

01;07

## **Квантовое кольцо в магнитном поле и выпрямитель, основанный на квантовой интерференции**

© В.А. Гейлер, И.Ю. Попов

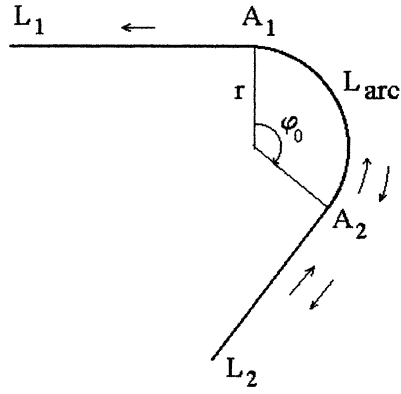
Мордовский государственный университет, Саранск  
Институт точной механики и оптики, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 9 октября 2000 г.

Рассмотрен электронный транспорт в искривленном квантовом проводе в магнитном поле. Предложена возможная конструкция квантового интерференционного выпрямителя.

Бурное развитие наноэлектроники позволило создавать принципиально новые объекты — квантовые нити и точки. Это открывает путь к новым типам устройств, например квантовому компьютеру. При этом требуется разработать различные элементы, базирующиеся на квантовых принципах. В частности, появился ряд работ, в которых предложены возможные конструкции квантового интерференционного транзистора квантового конденсатора, квантового переключателя (см., например, [1–8]). При этом, естественно, возникает проблема адекватного теоретического описания системы. Поскольку описание реальных систем такого типа затруднено, обычно используют различные модели. Часто теоретический анализ позволяет предсказать свойства реальных систем и предложить возможные конструкции наноэлектронных устройств.

Цель данной статьи — предложить возможную конструкцию квантового мезоскопического выпрямителя и квантового переключателя, управляемого внешним магнитным полем, и описать электронный транспорт в данных системах. В качестве математической базы рассматривается задача рассеяния для искривленного квантового провода, помещенного в магнитное поле, ортогональное плоскости системы. Для квантового провода используется одномерная аппроксимация. Полученные результаты применены к описанию нового квантового устройства.



**Рис. 1.** Искривленный квантовый провод.  $r$  — радиус,  $\varphi$  — секториальный угол дуги.

Рассмотрим изогнутый квантовый провод (рис. 1), состоящий из трех частей: двух полубесконечных прямых проводов  $L_1$ ,  $L_2$  и дуги  $L_{arc}$  с радиусом  $r$  и секториальным углом  $\varphi_0$ . Предполагаем, что система находится в магнитном поле  $B$ , которое однородно в окрестности дуги и зануляется вне ее. Оператор импульса  $\hat{k}$  на  $L_1$  и  $L_2$  имеет вид  $\hat{k} = -\hbar i d/dx$ . На  $L_{arc}$  рассматриваем калибровочно-инвариантный оператор импульса  $\hat{p}$ :

$$\hat{p} = \frac{\hbar}{r} \left( \frac{1}{i} \frac{d}{d\varphi} + \Phi \right),$$

где  $\Phi = \pi r^2 B / \Phi_0$  ( $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\Phi_0 = 2\pi \hbar c / |e|$ ). Параметр  $\varphi$  на  $L_{arc}$  меняется в пределах  $0 \leq \varphi \leq \varphi_0$ .

Гамильтониан системы имеет вид:  $H_1 = H_2 = \hat{k}^2 / (2m)$ , на  $L_1$  и  $L_2$ ,  $H_{arc} = \hat{p}^2 / (2m)$ , на  $L_{arc}$ . В точках  $A_1$ ,  $A_2$  (рис. 1) выполняются следующие калибровочно-инвариантные граничные условия. В точке  $A_1$ :

$$\Psi_1(0) = \Psi_{arc}(0), \quad \hat{k}\Psi_1(0) = -\hat{p}\Psi_{arc}(0), \quad (1)$$

а в точке  $A_2$ :

$$\Psi_{arc}(\varphi_0) = \Psi_2(0), \quad \hat{p}\Psi_{arc}(\varphi_0) = \hat{k}\Psi_2(0). \quad (2)$$

Разница в знаках в (1) и (2) связана с тем, что на  $L_1$  и  $L_{arc}$  выбраны противоположные направления.

Решение задачи рассеяния представляется в виде:

$$\Psi_1(x) = \exp(ikx/\hbar), \text{ on } L_1,$$

$$\Psi_{arc}(\varphi) = a_1 \exp(ip_1 r \varphi / \hbar) + a_2 \exp(ip_2 r \varphi / \hbar), \text{ on } L_{arc},$$

$$\Psi_2(x) = b_1 \exp(ikx/\hbar) + b_2 \exp(-ikx/\hbar), \text{ on } L_2,$$

где  $p_1, p_2$ :

$$p_1 = k - \frac{\hbar\Phi}{r}, \quad p_2 = -k - \frac{\hbar\Phi}{r},$$

определяются из закона сохранения энергии:

$$\frac{1}{2m} \left( p + \frac{\hbar\Phi}{r} \right)^2 = \frac{k^2}{2m}.$$

Из (1) следуют соотношения

$$\begin{cases} a_1 + a_2 = 1, \\ a_1 - a_2 = -1. \end{cases}$$

Найдя  $a_1$  и  $a_2$ , получаем

$$\Psi_{arc}(\varphi) = \exp(-i(rk + \hbar\Phi)\varphi/\hbar).$$

Тогда, используя (2), находим коэффициент  $b_1, b_2$ :

$$\begin{cases} b_1 + b_2 = \exp(-i(rk + \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar), \\ b_1 = b_2 = -\exp(-i(rk + \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar). \end{cases}$$

Значит

$$\Psi_2(x) = \exp(-i(rk + \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar) \exp(-ikx/\hbar).$$

В результате получаем коэффициент прохождения из  $L_2$  в  $L_1$ :

$$t_{2 \rightarrow 1} = \exp(i(rk + \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar). \quad (3)$$

Коэффициент прохождения в обратную сторону находится аналогично. Мы стартуем со следующей формы решения

$$\Psi_2(x) = \exp(ikx/\hbar),$$

$$\Psi_{arc}(\varphi) = a_1 \exp(ip_1 r \varphi / \hbar) + a_2 \exp(ip_2 r \varphi / \hbar),$$

$$\Psi_1(x) = b_1 \exp(ikx/\hbar) + b_2 \exp(-ikx/\hbar).$$

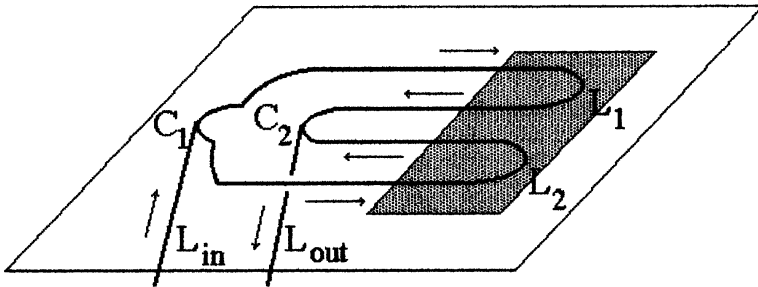
Реализуя описанную выше процедуру, получаем коэффициент прохождения из  $L_1$  в  $L_2$ :

$$t_{1 \rightarrow 2} = \exp(i(rk - \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar). \quad (4)$$

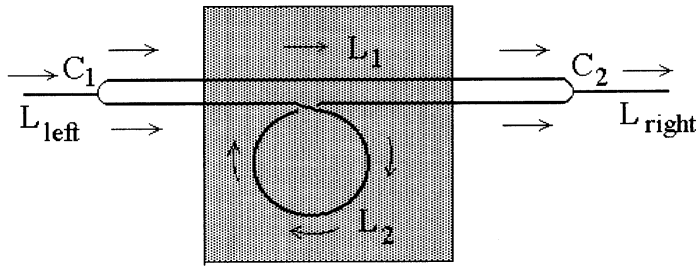
Для выяснения возможных приложений результата заметим, что модули обоих коэффициентов прохождения равны 1, меняется только фаза волновой функции, поэтому экспериментально полученные результаты можно наблюдать лишь в интерференционных эффектах. Мы предлагаем два возможных квантовых интерференционных устройства.

