

ТУННЕЛИРОВАНИЕ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И МНОГОЧАСТИЧНЫЕ ОСОБЕННОСТИ В ТУННЕЛЬНЫХ СПЕКТРАХ ПЕРЕХОДОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

*И.Н.Котельников, А.Я.Шульман, Д.К.Мод*¹⁾, Ж.-Кл.Порталь*¹⁾,*

*Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия*

**Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS,
38042 Grenoble Cedex 9, France*

Поступила в редакцию 14 ноября 1994 г.

Исследована зависимость дифференциального туннельного сопротивления R и туннельных спектров Rd^2I/dV^2 переходов n -GaAs/Au от магнитного поля B в продольном ($B \parallel I$) и поперечном ($B \perp I$) полях до 23 Т при температуре 4,2К. Обнаружено, что квантующее магнитное поле изменяет кривые $R(V)$ подобным образом и оставляет туннельные спектры практически неизменными, за исключением диапазона напряжений смещения V , где имеются проявления многочастичных эффектов в туннелировании: аномалия при нулевом смещении и фононные особенности на туннельных спектрах. Это позволяет предположить, что с точностью до вкладов многочастичных взаимодействий (обменно-корреляционного и поляронного) зависимость R от V и B может быть представлена в мультипликативной форме $R \propto f(V)g(B)$. Выведены формулы для зависимости $R(B)$ при $V = 0$ и проведено сравнение расчетных кривых с измеренными. Имеющиеся количественные расхождения свидетельствуют о необходимости учета изменения формы самосогласованного барьера Шоттки вследствие влияния квантующего магнитного поля на экранирование. В случае продольного поля единственной причиной существования магнитосопротивления туннельных переходов может быть только квантование Ландау спектра свободных носителей. Сопоставление кривых $R(B)$ и осцилляций Шубникова-де Гааза объемного сопротивления n -GaAs указывает, что процессы рассеяния, подавляющие магнитное квантование в объеме полупроводника, когда не выполнено условие $\omega_c\tau \geq 1$, не препятствуют квантованию электронов в области барьера Шоттки в гораздо более слабых полях.

В последние годы значительный интерес вызывают исследования влияния квантующего магнитного поля на туннельные системы. Однако они выполняются, как правило, на весьма сложных полупроводниковых гетероструктурах с жестким туннельным барьером (см., например, [1, 2]) и в основном связаны с изучением энергетического спектра двумерных электронов и фононов (магнитотуннельная спектроскопия). В то же время такая фундаментальная и относительно простая система, как туннельный переход металл-полупроводник с барьером Шоттки, не была адекватно исследована с этой точки зрения. Благодаря квазиклассичности и самосогласованности электростатического потенциала барьера Шоттки, механизм влияния магнитного поля на туннельные характеристики должен быть существенно иным, чем в системах с жестким барьером. Как было показано Харрисоном [3] (в отсутствие магнитного поля), выражение для туннельного тока через квазиклассический барьер не содержит плотности электронных состояний в объеме электродов. Однако самосогласованный характер барьера открывает в этом случае иную возможность проявления энергетического спектра свободных носителей в туннельных характеристиках [4, 5]. Представлялось интересным изучить магнитотуннелирование

¹⁾D.K.Maude, J.-C.Portal.

в переходах с барьером Шоттки, поскольку в этих условиях можно легко перестраивать энергетический спектр электронов.

Образцы и методика измерений. