

# Отражение нейтронов от геликоидальной системы

В. Л. Аксенов, В. К. Игнатович<sup>\*1)</sup>, Ю. В. Никитенко\*

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

\*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 сентября 2006 г.

Найдены аналитические выражения для отражения и пропускания нейтронов от магнитных зеркал с геликоидальной намагниченностью. Приведены кривые отражения с переворотом и без переворота спина нейтронов. Исследованы резонансные свойства геликоидальных систем.

PACS: 03.75.Be, 42.25.Ja, 61.12.Na, 78.70.Nx

**1. Введение.** Искусственные слоистые структуры проявляют магнитные свойства, не обнаруживаемые в объемных естественных магнетиках [1]. В этой связи, геликоидальная магнитная структура представляет несомненный интерес. Этот интерес, во-первых, связан с открывающимися новыми возможностями в разработке компактных устройств, предназначенных для создания коллимированных, монохроматических и поляризованных пучков нейтронов. Во-вторых, геликоидальная структура, являясь в плоскости вращения намагниченности антиферромагнитной при толщине больше пространственного периода геликоида, может в контакте с магнитными, немагнитными и сверхпроводящими слоями образовывать структуры с необычными свойствами [2]. Так, например, в случае контакта со сверхпроводником следует ожидать установления при определенных условиях сверхпроводимости в геликоиде. При контакте с ферромагнетиком или истинным антиферромагнетиком также следует ожидать новых пространственных изменений намагниченности [3]. Заметим, что геликоидальную структуру можно создать в слоистой структуре с различной магнитной жесткостью составляющих ее слоев. Жесткость же слоев можно варьировать, например, если изменять процентное содержание атомов никеля и железа в железо-никелевом твердом растворе.

Рассмотрим плоское зеркало, помещенное во внешнее однородное магнитное поле  $\mathbf{V}_0$ . Ось  $z$  направим по внутренней нормали к поверхности зеркала. Допустим, что магнитная индукция внутри него состоит из двух компонент: одна – постоянная,  $\mathbf{V} = V(0, 0, 1)$ , параллельна оси  $z$ , а другая,  $\mathbf{b} = b_0(\cos(qz), \sin(qz), 0)$ , вращается против часовой стрелки вокруг оси  $z$ . Такое магнитное зеркало

будем называть геликоидальной системой, и наша задача состоит в том, чтобы найти отражение и пропускание нейтронов таким зеркалом с переворотом и без переворота спина.

Решение поставленной задачи сводится к решению одномерного стационарного уравнения Шредингера

$$\left( \frac{d^2}{dz^2} - u_0 - 2b[\sigma_x \cos(2qz + 2\varphi) + \sigma_y \sin(2qz + 2\varphi)] - 2B\sigma_z + k^2 \right) |\psi(z)\rangle = 0 \quad (1)$$

внутри среды, где присутствует ядерный оптический потенциал  $u_0$ , множитель  $m\mu/\hbar^2$  ( $m$  – масса нейтрона, а  $\mu$  – абсолютная величина магнитного момента нейтрона) включен в определение величины магнитной индукции, а  $\sigma_{x,y,z}$  – матрицы Паули. Для удобства мы переопределили  $q$ , выделив множитель 2, и для общности ввели фазу  $\varphi$ , которая характеризует угол поля  $\mathbf{b}$  относительно оси  $x$  в точке  $z = 0$ .

Уравнение (1) было решено в [4]. Были найдены собственные состояния и соответствующие им волновые векторы, с которыми нейтрон распространяется внутри геликоидальной среды.

В данной работе показано, как уравнение (1) решается в общем виде. Это позволяет находить аналитические выражения для амплитуд отражения и пропускания геликоидального зеркала с переворотом и без переворота спина при произвольной поляризации падающего нейтрона и толщине зеркала. Сначала мы рассмотрим простой случай, когда поле  $\mathbf{V}$  вдоль оси геликоида равно нулю, и найдем амплитуды отражения от бесконечно толстого зеркала при произвольном внешнем поле. Затем найдем амплитуды отражения и пропускания для зеркала конечной толщины. После чего положим  $\mathbf{V} \neq 0$  и обсудим, каких изменений можно ожидать в этом случае.