Первое — это квантовый ”переключатель” (”выключатель”) (рис. 2). Электронная волна, приходящая из  $L_{in}$ , расщепляется на две одинаковые волны в точке  $C_1$ . Эти волны проходят дуги  $L_1$  и  $L_2$  в противоположных направлениях и приходят в точку  $C_2$ , имея следующие дополнительные фазовые множители:  $\exp(i(kr - \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar)$  и  $\exp(i(kr + \hbar\Phi)\varphi_0/\hbar)$ . В  $L_{out}$  имеем суперпозицию этих волн. Если разность фаз  $\pi + 2\pi n$ , т.е. если  $\varphi_0\Phi = \pi/2 + \pi n$ ,  $n$  — целое, то прошедшая волна отсутствует, т.е. мы получили выключатель, управляемый магнитным полем  $B$ .

Второе устройство — ”квантовый выпрямитель” (рис. 3). Здесь, как и в предыдущем случае, волна, пришедшая из  $L_{left}$ , расщепляется на две одинаковые в точке  $C_1$ . Но теперь дополнительный фазовый множитель появляется лишь в  $L_2$ :  $\exp(2\pi i(kr - \hbar\Phi)/\hbar)$ . Пусть  $2\pi(kr/\hbar - \Phi) = 2\pi n$ , т.е.  $kr/\hbar - \Phi = n$ ,  $n$  — целое. Тогда суперпозиция волн в  $L_{right}$  дает коэффициент прохождения слева направо, равный 1, для всего устройства. Если рассмотреть прохождение в обратном направлении, то



**Рис. 2.** Квантовый выключатель. Затемнена область, в которой есть магнитное поле.



**Рис. 3.** Квантовый выпрямитель. Затемнена область, в которой есть магнитное поле.

здесь дополнительный фазовый множитель будет  $\exp(2\pi i(kr + \hbar\Phi)/\hbar)$ . Пусть  $2\pi(kr\hbar^{-1} + \Phi) = \pi + 2\pi n'$ , т.е.  $kr\hbar^{-1} + \Phi = 1/2 + n'$ ,  $n'$  — целое. Тогда суперпозиция волн в  $L_{left}$  даст нулевой коэффициент прохождения справа налево. Таким образом, при выполнении обоих условий ( $kr\hbar^{-1} - \Phi = n$  и  $kr\hbar^{-1} + \Phi = 1/2 + n'$ ) устройство работает как выпрямитель. Принимая во внимание, что  $k^2$  фиксировано уровнем Ферми, получаем, что одновременного выполнения обоих условий можно добиться за счет изменения двух параметров ( $r$  и  $B$ ).

Авторы благодарят Комиссию Европейского Союза за финансовую поддержку в рамках проекта Ec-Russia Exploratory Collaborative Activity under EU ESPRIT Project 28890 NTCONGS. ИЮП благодарит Мордовский государственный университет за гостеприимство во время подготовки статьи.

Работа поддержана Минобразования РФ.

## Список литературы

- [1] Sols F., Macucci F., Ravaioli U., Hess K. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 350.
- [2] Exner P., Seba P. // Phys. Lett. A. 1988. V. 129. P. 477.
- [3] Porod W., Shao Z., Lent C.S. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 8495.
- [4] Beenakker C.W., van Houten H. // H. Ehrenreich, D. Turnbull (Eds.). Solid State Physics. Advances in Res. and Appl. V. 44. Academic Press, San Diego, 1991. P. 1.

- [5] Büttiker M. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1761.
- [6] Nolic K., Sordan R. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 9631.
- [7] Павлов Б.С., Попов И.Ю., Першенко О.С. // Изв. вузов. Приборостроение. 2000. Т. 45. N 1–2. С. 31.
- [8] Pavlov B.S., Popov I.Yu., Geyley V.A., Pershenko O.S. // Europhys. Lett. 2000. V. 52. P. 133.