

УДК 539.2

О РАССЕЯНИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПО СПИНУ ВОЛНЫ НА ДВУХБАРЬЕРНОЙ НЕКОМПЛАНАРНОЙ СИСТЕМЕ

А.В. ПОГОСЯН¹, А.С. СААКЯН^{1*}, Р.М. МОВСЕСЯН¹, А.Н. КОЧАРЯН²

¹Национальный политехнический университет Армении, Ереван, Армения

²California State University, Los Angeles, USA

*e-mail: saakyanas@gmail.com

(Поступила в редакцию 15 марта 2017 г.)

Рассмотрено рассеяние неполяризованной по спину волны на структуре, потенциальный профиль которой содержит два идентичных барьера, с некопланарными индукциями внутренних магнитных полей. Исследованы зависимости транспортных характеристик структуры от степеней свободы, описывающих некопланарность этой структуры.

1. Введение

Общность большинства спин-зависимых явлений базируется на наличии в системах неколлинеарных или некопланарных выделенных направлений. Это приводит к процессам упругого рассеяния частиц, имеющих двухканальный характер, без переворота и с переворотом спина. Существование этих выделенных направлений характерно, в частности, для структур, в которых обнаружены и исследованы как эффект гигантского магнитосопротивления [1, 2], так и спин-вентильный эффект [3, 4]. Их можно отнести к классу неколлинеарных эффектов. Транспортные характеристики этих систем оказываются зависящими от степеней свободы, описывающих ее некопланарность. Варьирование ими позволяет управлять как коэффициентами прохождения и отражения, так и спиновыми поляризациями волн, рассеянных вперед и назад [5–7]. В работе [8] рассматривалось рассеяние спин-поляризованной волны на структуре, содержащей один магнитный нанослой, а ее потенциальный рельеф – один магнитный барьер. При этом некопланарными выделенными направлениями являются индукция внутреннего поля барьера и вектор поляризации падающей волны. Выяснена роль поперечной компоненты внутреннего поля барьера при формировании транспортных характеристик системы: ее рост приводит к подавлению их осцилляций по углу неколлинеарности θ .

В настоящей работе рассмотрена структура, содержащая два магнитных

слоя, так что ее потенциальный рельеф содержит два идентичных барьера с некопланарными внутренними полями. Эта система интересна с точки зрения возможности резонансного туннелирования. Показано, что при определенных условиях структура обладает сильными спин-поляризующими свойствами.

2. Модель и постановка задачи

Потенциал взаимодействия частицы с половинным спином с двухбарьерной системой выберем в виде

$$V(y) = (V_0 - \gamma B \sigma_z) \varphi(y) + (V_0 - \gamma B' \sigma) \varphi(y - c), \quad (1)$$

где V_0 – высота барьеров, $\gamma = \mu/2$, μ – магнитный момент частицы, \mathbf{B} и \mathbf{B}' индукции внутренних полей барьеров, σ – тройка матриц Паули и $\varphi(y)$ – функция, описывающая форму барьера и отличная от нуля в ограниченной области переменной y . Из формулы (1) следует, что барьеры локализованы в точках $y = 0$ и c , так что c – расстояние между ними (рис.1).

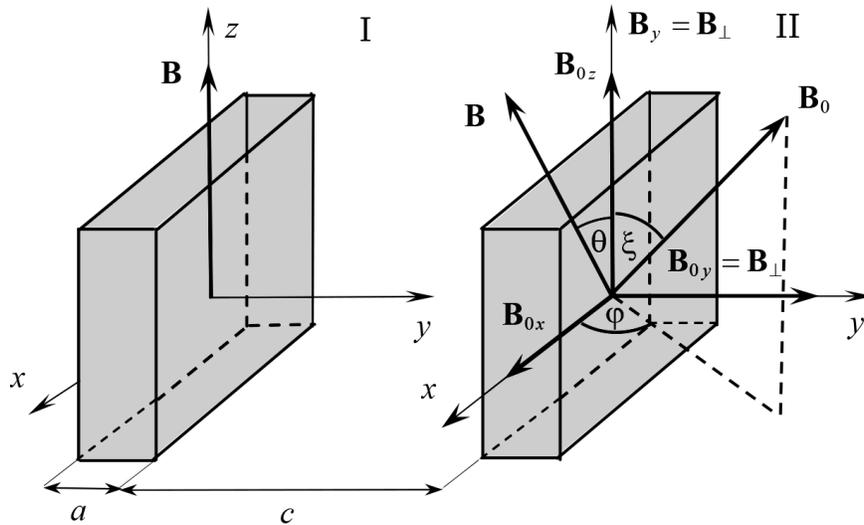


Рис.1. Схема структуры с двумя ферромагнитными слоями I и II: в слое I индукция внутреннего поля \mathbf{B} направлена по оси z , а в слое II ее ориентация задается сферическими углами ξ и φ (2).

Связь между сферическими углами ξ и φ и компонентами внутренних полей, а также углом неколлинеарности θ задается следующими соотношениями [8]:

$$B_{0x} = B_0 \cos \varphi \sin \xi, \quad B_{0y} = B_0 \sin \varphi \sin \xi, \quad B_{0z} = B_0 \cos \xi, \quad (2)$$

$$\begin{aligned}\sin \xi &= \sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \theta}, \quad \sin \varphi = \cos \alpha (1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \theta)^{-1/2}, \\ \sin \alpha &= (1 + \eta^2)^{-1/2}, \quad \eta = B_{\perp} / B.\end{aligned}\quad (3)$$

Далее в одночастичном приближении рассматривается рассеяние неполяризованной по спину квантовой волны на потенциале взаимодействия (1), содержащем как скалярное, так и спинорное слагаемое.

3. Построение амплитуд прохождения и отражения

Одним из наиболее эффективных методов решения одномерной задачи рассеяния является метод матрицы переноса, хорошо работающий для скалярных задач [9, 10]. В случае спин-зависимого рассеяния этот метод обобщен в работе [5]. Так, когда индукция внутреннего поля барьера ориентирована произвольно и задается сферическими углами ξ и φ , матрица переноса имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}S &= \hat{U} S' \hat{U}^+ = \begin{pmatrix} U \alpha^* U^+ & -U \beta^* U^+ \\ -U \beta U^+ & U \alpha U^+ \end{pmatrix}, \\ \alpha &= \begin{pmatrix} 1/t_1 & 0 \\ 0 & 1/t_2 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} r_1/t_1 & 0 \\ 0 & r_2/t_2 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь амплитуды t_l и r_l ($l=1,2$) определяются следующим образом: пусть $t(V_0, E)$, $r(V_0, E)$ – амплитуды прохождения и отражения скалярной задачи рассеяния, тогда $t_l = t(V_0 \mp \gamma B, E)$ и $r_l = r(V_0 \mp \gamma B, E)$, где первый аргумент представляет собой зеемановскую расщепленную высоту барьера, а второй – энергию рассеяния E .

В выражениях (4) U – унитарная матрица, диагонализующая спин-магнитную часть гамильтониана (1):

$$U = U_0 U_1 = \begin{pmatrix} e^{-i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \xi/2 & -\sin \xi/2 \\ \sin \xi/2 & \cos \xi/2 \end{pmatrix}.\quad (5)$$

Тогда спинорные амплитуды рассеяния вперед (T) и назад (R) являются решениями уравнения

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = S^{-1}(0) V(c) S^{-1}(\varphi, \xi) V^{-1}(c) \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix},\quad (6)$$

где $S^{-1}(0)$ и $S^{-1}(\varphi, \xi)$ – обратные матрицы переноса через левый и правый барьеры, соответственно, и $V(c)$ – матрица трансляции 4×4 на расстояние c :

$$V(c) = \begin{pmatrix} e^{ikc} & 0 \\ 0 & e^{-ikc} \end{pmatrix}, \quad e^{ikc} = e^{ikc} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Решения уравнения (6) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} T &= \hat{T}I = U(\alpha U\alpha + \beta^* U\beta e^{2ikc})^{-1} I, \\ R &= \hat{R}I = (\beta U\alpha + \alpha^* U\beta e^{2ikc})(\alpha U\alpha + \beta^* U\beta e^{2ikc})^{-1} I. \end{aligned} \quad (8)$$

В формулах (8) I представляет собой спиновую амплитуду падающей волны, \hat{T} и \hat{R} – квадратные матрицы 2×2 , составленные из амплитуд прохождения и отражения $\hat{T} = \{T_{ij}\}$ и $\hat{R} = \{R_{ij}\}$, ($i, j = \uparrow, \downarrow$), соответственно, [8].