<sup>1)</sup>e-mail: ignatovi@nf.jinr.ru

## 2. Отражение от полубесконечного зеркала.

Рассмотрим полубесконечное зеркало, занимающее полупространство  $z > 0$ . Воспользуемся представлением

$$\begin{aligned} \sigma_x \cos(2qz + 2\varphi) + \sigma_y \sin(2qz + 2\varphi) = \\ = \exp(-i\sigma_z(qz + \varphi))\sigma_x \exp(i\sigma_z(qz + \varphi)) \end{aligned} \quad (2)$$

и подставим  $|\psi(z)\rangle$  в уравнение (1) в виде

$$|\psi(z)\rangle = \exp(-i\sigma_z(qz + \varphi))|\phi(z)\rangle. \quad (3)$$

В результате получим уравнение для  $|\phi(z)\rangle$ :

$$\left( \frac{d^2}{dz^2} - 2iq\sigma_z \frac{d}{dz} - u_0 - 2b\sigma_x + k^2 - q^2 \right) |\phi(z)\rangle = 0. \quad (4)$$

В [4] решение этого уравнения представлялось в виде  $\exp(ipz)|\chi(p)\rangle$ . В результате уравнение приводилось к виду

$$\left( -p^2 + 2q\sigma_z p - u_0 - 2b\sigma_x + k^2 - q^2 \right) |\chi(p)\rangle = 0. \quad (5)$$

Для тех состояний  $|\chi(p)_\pm\rangle$ , которые являются собственными состояниями оператора  $\hat{\Lambda} = qp\sigma_z - b\sigma_x$  с собственными значениями  $\pm\Lambda = \pm\sqrt{q^2 p^2 + b^2}$ , уравнение (5) эквивалентно уравнению для  $p$ :

$$\left( -p^2 \pm 2\sqrt{q^2 p^2 + b^2} - u_0 + k^2 - q^2 \right) |\chi(p)_\pm\rangle = 0, \quad (6)$$

решение которого определяет волновые векторы  $p_\pm$ , с которыми распространяются состояния  $|\chi(p)_\pm\rangle$  при заданной энергии  $k^2$  в вакууме.

Мы будем искать более общее решение для произвольной поляризации, а именно, волну, уходящую от границы раздела внутрь вещества, будем искать в виде

$$|\phi(z)\rangle = \exp(i[a + \vec{p}\sigma]z)|\chi\rangle \quad (7)$$

с неизвестными четырьмя параметрами  $a$  и  $\vec{p}$  и независимым от координат спинором

$$|\chi\rangle = |\phi(0)\rangle = \exp(i\sigma_z\varphi)|\psi(0)\rangle, \quad (8)$$

который может описывать состояние с произвольной поляризацией. Подставив (8) в (7) и далее в (3), получим

$$\begin{aligned} |\psi(z)\rangle = \exp(-i\sigma_z(qz + \varphi)) \times \\ \times \exp(i[a + \vec{p}\sigma]z) \exp(i\sigma_z\varphi)|\psi(0)\rangle = \\ = \exp(-i\sigma_z qz) \exp(i[a + \vec{p}\sigma]z)|\psi(0)\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\vec{p}\sigma = \exp(-i\sigma_z\varphi)\vec{p}\sigma\exp(i\sigma_z\varphi). \quad (10)$$

Чтобы найти параметры  $a$  и  $\vec{p}$ , подставим выражение (7) в уравнение (4). В результате получим

$$\begin{aligned} -a^2 - p^2 - 2a\vec{p}\sigma + 2q\sigma_z(a + \vec{p}\sigma) - \\ - u_0 - 2b\sigma_x + k^2 - q^2 = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Это соотношение эквивалентно четырём уравнениям:

$$-a^2 - p^2 + 2q\vec{p}_z - u_0 + k^2 - q^2 = 0, \quad (12)$$

$$-2a\vec{p}_z + 2qa = 0,$$

$$-2a\vec{p}_x - 2iq\vec{p}_y - 2b = 0, \quad -2a\vec{p}_y + 2iq\vec{p}_x = 0. \quad (13)$$

Из трех последних уравнений следует:

$$\vec{p}_z = q, \quad \vec{p}_x = \frac{ab}{q^2 - a^2}, \quad \vec{p}_y = i\frac{qb}{q^2 - a^2}. \quad (14)$$

