

КОНДАКТАНС И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ

И.Л.Алейнер, Ю.Б.Лянда-Геллер

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР
194021, Ленинград*

Поступила в редакцию 21 декабря 1990 г.

Показано, что при резонансном туннелировании баллистических электронов в магнитном поле коэффициент прохождения зависит от их спина. Зависимость кондактанса и поляризации спина прошедших электронов от магнитного поля представляет собой последовательность резонансных пиков.

Одним из ярких эффектов, проявляющихся в баллистическом транспорте, является резонансное туннелирование электронов ¹.

Зададимся вопросом о влиянии на резонансное туннелирование спинового расщепления электронных уровней в магнитном поле.

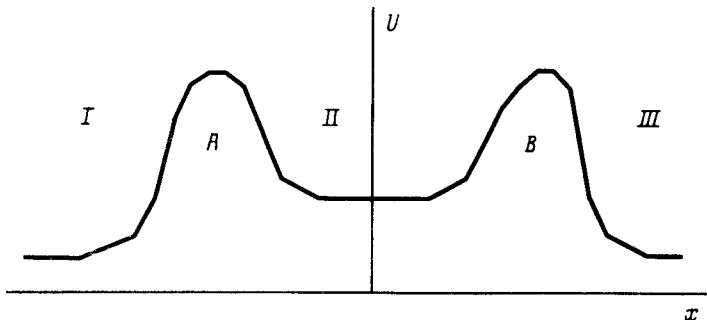


Рис. 1. Схематическое изображение потенциального рельефа, при резонансном туннелировании

Коэффициент прохождения одномерных электронов T через структуру, состоящую из двух потенциальных барьеров (рис.1), имеет вид

$$T = \frac{T_A T_B}{|1 - \sqrt{R_A R_B} \exp(i\theta)|^2}, \quad (1)$$

где $T_{A(B)}(\epsilon)$ - коэффициенты прохождения через барьеры A и B соответственно, $R_{A(B)} = 1 - T_{A(B)}$ - коэффициенты отражения, $\theta(\epsilon)$ полная фаза, приобретаемая электроном за цикл движения в области II между барьерами, ϵ - энергия электронов. Коэффициент T обращается в единицу при условии

$$\theta = 2\pi n, \quad n - \text{целое число}, \quad (2)$$

и $T_A = T_B$. Мы будем считать барьеры A и B одинаковыми.

Условие (2) определяет положение квазидискретных уровней в области между двумя барьерами. Если коэффициенты прохождения $T_{A(B)} \ll 1$, то ширина этих уровней мала по сравнению с расстоянием между ними. Совпадение энергии туннелирующего электрона с энергией квазидискретного уровня и соответствует резонансному прохождению.

В присутствии магнитного поля H эффективная потенциальная энергия электронов имеет вид

$$U(x) = U_0(x) + g\mu\sigma\hbar H, \quad (3)$$

где $U_0(x)$ - двухбарьерный потенциал, g - g -фактор электрона, который мы будем для простоты считать не зависящим от координаты, μ - магнетон Бора, σ_i -матрицы Паули. Из (3) следует, что уровни резонансного туннелирования для электронов с различными проекциями спина на направление магнитного поля различаются:

$$U_{\uparrow} - U_{\downarrow} = 2g\mu H. \quad (4)$$

Исследуем туннелирование электронов с энергией $\epsilon = \epsilon_F$. Зависимость коэффициента прохождения от магнитного поля представляет собой последовательность резонансных пиков для каждой из проекций спина. Для электронов с противоположными спинами пики имеют место при различных значениях магнитного поля.

Рассмотрим квазиодномерную систему, изучавшуюся в экспериментах ².

Исследованная структура образована (рис. 2) двумя адиабатическими сужениями в двумерном электронном газе GaAs. Уровни Ферми слева и справа от барьеров отличаются на величину приложенного потенциала eV , так что через сужения протекает малый ток I (в экспериментах ² $I < 1$ нА). Длина одномерного канала составляла 1,5 мкм при длине свободного пробега 9 мкм.

Кондактанс системы $G = \frac{dI}{dV}|_{V=0}$ определяется коэффициентами прохождения электронов сквозь барьеры по различным траекториям (каналам). Перепутывание каналов в условиях адиабатического прохождения сужений отсутствует. Кондактанс в этих условиях определяется формулой ³

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_j (T_{j\downarrow} + T_{j\uparrow}), \quad (5)$$

где T_j - коэффициент прохождения электронов по траектории j .

Движение по этим траекториям при $H = 0$ определяется одномерным уравнением Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U_0^{(j)}(x) \right) \psi(x) = \epsilon \psi(x), \quad (6)$$

где $U_0^{(j)}(x) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2md^2(x)} j^2$, ось x направлена по направлению движения электронов, d - ширина сужения. Для траектории с номером j , таких, что

$$\epsilon_1 \equiv \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} j^2 < \epsilon_F, \quad (7)$$

где a - наименьшая ширина сужения (рис.2), коэффициент прохождения электронов в пренебрежении их надбарьерным отражением равен единице. В случае

$$\epsilon_2 \equiv \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mb^2} j^2 > \epsilon_F, \quad (8)$$

(b - наибольший размер области между сужениями), прохождение электронов экспоненциально мало. Наконец при

$$\epsilon_2 < \epsilon_F < \epsilon_1 \quad (9)$$

возможно резонансное туннелирование.