3.1. Прошедшая волна

Из формулы (8) для амплитуд прошедших волн T_{ij} получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} T_{\uparrow\uparrow} &= \frac{1}{d} \left(\frac{\cos^2 \xi/2}{T_{01}} + \frac{\sin^2 \xi/2}{T_\pi} \right), & T_{\downarrow\downarrow} &= \frac{1}{d} \left(\frac{\sin^2 \xi/2}{T_{02}} + \frac{\cos^2 \xi/2}{T_\pi} \right), \\ T_{\downarrow\uparrow} &= \frac{1}{2d} e^{i\varphi} \left(\frac{1}{T_\pi} - \frac{1}{T_{01}} \right) \sin \xi, & T_{\uparrow\downarrow} &= -\frac{1}{2d} e^{-i\varphi} \left(\frac{1}{T_\pi} - \frac{1}{T_{01}} \right) \sin \xi, \\ d &= \frac{\cos^2 \xi/2}{T_{01}T_{02}} + \frac{\sin^2 \xi/2}{T_\pi^2}, & T_\pi &= \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{r_1 k c}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $T_{\pi 1} = T_{\pi 2} = T_\pi$ – амплитуда волны, прошедшей через систему из двух барьеров с антипараллельными внутренними полями ($\theta = \pi$, $\varphi = 0$), и T_{0l} – парциальные амплитуды волны, прошедшей двухбарьерную систему, когда внутренние поля барьеров параллельны, а именно:

$$T_{0l} = \frac{t_l^2}{1 - r_l^2 e^{2ikc}} \quad (l = 1, 2), \quad (10)$$

где t_l и r_l – парциальные амплитуды для изолированного барьера.

Наиболее интересной является ситуация, когда падающая волна неполяризована по спину, т. е. когда степень ее поляризации равна нулю. В этом случае для коэффициента прохождения получим

$$D_T = \frac{1}{2} \left(|T_{\uparrow\uparrow}|^2 + |T_{\downarrow\downarrow}|^2 + |T_{\uparrow\downarrow}|^2 + |T_{\downarrow\uparrow}|^2 \right). \quad (11)$$

Учитывая, что энергия взаимодействия спина с магнитным полем является малой величиной по сравнению с высотой барьера ($\gamma \ll V_0$), формулу (11) можно представить в виде

$$D_T = \frac{1}{2} \left(|T_{01}|^2 + |T_{02}|^2 \right) \cos^2 \frac{\xi}{2} + |T_{01}| |T_{02}| \sin^2 \frac{\xi}{2}. \quad (12)$$

В случае, когда поперечная компонента внутреннего поля правого барьера равна нулю ($\eta = 0$) и когда выполняется условие парциального резонанса прохождения (например, $|T_{01}| = 1$) при углах неколлинеарности $\theta = 0, \pi$, тогда коэффициент прохождения $D_{T \text{ rez}} = |T_{02}|$, т. е. является экспоненциально малой величиной. Это является аналогом эффекта гигантского магнитосопротивления. Наличие достаточно сильного поперечного поля не влияет на малость коэффициента прохождения. При выполнении условия парциального резонанса с точностью до экспоненциально малых членов

$$D_{T \text{ rez}} = \frac{1}{2} \cos^2 \frac{\xi}{2}. \quad (13)$$

$D_{T \text{ rez}}$ является осциллирующей функцией угла неколлинеарности θ с экстремальными значениями $D_{T \text{ rez}}^{(1,2)} = (1 \pm \sin \alpha)/4$, которые достигаются при соответствующих значениях $\theta = 0, \pi$. При малых поперечных полях ($\eta \ll 1$) $D_{T \text{ rez}} = (\cos^2 \theta/2 + \eta^2)/2$, где первое слагаемое описывает эффект, являющийся спиновым аналогом известного оптического закона Малюса [11]. При больших поперечных полях ($\eta \gg 1$) $D_{T \text{ rez}} = (1 + \eta^{-1} \cos \theta)/2$, т. е. практически исчезает зависимость коэффициента прохождения от η и θ .