Подставив эти выражения в (12), получим уравнение для  $a$ :

$$-a^2 + q^2 - \frac{b^2}{a^2 - q^2} - u_0 + k^2 - q^2 = 0, \quad (15)$$

решение которого имеет вид

$$a = \sqrt{q^2 + \left( \frac{\sqrt{K^2 - 2b} \pm \sqrt{K^2 + 2b}}{2} \right)^2}, \quad (16)$$

где  $K^2 = k^2 - u_0 - q^2$ . Из двух возможных знаков должен быть выбран плюс, чтобы при  $b = 0$  величина  $a + \vec{p}\sigma$  вырождалась в  $k' = \sqrt{k^2 - u_0}$ , а при  $q = 0$  она вырождалась бы в  $\sqrt{k^2 - u_0 - 2b\sigma}$ .

Найдем теперь амплитуды отражения и преломления. Для этого волновую функцию (9) внутри среды нужно сшить с внешней волновой функцией

$$\left( \exp(i\hat{\mathbf{k}}_0 z) + \exp(-i\hat{\mathbf{k}}_0 z)\hat{\mathbf{r}} \right) |\xi_0\rangle, \quad (17)$$

которая содержит падающую плоскую волну в произвольном спиновом состоянии  $|\xi_0\rangle$  и отраженную с матричной амплитудой отражения  $\hat{\mathbf{r}}$ , причем  $\hat{\mathbf{k}}_0 = \sqrt{k^2 - 2\mathbf{B}_0\sigma}$ , а  $\mathbf{B}_0$  – внешнее поле. Представив  $|\psi(0)\rangle$  в виде  $\hat{\mathbf{t}}|\xi_0\rangle$ , где  $\hat{\mathbf{t}}$  матричная амплитуда пропускания границы раздела в точке  $z = 0$ , и потребовав непрерывность функции (17) и ее производной в точке  $z = 0$ , получим уравнения

$$1 + \hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{t}},$$

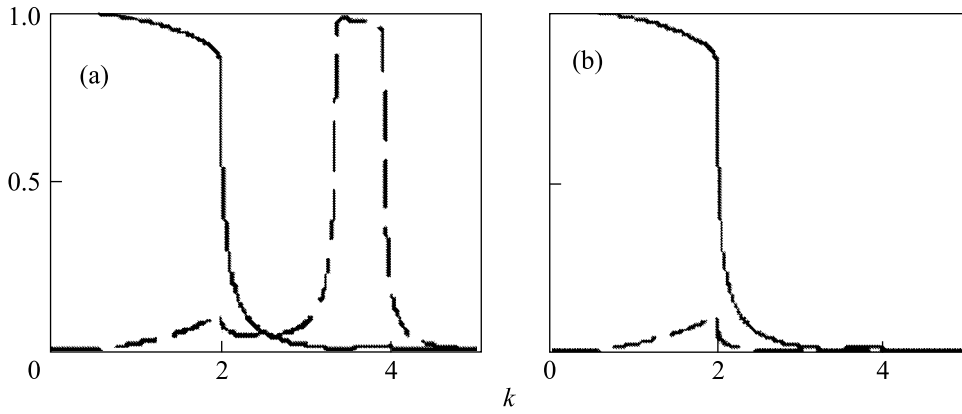


Рис.1. Зависимость от волнового вектора  $k$  коэффициента отражения: (а)  $|R|^2_-$  без переворота спина (сплошная кривая) и  $|R|^2_+$  с переворотом (штриховая кривая) при начальной поляризации (правый индекс  $-$ ) в направлении противоположном оси  $z$ , которая параллельна внутренней нормали к зеркалу. (б) То же самое, но для коэффициентов  $|R|^2_+$ , когда начальная поляризация параллельна оси  $z$

$$\hat{\mathbf{k}}_0[1 - \hat{\mathbf{r}}] = [a - q\sigma_z + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma] \hat{\mathbf{t}} = (a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma) \hat{\mathbf{t}}, \quad (18)$$

где

$$\vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma = e^{-i\sigma_z \varphi} (\vec{\mathbf{p}}'_x \sigma_x + \vec{\mathbf{p}}'_y \sigma_y) e^{i\sigma_z \varphi}. \quad (19)$$

