой  $\omega = 2\mu_n B/\hbar$  за время его пролёта  $\tau$  между магнитными зеркалами, угол между магнитными моментами которых равен  $\beta$ . В соответствии с теоремой, доказанной в разделе 2, в компланарном случае ( $\beta = 0, \pi$ ) прохождение нейтронов взаимно,  $I_+(B) = I_-(B)$ , а для некомпланарного распределения магнитной индукции рассмотренная система представляет собой невзаимную ячейку,  $I_+(B) \neq I_-(B)$  или  $I_{\pm}(B) \neq I_{\pm}(-B)$ . Рисунок 1 иллюстрирует принцип функционирования этой невзаимной ячейки. После отражения от первого зеркала пучок нейтронов становится полностью поляризованным параллельно  $M_1$ .

Пусть частота прецессии и время пролёта нейтрона между зеркалами таковы, что средний магнитный момент нейтрона повернулся по часовой стрелке на угол  $\pi/2$  и совпал по направлению с магнитным моментом второго зеркала  $M_2$  (рис. 1а). При этом коэффициент отражения от второго зеркала равен единице и коэффициент прохождения через всю систему максимален (равен  $1/2$ ). При смене порядка отражения от зеркал поворот магнитного момента на угол  $\pi/2$  после первого отражения приводит к взаимно противоположной ориентации магнитного момента нейтрона и намагниченности зеркала  $M_1$  (рис. 1б). Коэффициент отражения при этом равен нулю и прохождение минимально. В компланарном случае коэффициенты прохождения для прямого и обратного процессов одинаковы и равны  $1/4$ .

Для экспериментального наблюдения изложенных особенностей прохождения нейтронов были изготовлены два магнитных зеркала, представляющих собой плёнки CoFe толщиной  $\approx 115$  нм, нанесённые на стеклянные подложки методом магнетронного напыления; латеральные размеры зеркал  $140 \times 50$  мм<sup>2</sup>. Известно [16], что подобные плёнки обладают прямоугольной петлёй гистерезиса при намагничивании в плоскости, что подтвердили наши измерения. Остаточная намагниченность составляет 90–95 % от намагниченности насыщения, поле коэрцитивности  $\approx 150$  Э. Зеркала располагались друг перед другом, как показано на рис. 2. Для контроля

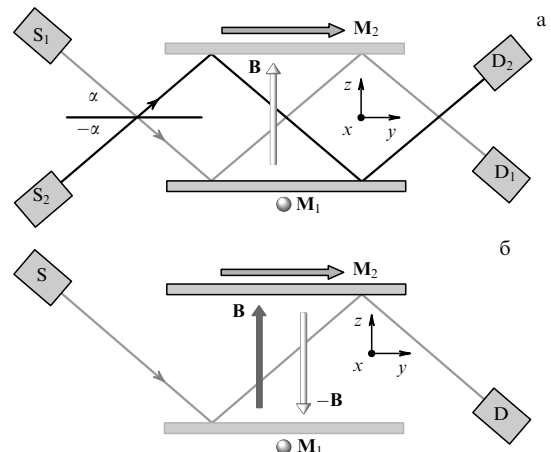


Рис. 2. Схема измерений. (а) Измерения с различным углом скольжения ( $\alpha, -\alpha$ ) при фиксированном внешнем поле. Нейтронные пучки из источников  $S_1$  и  $S_2$  отвечают прямому и обращённому по времени процессам (см. текст). (б) Измерения при инверсии внешнего магнитного поля, но при фиксированном положении источника и детектора. Пучок нейтронов проходит через систему, и в зависимости от знака внешнего магнитного поля прохождение соответствует прямому или обратному процессам.

параллельности зеркал между ними зажималась стеклянная пластина толщиной 0,5 мм. Вся конструкция находилась во внешнем магнитном поле, перпендикулярном поверхности зеркал, с индукцией 10–30 Э. Нейтроны, последовательно отражавшиеся от магнитных зеркал, регистрировались детектором. Угол скольжения пучка нейтронов  $\alpha \approx 7$  мрад выбирался между первым и вторым критическими углами для нейтронов с длиной волны 3–6 Å, которые определяются соотношением ядерного и магнитного потенциалов плёнок CoFe [17]. Поляризационная эффективность зеркал в рассматриваемом диапазоне длин волн нейтронов составляла около 80 %. Эксперименты проводились на импульсном реакторе ИБР-2М (ИБР — аббр. от Импульсный быстрый реактор) Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна.