Для трех компонент вектора поляризации прошедшей волны имеем:

$$P_{Tx} = \frac{\sin \xi}{4D_T |d|^2} \left\{ 2 \left(\frac{1}{|T_{01}|^2} - \frac{1}{|T_{02}|^2} \right) \cos^2 \frac{\xi}{2} \cos \xi + \left[\left(\frac{1}{T_\pi T_{01}^*} - \frac{1}{T_\pi^* T_{01}} \right) \cos^2 \frac{\xi}{2} + \left(\frac{1}{T_\pi T_{02}^*} - \frac{1}{T_\pi^* T_{02}} \right) \sin^2 \frac{\xi}{2} \right] e^{-i\phi} + \text{c. c.} \right\}, \quad (14)$$

$$P_{Ty} = i \frac{\sin \xi}{4D_T |d|^2} \left[\frac{1}{T_\pi} \left(\frac{1}{T_{01}^*} + \frac{1}{T_{02}^*} \right) - \text{c. c.} \right],$$

$$P_{Tz} = \frac{1}{4D_T |d|^2} \left\{ \left(\frac{1}{|T_{02}|^2} - \frac{1}{|T_{01}|^2} \right) \cos^2 \frac{\xi}{2} \cos \xi + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{T_\pi T_{02}^*} - \frac{1}{T_\pi^* T_{01}} \right) + \text{c. c.} \right] \right\},$$

где D_T определяется выражением (11).

В условиях парциального резонанса прохождения

$$P_T = \frac{\cos^2 \xi/2}{\cos^2 \xi/2 + 2|T_{02}|^2}, \quad (15)$$

где степень поляризации прошедшей волны $P_T = \sqrt{\overline{P_{Tx}^2} + \overline{P_{Ty}^2} + \overline{P_{Tz}^2}}$ [12] и усреднение компонент P_{Ti} проводится по ансамблю налетающих частиц [13]. Итак, степень поляризации прошедшей волны при определенных условиях может быть близка к единице, но никогда не обращается в единицу из-за двухканального характера рассеяния. В рассматриваемой нами ситуации $|T_{02}|^2$ является экспоненциально малой величиной, легко поддающейся оценке $|T_{02}|^2 \approx (V_0/\gamma B)^2 |t_2|^4$, где t_2 – одна из амплитуд прохождения изолированного барьера. В этих условиях коэффициент прохождения (12) слабо зависит от угла θ . Минимальное значение степени поляризации прошедшей волны P_{\min} является функцией параметра η . Легко показать, что в случае слабых поперечных полей ($\eta \ll 1$) $P_{\min} \approx \eta^2$, а в случае сильных поперечных полей ($\eta \gg 1$) $P_{\min} \approx 1 - 4|T_{02}|^2$, т. е. практически равно единице. Таким образом, с ростом η вентиляльный эффект постепенно исчезает. Это согласуется с утверждением, что наличие поперечной компоненты поля подавляет осцилляционные эффекты при рассеянии поляризованной волны на одиночном барьере [8].

3.2. Отраженная волна

Аналогичным образом исследуется поляризация отраженной волны. Используя выражение (5), для соответствующих амплитуд получим:

$$\begin{aligned}
 R_{\uparrow\uparrow} &= \left(\frac{R_{01}}{T_{01}} \cos^2 \xi/2 + \frac{R_{\pi 1}}{T_{\pi}} \sin^2 \xi/2 \right) T_{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{2} \left(\frac{R_{01}}{T_{01}} - \frac{R_{\pi 1}}{T_{\pi}} \right) e^{-i\varphi} T_{\downarrow\uparrow} \sin \xi, \\
 R_{\downarrow\downarrow} &= \left(\frac{R_{02}}{T_{02}} \cos^2 \xi/2 + \frac{R_{\pi 2}}{T_{\pi}} \sin^2 \xi/2 \right) T_{\downarrow\downarrow} - \frac{1}{2} \left(\frac{R_{02}}{T_{02}} - \frac{R_{\pi 2}}{T_{\pi}} \right) e^{i\varphi} T_{\uparrow\downarrow} \sin \xi, \\
 R_{\uparrow\downarrow} &= \left(\frac{R_{01}}{T_{01}} \cos^2 \xi/2 + \frac{R_{\pi 1}}{T_{\pi}} \sin^2 \xi/2 \right) T_{\uparrow\downarrow} + \frac{1}{2} \left(\frac{R_{01}}{T_{01}} - \frac{R_{\pi 1}}{T_{\pi}} \right) e^{-i\varphi} T_{\downarrow\downarrow} \sin \xi, \\
 R_{\downarrow\uparrow} &= \left(\frac{R_{02}}{T_{02}} \cos^2 \xi/2 + \frac{R_{\pi 2}}{T_{\pi}} \sin^2 \xi/2 \right) T_{\downarrow\uparrow} - \frac{1}{2} \left(\frac{R_{02}}{T_{02}} - \frac{R_{\pi 2}}{T_{\pi}} \right) e^{i\varphi} T_{\uparrow\uparrow} \sin \xi.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь

$$\frac{R_{0l}}{T_{0l}} = \frac{r_l}{t_l^2} + \frac{r_l}{|t_l|^2} e^{2ikc} \quad (l=1,2), \tag{17.1}$$

$$\frac{R_{\pi 1}}{T_{\pi}} = \frac{r_1}{t_1 t_2} + \frac{r_2}{t_1^* t_2} e^{2ikc}, \tag{17.2}$$

$$\frac{R_{\pi 2}}{T_{\pi}} = \frac{r_2}{t_1 t_2} + \frac{r_1}{t_1 t_2^*} e^{2ikc}, \quad (17.3)$$

где $R_{\pi l}$ ($l=1,2$) – амплитуды отражения для двухбарьерной системы с антипараллельными внутренними полями. Итак, амплитуды отражения выражаются через величины, являющиеся соответствующими амплитудами квантовых сопротивлений. Они, в свою очередь, представляют собой отношение парциальных амплитуд отражения и прохождения. С другой стороны, R_{ij} зависит от амплитуд прохождения T_{ij} и это приводит к ряду интересных результатов для поляризации отраженных волн. Как и в предыдущем разделе, нас интересует режим парциального резонанса прохождения ($|T_{01}|=1$), тогда для амплитуд T_{ij} получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} T_{\uparrow\uparrow} &= e^{i\Delta_1} \cos^2 \frac{\xi}{2}, & T_{\downarrow\downarrow} &= \sqrt{|T_{02}|} e^{i\Delta} \sin^2 \frac{\xi}{2}, \\ T_{\downarrow\uparrow} &= \frac{1}{2} \sqrt{|T_{02}|} e^{i(\Delta-\Phi)} \sin \xi, & T_{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{2} e^{i(\Phi+\Delta_1)} \sin \xi, \end{aligned} \quad (18)$$

где Δ_l – фаза T_{0l} и $\Delta = 2^{-1}(\Delta_1 + \Delta_2)$.

Компоненты вектора поляризации отраженной волны выражаются через амплитуды (16) и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} P_{Rx} &= \frac{1}{2D_R} (R_{\uparrow\uparrow} R_{\uparrow\downarrow}^* + \text{c. c.} + R_{\downarrow\downarrow}^* R_{\downarrow\uparrow} + \text{c. c.}), \\ P_{Ry} &= \frac{i}{2D_R} (R_{\uparrow\uparrow} R_{\uparrow\downarrow}^* - \text{c. c.} + R_{\downarrow\downarrow}^* R_{\downarrow\uparrow} - \text{c. c.}), \\ P_{Rz} &= \frac{1}{2D_R} (|R_{\uparrow\uparrow}|^2 - |R_{\downarrow\downarrow}|^2 + |R_{\downarrow\uparrow}|^2 - |R_{\uparrow\downarrow}|^2), \end{aligned} \quad (19)$$

где $D_R = \frac{1}{2} (|R_{\uparrow\uparrow}|^2 + |R_{\downarrow\downarrow}|^2 + |R_{\uparrow\downarrow}|^2 + |R_{\downarrow\uparrow}|^2)$ – коэффициент отражения, когда падающая волна неполяризована по спину. Тогда из формул (18) и (19) следует, что $P_{Rx} = P_{Ry} = 0$, а $P_{Rz} = -1$. Отметим, что для получения этих результатов нет необходимости знать явные выражения для фаз Δ_l , поэтому мы их не приводим. Итак, отраженная волна сильно поляризована со степенью поляризации, близкой к единице. Интересно, что этот результат верен при любой величине поперечной компоненты внутреннего поля, в том числе при его нулевом значении. Следовательно, полученный результат верен не только для некопланарных, но и для неколлинеарных систем, что можно легко проверить. Коэффициент отражения в условиях парциального резонанса прохождения можно получить из формулы (13):

$$D_{\text{rez}} = \frac{1}{2} \left(1 + \sin^2 \frac{\xi}{2} \right). \quad (20)$$

Это выражение верно с точностью до экспоненциально малых слагаемых.