Решение уравнений (18) равно

$$\hat{\mathbf{t}} = (\hat{\mathbf{k}}_0 + a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma)^{-1} 2\hat{\mathbf{k}}_0, \quad (20)$$

$$\hat{\mathbf{r}} = (\hat{\mathbf{k}}_0 + a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma)^{-1} (\hat{\mathbf{k}}_0 - a - \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma). \quad (21)$$

При  $b = 0$  получаем

$$\hat{\mathbf{t}} = \frac{2\hat{\mathbf{k}}_0}{\hat{\mathbf{k}}_0 + k'}, \quad \hat{\mathbf{r}} = \frac{\hat{\mathbf{k}}_0 - k'}{\hat{\mathbf{k}}_0 + k'}, \quad k' = \sqrt{k^2 - u_0}, \quad (22)$$

что и естественно, поскольку при  $b = 0$  вращение не играет никакой роли. Легко проверить, что в пределе  $q = 0$  получаются формулы для отражения и преломления на поверхности зеркала с постоянной намагниченностью  $\mathbf{b}$ .

С помощью формул (22) легко сосчитать зависимость коэффициентов отражения с переворотом и без переворота спина. Результаты расчета для простейшего случая  $\mathbf{B}_0 = 0$  приведены на рис.1. При расчетах за единицу длины волнового вектора принята величина  $\sqrt{b}$  и выбраны параметры  $u_0 = 4 - 0.01i$ ,  $q = 3$ , и, соответственно,  $b = 1$ . Эти же параметры будут использоваться и далее.

**3. Отражение от границы раздела изнутри зеркала.** Мы рассмотрели волну, падающую на границу раздела из вакуума слева. Для определения амплитуд отражения и пропускания слоя конечной толщины  $L$  нужны также соответствующие амплитуды для волны, падающей на границу раздела изнутри

вещества. Чтобы найти их, рассмотрим волновую функцию внутри вещества, распространяющуюся налево:

$$|\psi(z)\rangle = \exp(-i\sigma_z(qz + \varphi)) \times \exp(-i[a + \vec{\mathbf{p}} \sigma]z) \exp(i\sigma_z \varphi) |\psi(0)\rangle, \quad (23)$$

где  $\vec{\mathbf{p}} \neq \vec{\mathbf{p}}'$ . Подставив ее в уравнение (1), получим

$$-a^2 - p^2 - 2a\vec{\mathbf{p}} \sigma - 2q\sigma_z(a + \vec{\mathbf{p}} \sigma) - u_0 - 2b\sigma_x + k^2 - q^2 = 0. \quad (24)$$

Видим, что полученное уравнение отличается от (4) только знаком  $q$ . Таким образом, его решения равны:

$$\vec{\mathbf{p}}_z = -q = -\vec{\mathbf{p}}'_z, \quad \vec{\mathbf{p}}_x = \frac{ab}{q^2 - a^2} = \vec{\mathbf{p}}'_x,$$

$$\vec{\mathbf{p}}_y = -i \frac{qb}{q^2 - a^2} = -\vec{\mathbf{p}}'_y. \quad (25)$$

Теперь мы можем записать полную волновую функцию для случая падения волны изнутри зеркала:

$$\Theta(z < 0) \exp(-i\hat{\mathbf{k}}_0 z) \hat{\mathbf{t}}' | \xi_0 \rangle + \Theta(z > 0) \times \exp(-i\sigma_z q z) \left[ \exp(-i[a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma]z) + \exp(i[a + \vec{\mathbf{p}}_\varphi \sigma]z) \hat{\mathbf{r}}' \right] | \xi_0 \rangle, \quad (26)$$

где  $\Theta$  – ступенчатая функция, равная единице, когда неравенство в ее аргументе выполнено, и нулю в ином случае. Сшивка функции (26) на границе раздела дает

$$\hat{\mathbf{t}}' = [\hat{\mathbf{k}}_0 + a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma]^{-1} [2a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma], \quad (27)$$

$$\hat{\mathbf{r}}' = [\hat{\mathbf{k}}_0 + a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma]^{-1} [a + \vec{\mathbf{p}}'_\varphi \sigma - \hat{\mathbf{k}}_0], \quad (28)$$

