Письма в ЖЭТФ, том 32, вып. 10, стр. 590 – 592 *20 ноября 1980 г.*

О ВЛИЯНИИ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК МЕЖДУ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫМИ ПЛЕНКАМИ

В.М.Генкин

Теоретически предсказано наличие резонанса и падающего участка в вольт-амперных характеристиках туннельного контакта из двух размерно-квантованных пленок в неквантующих магнитных полях.

Работа посвящена влиянию постоянного магнитного поля, параллельного плоскости перехода, на туннельный ток между размерно- квантованными полупроводниковыми пленками , разделенными потенциальным барьером. Магнитное поле, как известно, изменяет вид энергетического спектра, что отражается в вольт-амперных характеристиках [1]. Однако, при параллельной геометрии спектр электронов в достаточно тонкой пленке будет изменяться лишь в таких сильных магнитных полях, при которых магнитная длина $r_H = (e/cH)^{1/2}$ становится меньше толщины пленки d_0. Но уже в меньших полях возможно выполнение условия классически сильного магнитного поля $\omega_H\tau > 1$, когда для массивных полупроводников проводимость начинает сильно зависеть от магнитного поля. Здесь $\omega_H = eH/m^*c$ – циклотронная частота, τ – время релаксации импульса, m^* – эффективная масса. В частности, при $\omega_H\tau >> 1$ проводимость вдоль электрического поля падает, как $1/H^2$ [2]. В работе показано, что проводимость туннельного контакта из двух размерно-квантованных пленок ведет себя совершенно иначе. В сильных магнитных полях она падает, как $1/H$. При выполнении резонансного условия $\omega_H d_0 p_0 \approx e\phi$ в вольт-амперных характеристиках будет максимум с амплитудой, пропорциональной $\phi^{1/2}$. Здесь ϕ — разность потенциалов между центрами пленок, p_0 — характерное значение импульса электронов в плоскости пленки.

В качестве модели возмем две ямы, разделенные потенциальным барьером. Выберем систему координат с началом в середине одной из ям, ось $0y$ направим по нормали к плоскости перехода, магнитное поле, которое задается векторным потенциалом $\mathbf{A}(-Hy,\ 0,\ 0)$, направлено вдоль оси $0z$. Пусть $\psi_{n\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ волновые функции электрона в яме с энергией $\zeta_{n\mathbf{p}}$ в предположении, что толщина барьера стремится к бесконечности, где n — номер уровня размерного квантования, $\mathbf{p}$ — двумерный импульс в плоскости xz. Гамильтониан системы в представлении вторичного квантования может быть записан в виде

$$\mathcal{H} = \Sigma \zeta_{n\mathbf{p}} a^+_{n\mathbf{p}} a_{n\mathbf{p}} + (\zeta_{n\mathbf{p}} + \omega_H d p_x + e\phi)\, b^+_{n\mathbf{p}} b_{n\mathbf{p}} +$$

$$+ T_{n\mathbf{p},n'\mathbf{p}} a^+_{n\mathbf{p}} b_{n'\mathbf{p}} + T^*_{n'\mathbf{p},n\mathbf{p}} b^+_{n'\mathbf{p}} a_{n\mathbf{p}}, \qquad (1)$$

где $a^+_{n\mathbf{p}}$ — оператор рождения электрона в той яме, где выбрано начало координат, $b^+_{n\mathbf{p}}$ — оператор рождения электрона в другой яме, $d(\approx d_0)$ — расстояние между центрами ям. Матричные элементы $T_{n\mathbf{p},n'\mathbf{p}}$ описывают переходы электронов между ямами. Предполагается, что при туннелировании продольный импульс сохраняется. Незеркальность можно представить себе, как результат зеркального туннелирования с последующим рассеянием на границе. Столкновение носителей с рассеивающими центрами будет учтено через время релаксации. Это соответствует лестничному приближению в теории сплавов и справедливо, если средняя длина свободного пробега много больше де-бройлевской длины волны электронов [3].

Из структуры гамильтониана видно, что в основном приближении d_0/r_H влияние магнитного поля эквивалентно действию зависящей от p_x эффективной разности потенциалов $\phi^* = \omega_H p_x d/e$. Таким образом, в достаточно сильных магнитных полях те электроны, для которых $e\phi^* > 1/\tau$ не смогут туннелировать между ямами с сохранением продольного импульса, так как для них не выполнится закон сохранения энергии. В результате, вклад в ток дадут только электроны с $|p_x| < 1/\omega_H \tau d$, т. е. проводимость контакта будет падать, как $1/H$. Увеличивая разность потенциалов между ямами, мы видим, что вклад в ток уже будут давать электроны с $p_x \neq 0$, т. е. те, для которых удовлетворяется условие $e|\phi + \phi^*| \lesssim 1/\tau$. Число таких электронов растет с ростом p_x, и туннельный ток будет расти. Если же $e\phi$ столь велика, что закон сохранения энергии не может быть выполнен ни для каких электронов, то туннельный ток обращается в нуль. Таким образом, получается, что вольт-амперные характеристики будут иметь максимум, а с ним и падающий участок. Здесь везде предполагается, что речь идет о туннелировании без изменения номера уровня размерного квантования в яме.

Эти результаты можно получить и из строгого расчета. Туннельный ток определяется известным выражением [1]

$$I = 2e\Sigma\,|T_{n\mathbf{p},n\mathbf{p}}|^2 \int \frac{d\omega}{2\pi}\,\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^2} N(\omega,\zeta_{n\mathbf{p}}).$$

$$N(\omega + e\phi,\ \zeta_{n\mathbf{p}} + \omega_H d p_x)(f(\omega) - f(\omega + e\phi)),$$

$$N(\omega,\zeta) = \frac{\nu/2}{(\omega + \mu - \zeta)^2 + \nu^2/4}, \quad \nu = 1/\tau, \tag{2}$$

где $f(\omega)$ — фермиевская функция распределения, μ — химический потенциал. Величина ν учитывает столкновения электронов с рассеивающими центрами, расположенными как в пленке, так и на поверхности [4]. В нулевом приближении по d_o/r_H $\zeta_{n\mathbf{p}} = \epsilon_n + p^2/2m$, где ϵ_n — энергия поперечного движения электрона в яме. Выполняя интегрирование по двумерному вектору $\mathbf{p}$, (вначале удобнее вычислить интеграл по p) и затем по ω найдем

$$I = \frac{\phi}{R}\left|\mathrm{Re}\,\frac{\nu}{\sqrt{\omega_H^2 d^2 p_o^2 - (e\phi + i\nu)^2}}\right|, \tag{3}$$

где матричные элементы $|T_{n\mathbf{p},n\mathbf{p}}|$ выражены через сопротивление перехода R при $H = 0$, $\phi = 0$. Из выражения (3) видны все те особенности, о которых говорилось выше.

Поступила в редакцию
22 июня 1980г.
После переработки
20 октября 1980 г.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Литература

[1] E.L.Wolf. Solid State Physics, 30, 1, 1975; F.Seiz, D.Turnbull. New-York, Academic Press.

[2] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., изд. Наука, 1978.

[3] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962.

[4] Э.М.Баскин, М.В.Энтин. ЖЭТФ, 57, 460, 1969.