4. Заключение

Приведенные результаты позволяют заключить, что рассмотренная двухбарьерная некомпланарная структура обладает сильными спин-поляризующими свойствами. Рост поперечной компоненты внутреннего поля второго барьера приводит к подавлению характерного для двухбарьерных систем явления – аналога хорошо известного явления вентиляющего эффекта. Важно, что при выполнении условия парциального резонанса прохождения, степень поляризации как прошедшей, так и отраженной волн оказывается близкой к единице. Кроме того, если при отсутствии поперечной компоненты или его малой величине коэффициент прохождения удовлетворяет квантовому аналогу закона Малюса, то в случае сильных поперечных полей резонансный коэффициент прохождения выходит на плато, т. е. исчезают характерные осцилляции по углу неколлинеарности θ . Наряду с этим исчезает глубокий провал до нуля в поляризации прошедшей волны при $\theta = \pi$. Отметим, что ранее в работе [8] нами было показано, что эффекты подавления осцилляций по углу θ возникают и в однобарьерной некомпланарной системе как в коэффициентах прохождения и отражения, так и в степенях поляризации волн, рассеянных вперед и назад.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A. Fert.** Rev. Mod. Phys., **80**, 1517 (2008).
2. **A. Fert.** Thin Sol. Films, **517**, 2 (2008).
3. **T. Dietl.** Nature Mat., **9**, 965 (2010).
4. **I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma.** arXiv: cond-mat/0405528, **1**, (2004).
5. **A.N. Kocharian, A.S. Sahakyan, R.M. Movsesyan.** J. Magnetism and Magnetic Materials, **322**, 42 (2010).
6. **A.S. Sahakyan, R.M. Movsesyan, A.N. Kocharian.** J. Nanopart. Res., **16**, 2198 (2014).
7. **A.S. Sahakyan, R.M. Movsesyan, A.N. Kocharian.** In: Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology (in publish), (2017).
8. **А.С. Саакян, А.В. Погосян, А.Н. Кочарян, Р.М. Мовсесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 1 (2017).
9. **В.И. Арнольд.** Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. Москва, Наука, 1978.
10. **P. Markos, C.M. Soukoulis.** Wave Propagation, From Electrons to Photonic Crystals. Princeton Univ. Press, 2008.
11. **Р. Дитчберн.** Физическая оптика. Москва, Наука, 1965.
12. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Квантовая механика. Москва, Наука, 1974.
13. **В.Г. Зелевинский.** Лекции по квантовой механике. Новосибирск, изд-во Сиб. Унив., 2002.

ՀԱՏ ՍՊԻՆԻ ՉԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԱԼԻՔԻ ՑՐՈՒՄԸ ԵՐԿՈՒ
ԱՐԳԵԼՔ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՈՉ ԿՈՄՊԼԱՆԱՐ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՎՐԱ

Ա.Վ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ,
Ա.Ն. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ռ.Մ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ

Հետազոտված է ըստ սպինի չբևեռացված ալիքի ցրումը մի համակարգի վրա, որի պոտենցիալային կտրվածքը պարունակում է երկու նույնական արգելքներ, որոնց ներքին մագնիսական դաշտերի ինդուկցիաները ոչ կոմպլանար են: Հետազոտված են համակարգի տրանսպորտային բնութագրերի կախվածությունները համակարգի ոչ կոմպլանարությունը բնութագրող ազատության աստիճաններից:

ON SCATTERING OF NON-SPIN-POLARIZED WAVE ON
TWO-BARRIER NON-COMPLANAR SYSTEM

A.V. POGOSYAN, A.S. SAHAKYAN,
A.N. KOCHARYAN, R.M. MOVSESYAN

The scattering of a non spin-polarized wave on a structure the potential profile of which contains two identical barriers with noncoplanar internal magnetic field inductions is considered. The dependences of the transport characteristics of the structure on the degrees of freedom describing its noncoplanarity are investigated.