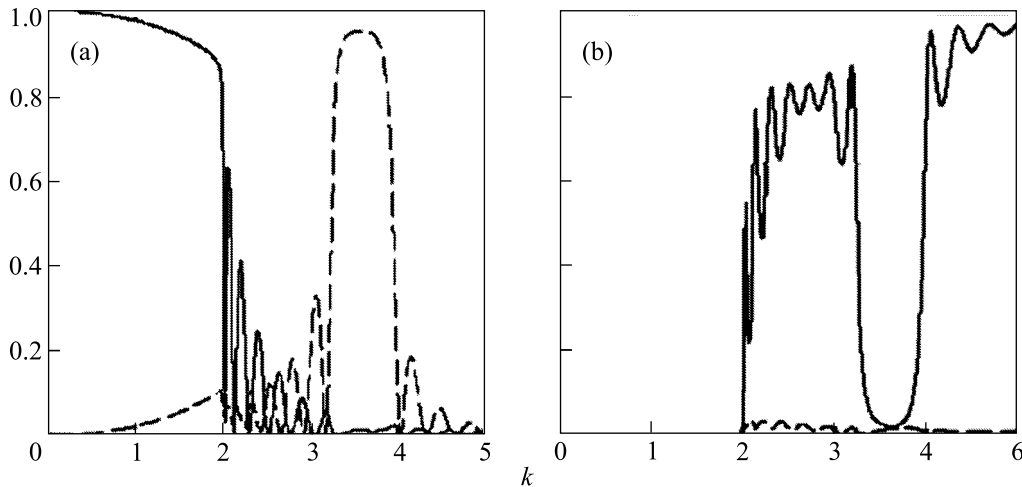


Рис.2. Зависимость от волнового вектора  $k$  коэффициента отражения а)  $|R|^2_-$  без переворота спина (сплошная кривая) и  $|R|^2_+$  с переворотом (штриховая кривая) от зеркала толщиной  $L = 8$  при начальной поляризации падающего нейтрона (правый индекс  $-$ ) в направлении противоположном оси  $z$ . (б) То же самое но для коэффициентов пропускания  $|T|^2_-$ ,  $|T|^2_+$

где  $\hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma} = e^{-i\sigma_z \varphi} (\hat{p}'_x \sigma_x + \hat{p}'_y \sigma_y) e^{i\sigma_z \varphi}$ . Совершенно ясно, что произойдет, если поле внутри среды будет вращаться по часовой стрелке. В этом случае  $q$  изменит знак, и параметры  $\hat{\mathbf{p}}'$  и  $\hat{\mathbf{p}}$  поменяются местами.

**4. Отражение от пластинки конечной толщины.** Чтобы записать отражение и пропускание пластинки конечной толщины  $L$ , необходимо найти отражение от второй поверхности раздела. Для этого удобно поместить начало координат в точку  $z = L$  у выходной поверхности. Волновая функция около этой точки равна

$$\Theta(z < 0) \exp(-iq\sigma_z z) \times [\exp(-i[a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma}]z) \hat{\mathbf{r}}'' + \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma}]z) \xi_0] + \Theta(z > 0) \exp(i\hat{\mathbf{k}}_0 z) \hat{\mathbf{t}}'' \xi_0, \quad (29)$$

причем  $\hat{\mathbf{t}}'' \neq \hat{\mathbf{t}}'$ ,  $\hat{\mathbf{r}}'' \neq \hat{\mathbf{r}}'$  и угол  $\varphi$  иной, чем на входной поверхности. Условия шивки приводят к выражениям

$$\hat{\mathbf{t}}'' = [\hat{\mathbf{k}}_0 + a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma}]^{-1} [2a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma} + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma}], \quad (30)$$

$$\hat{\mathbf{r}}'' = [\hat{\mathbf{k}}_0 + a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma}]^{-1} [a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma} - \hat{\mathbf{k}}_0]. \quad (31)$$

Отметим, что отраженная от выходной границы волна в точке  $z = -L$ , то есть около входной поверхности, равна  $\exp(iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}'_\varphi \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{r}}'' \xi_0$ .