В первой серии экспериментов изменялся порядок отражения нейтронов от зеркал посредством замены угла скольжения  $\alpha$  углом  $-\alpha$  (рис. 2а). Для рассматриваемой системы такой процесс эквивалентен перемене местами источника и детектора. Действительно, поворот всей системы на угол  $180^\circ$  вокруг оси  $z$  с последующим поворотом магнитного поля вокруг этой оси на тот же угол переводит эти процессы друг в друга. При этом мы использовали инвариантность сечения рассеяния нейтронов относительно когерентного (в каждой точке на один и тот же угол) поворота вектора магнитной индукции (7) и одномерность (зависимость магнитного поля и ядерных потенциалов от координаты  $z$ ) рассматриваемой системы.

Во второй серии экспериментов изменялся знак внешнего магнитного поля (рис. 2б). Для данной системы это эквивалентно смене направления магнитных индукций зеркал и внешнего поля, так как смена знака магнитных моментов зеркал не изменяет угла между ними (10). Эксперименты проводились как для компланарного ( $\mathbf{M}_1 \parallel \mathbf{M}_2$ ), так и для некомпланарного ( $\mathbf{M}_1 \perp \mathbf{M}_2$ ) распределения магнитной индукции.

Зависимости интенсивности прошедшего пучка от  $z$ -компоненты волнового вектора нейтронов приведены на рис. 3, 4. Общим свойством этих зависимостей является их немонотонный, осциллирующий, характер, что представляет собой проявление прецессии магнитного момента нейтрона во внешнем магнитном поле при пролёте между зеркалами. Фаза  $\varphi$  в формуле (10) выражается как

$$\varphi = \frac{2\mu_n B d m}{\hbar^2 k_{0z}}, \quad (11)$$

где  $k_{0z} = (2\pi/\lambda) \sin \alpha$ ,  $\lambda$ ,  $m$  — длина волны и масса нейтрона,  $d$  — расстояние между зеркалами. В компланарном случае экстремумы коэффициента прохождения определяются условием  $\varphi = \pi n/2$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  Впервые подобные осцилляции наблюдались в экспериментах по нейтронному спиновому эху [18].

Основным результатом нашей работы является наблюдение невязимного прохождения нейтронами рассматриваемой системы в случае некомпланарного распределения магнитной индукции. Если распределение индукции компланарно ( $\mathbf{M}_1 \parallel \mathbf{M}_2$ ), то коэффициенты прохождения для прямого и обратного процессов совпадают с экспериментальной точностью, которая определяется точностью гониометра  $\approx 0,1$  мрад, расходимостью нейтронного пучка  $\approx 0,6$  мрад, флуктуациями

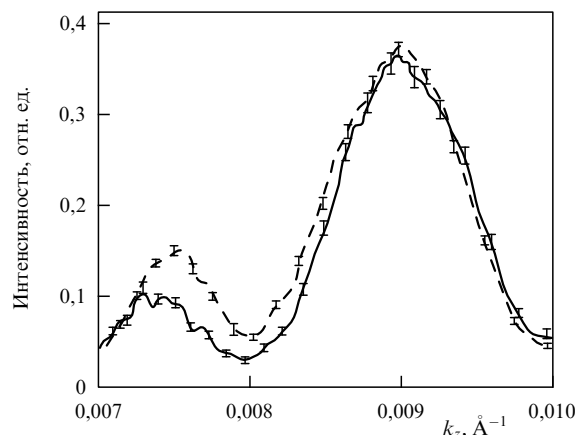


Рис. 3. Экспериментальные зависимости интенсивности прошедшего пучка нейтронов через компланарную систему от  $z$ -компоненты волнового вектора ( $B = 18$  Э). Сплошная кривая соответствует прямому процессу, штриховая кривая соответствует смене порядка прохождения зеркал ( $\alpha \rightarrow -\alpha$ ).

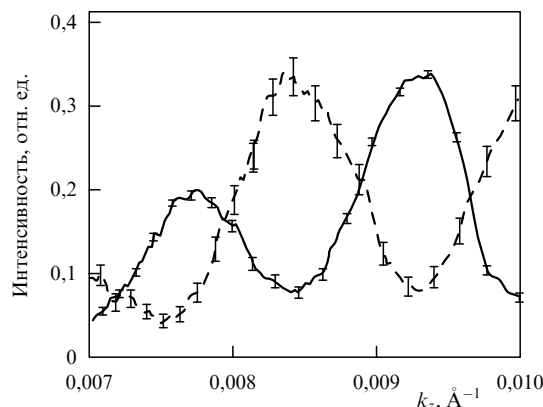


Рис. 4. Экспериментальные зависимости интенсивности прошедшего пучка нейтронов через некомпланарную систему от  $z$ -компоненты волнового вектора ( $B = 18$  Э). Сплошная кривая соответствует прямому процессу, штриховая кривая соответствует смене порядка прохождения зеркал ( $\alpha \rightarrow -\alpha$ ).