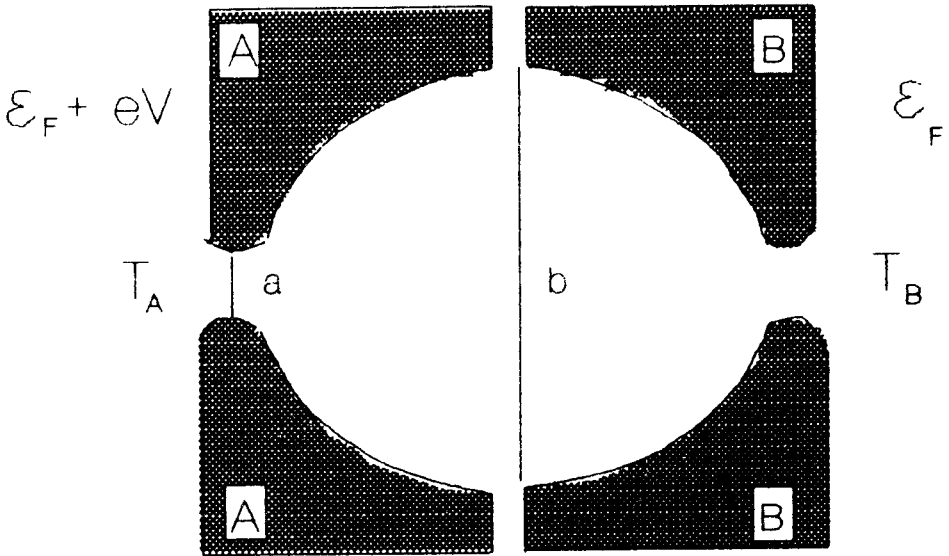


Рис. 2. Адиабатические сужения в двумерном газе GaAs, создаваемые потенциалом, приложенным к контактам А и В ²

В экспериментах ² магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости 2D-газа. В этом случае осцилляции кондактанса в основном связаны с движением уровня Ферми двумерного газа в квантующем магнитном поле. Если магнитное поле направлено параллельно направлению движения электронов, то уровень Ферми неподвижен вплоть до магнитных полей, в которых магнитная длина λ_H становится порядка толщины двумерного слоя.

Кондактанс при этом определяется формулой

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_j [T_j(\epsilon_F + g\mu H) + T_j(\epsilon_F - g\mu H)]. \quad (10)$$

При выполнении условий (7), (9) для не слишком большого количества траекторий кондактанс, как и коэффициент прохождения, представляет собой ярко

выраженную последовательность резонансных пиков. Приложение магнитного поля вдоль направления движения электронов, таким образом, позволяет выделить осцилляции кондактанса спиновой природы.

Для размеров области между барьерами порядка 10^{-4} расстояние между квазидискретными уровнями $\simeq 10^{-5}$ эВ и соответствующий период осцилляций $\simeq 1$ кЭ. Температура в $^2 10$ мК, что много меньше расстояния между квазидискретными уровнями, и поэтому применимо рассмотрение со ступенчатым ферми-распределением электронов. Для толщины $2D$ -слоя порядка 100\AA положение уровня Ферми не зависит от магнитного поля в магнитных полях, меньших 50 кЭ.

В случае, когда ϵ_F совпадает с квазидискретным уровнем в области между барьерами для электронов с одной проекцией спина и одновременно находится между двумя уровнями резонансного туннелирования для частиц с противоположной проекцией спина, поток прошедших электронов оказывается частично поляризованным. Степень поляризации электронов P определяется формулой

$$P = \frac{T(\epsilon_F + g\mu H) - T(\epsilon_F - g\mu H)}{T(\epsilon_F + g\mu H) + T(\epsilon_F - g\mu H)} \quad (11)$$

Максимальное значение поляризации есть

$$P = \frac{2R_A}{R_A^2 + 1} \quad (12)$$

При абсолютно непрозрачных барьерах величина (12) обращается в единицу.

При наличии неравновесной спиновой поляризации электронов (два различных уровня Ферми для электронов с противоположными спинами) резонансное туннелирование ведет к изменению степени поляризации и к зависимости от нее кондактанса даже в отсутствие магнитного поля.

Отметим также, что зависимость коэффициента прохождения электронов от спина возможна и при туннелировании через одиночный барьер, и при надбарьерном отражении, однако эффект в этом случае проявляется менее ярко, чем при резонансном туннелировании.

Мы благодарны В.И.Перелю и Г.Е.Пикусу за обсуждение результатов.

Литература

1. *Chang L.L., Esaki L., Tsu R.* Appl. Phys. Lett., 1974, 24, 593.
2. *Kouwenhoven L.P.* Abstracts of XX International Conference on Physics of Semiconductors, Thessaloniki, Greece, 1990.
3. *Imry Y.* In Directions in Condensed Matter Physics. Ed. by G.Grinstein, G.Mazenko. Singapore: World Scientific Publ., 1986, p. 101.