Рассмотрим теперь отражение и пропускание пластинки толщины  $L$ . Примем, что на входной поверхности  $\varphi = 0$ . Тогда у второй границы раздела  $\varphi = qL$ . Обозначим волну, падающую на вторую границу раздела, через  $\hat{\mathbf{X}} \xi_0$ . Для  $\hat{\mathbf{X}}$  можно составить уравнение

$$\hat{\mathbf{X}} = \exp(-iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}' \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{t}} + \exp(-iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}' \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{r}}' \times \exp(iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}_{qL} \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{r}}'' \hat{\mathbf{X}}, \quad (32)$$

которое имеет следующее решение:

$$\hat{\mathbf{X}} = \left[ 1 - \exp(-iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}' \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{r}}' \times \exp(iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}_{qL} \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{r}}'' \right]^{-1} \times \exp(-iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}' \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{t}}. \quad (33)$$

С помощью  $\hat{\mathbf{X}}$  строим [5, 6] матричные амплитуды отражения  $\hat{\mathbf{R}}$  и пропускания  $\hat{\mathbf{T}}$ :

$$\hat{\mathbf{R}} = \hat{\mathbf{r}} + \hat{\mathbf{t}}' \exp(iq\sigma_z L) \exp(i[a + \hat{\mathbf{p}}_{qL} \boldsymbol{\sigma}]L) \hat{\mathbf{r}}'' \hat{\mathbf{X}}, \quad (34)$$

$$\hat{\mathbf{T}} = \hat{\mathbf{t}}'' \hat{\mathbf{X}}. \quad (35)$$

С помощью аналитических выражений (34) и (35) легко рассчитать зависимость от  $k$  коэффициентов отражения и пропускания с переворотом и без переворота спина. Результаты расчета для простейшего случая  $\mathbf{B}_0 = 0$  с обеих сторон зеркала приведены на рис.2, 3. В дополнение к тем параметрам, которые использовались раньше, введена еще толщина зеркала  $L = 8$ .

**5. Геликоидальная система с постоянным внутренним полем  $\mathbf{B}$ , направленным по оси  $z$ .**

При наличии постоянного поля  $\mathbf{B}$  вдоль оси геликоида уравнение Шредингера имеет вид (1). Воспользуемся теми же преобразованиями, что и раньше. В результате вместо (11) получим

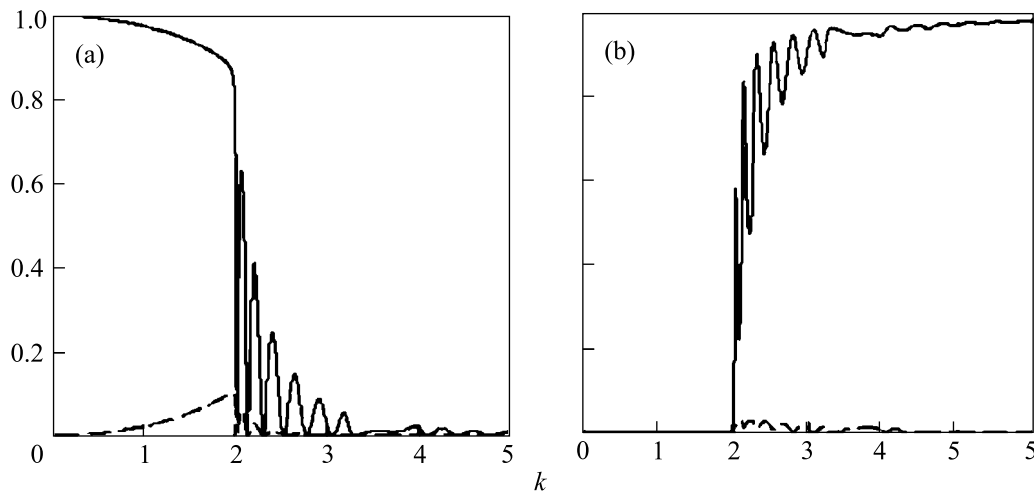


Рис.3. Зависимость от волнового вектора  $k$  коэффициента отражения: (а)  $|R|_{++}^2$  без переворота спина (сплошная кривая) и  $|R|_{-+}^2$  с переворотом (штриховая кривая) от зеркала толщиной  $L = 8$  при начальной поляризации падающего нейтрона (правый индекс  $+$ ) в направлении, параллельном оси  $z$ . (б) То же самое, но для коэффициентов пропускания  $|T|_{++}^2$ ,  $|T|_{-+}^2$

$$-a^2 - p^2 - 2a\vec{p}\vec{\sigma} + 2q\sigma_z(a + \vec{p}\vec{\sigma}) - u_0 - 2B\sigma_z - 2b\sigma_x + k^2 - q^2 = 0. \quad (36)$$