магнитного поля в зазоре между зеркалами  $\approx 0,3$  Э  $\text{сут}^{-1}$  (рис. 3). Для некомпланарного распределения магнитной индукции ( $\mathbf{M}_1 \perp \mathbf{M}_2$ ) коэффициенты прохождения для прямого и обратного процессов ( $\alpha \rightarrow -\alpha$ ) существенно различаются, относительная разница достигает 75 %. Рассмотренная система представляет собой невязимную ячейку для нейтронов.

Интересно сравнить эту ячейку с невязимной ячейкой Фарадея для света [19]. Обе системы состоят из поляризатора, фазовращателя и анализатора. Однако зависимости разности прямого и обратного коэффициентов пропускания  $\Delta I = I_+ - I_-$  от угла между анализатором и поляризатором  $\beta$  существенно различны: для света  $\Delta I \sim \sin(2\beta)$ , а для нейтронов  $\Delta I \sim \sin \beta$ .

#### 4. Заключение

Результаты нашей работы, представленные в разделах 2 и 3, могут быть использованы для создания невязимных элементов спинтроники, основанных на управлении спиновой прецессией электронов [20], и, возможно, они

послужат стимулом для экспериментального исследования других невязанных эффектов рассеяния электронов [9, 11, 12] и нейтронов [21, 22] некомпланарными магнитными системами.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 14-02-00448, 14-02-00625).

## Список литературы

1. Изюмов Ю А, Найш В Е, Озеров Р П *Нейтроннография магнетиков* (М.: Атомиздат, 1981); пер. на англ. яз.: Izumov Yu A, Naish V E, Ozerov R P *Neutron Diffraction of Magnetic Materials* (New York: Consultants Bureau, 1991)
2. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)
3. Игнатович В К *Письма в ЖЭТФ* **28** 311 (1978); Ignatovich V K *JETP Lett.* **28** 286 (1978)
4. Felcher G P et al. *Nature* **377** 409 (1995)
5. Korneev D A, Bodnarchuk V I, Ignatovich V K *Письма в ЖЭТФ* **63** 900 (1996); *JETP Lett.* **63** 944 (1996)
6. Berger L *Phys. Rev. B* **33** 1572 (1986)
7. Kiselev S I et al. *Nature* **425** 380 (2003)
8. Tataru G, Kohno H *Phys. Rev. B* **67** 113316 (2003)
9. Loss D, Goldbart P, Balatsky A V *Phys. Rev. Lett.* **65** 1655 (1990)
10. Jonietz F et al. *Science* **330** 1648 (2010)
11. Fraerman A A, Udalov O G *Phys. Rev. B* **77** 094401 (2008)
12. Фраерман А А, Удалов О Г *Письма в ЖЭТФ* **87** 187 (2008); Fraerman A A, Udalov O G *JETP Lett.* **87** 159 (2008)
13. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (М.: Физматлит, 2002); пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics. Non-Relativistic Theory* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1981)
14. Татарский Д А, Удалов О Г, Фраерман А А *ЖЭТФ* **142** 710 (2012); Tatarskiy D A, Udalov O G, Fraerman A A *JETP* **115** 626 (2012)
15. Татарский Д А и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 721 (2015); Tatarskiy D A et al. *JETP Lett.* **102** 633 (2015)
16. Jung H S, Doyle W D, Matsunuma S J. *Appl. Phys.* **93** 6462 (2003)
17. Гуревич И И, Тарасов Л В *Физика нейтронов низких энергий* (М.: Наука, 1965); пер. на англ. яз. Gurevich I I, Tarasov L V *Low-Energy Neutron Physics* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1968)
18. Mezei F Z. *Phys.* **255** 146 (1972)
19. Звездин А К, Котов В А *Магнитооптика тонких пленок* (М.: Наука, 1988)
20. Jedema F J et al. *Nature* **416** 713 (2002)
21. Udalov O G *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 064714 (2013)
22. Udalov O G, Fraerman A A *Phys. Rev. B* **90** 064202 (2014)

## Features of the motion of spin 1/2 particles in a noncoplanar magnetic field

D.A. Tatarskiy, S.N. Vdovichev, O.G. Udalov, A.A. Fraerman

*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation*

*E-mail: tatarsky@ipmras.ru*

A.V. Petrenko, Yu.V. Nikitenko

*Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation*

It is shown that a necessary condition for the nonreciprocal scattering of unpolarized thermal neutrons is that the spatial distribution of the magnetic induction be noncoplanar. An experiment on neutron transmission through a system of magnetic mirrors is performed in which a nonreciprocity of 75% is reached.

**Keywords:** magnetism, neutron, noncoplanar, nonreciprocity

PACS numbers: 03.65.Nk, **28.20.-v**, **85.75.-d**

Bibliography — 22 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (6) 654–658 (2016)

DOI: 10.3367/UFN.2016.02.037762

*Received 4 March 2016*

*Physics – Uspekhi* **59** (6) (2016)

DOI: 10.3367/UFN.2016.02.037762