Это соотношение эквивалентно четырем уравнениям, первые два из которых отличаются от уравнений системы (12), (13):

$$-a^2 - p^2 + 2q\vec{p}\vec{z} - u_0 + k^2 - q^2 = 0, \quad (37)$$

$$-2a\vec{p}\vec{z} + 2qa - 2B = 0. \quad (38)$$

Из второго уравнения следует:

$$\vec{p}\vec{z} = q - B/a. \quad (39)$$

Подстановка в первое уравнение с учетом  $p_{x,y}$  из (14), приводит к уравнению для  $a$ :

$$-a^2 + q^2 - \frac{B^2}{a^2} - \frac{b^2}{a^2 - q^2} - u_0 + k^2 - q^2 = 0. \quad (40)$$

Это кубическое уравнение относительно  $a^2$ , и мы должны найти такое его решение, которое в асимптотическом пределе  $k^2 \gg b, B, q^2$  переходит в  $a = k' = \sqrt{k^2 - u_0}$ .

Пренебрежем свободным членом, тогда уравнение приведет к биквадратному:

$$a^4 - a^2(k'^2 + q^2) + B^2 + b^2 + k'^2 q^2 = 0, \quad (41)$$

решение которого имеет вид

$$a^2 = q^2 + \frac{K^2 + \sqrt{K^4 - 4(B^2 + b^2)}}{2}. \quad (42)$$

В принципе нетрудно решить и кубическое уравнение и найти поправки к (42), при этом остаются справедливы все вышеприведенные формулы с небольшим изменением: в  $\vec{p}\vec{\sigma}$  и  $\vec{p}\vec{\sigma}$  к  $\pm p_z$  нужно добавить слабое  $-B\sigma_z/a$ .

**6. Заключение.** Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и пропускания нейтронов от слоя конечной толщины с геликоидальной магнитной структурой. Проведенные численные расчеты показывают, что при перпендикулярной к поверхности зеркала компоненте волнового вектора, близкой к волновому вектору геликоида, наблюдается резонансное увеличение коэффициентов отражения и, соответственно, ослабление коэффициента пропускания с переворотом спина при начальной поляризации, противоположной вектору вращения поля в геликоидальной системе. В резонансе происходит увеличение коэффициентов отражения  $R^{+-}$  до значений порядка единицы. С другой стороны, поляризация, параллельная вектору вращения геликоида, переворачивается с малой вероятностью и нейтроны с этой поляризацией либо отражаются, либо проходят сквозь зеркало, и эти процессы не имеют резонансных свойств. Эти замечательные особенности геликоидальной структуры могут быть использованы для создания поляризатора нейтронов с эффективностью, близкой к 100%, когда в резонансе спиновая компонента — падающего на геликоид неполяризованного пучка нейтронов преобразуется в “+” компоненту отраженного, и в этой отраженной компоненте практически не содержится “-” компоненты. Очевидно,

что резонансные свойства геликоида могут быть использованы для создания узкополосных монохроматоров (коллиматоров), поляризаторов, а также ротаторов поляризации (в частном случае спин-флиппера) нейтронов.

Практическая разработка и экспериментальное исследование слоистого геликоида несомненно является целесообразным.

---

1. J. V. Kortright et al., *JMMM* **207**, 7 (1999).

2. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005); Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, *УФН* **172**, 113 (2002).
3. C. Leighton, et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4394 (2001); M. R. Fitzsimmons et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3986 (2000).
4. M. Calvo, *Phys. Rev. B* **18**, 5073 (1978).
5. F. Radu and V. K. Ignatovich, *Physica B* **267-268**, 175 (1999).
6. В. Л. Аксенов, В. К. Игнатович, Ю. В. Никитенко, *Кристаллография* **51**, 785 (2006) [*Crystallography Reports* **51**, 734 (2006)].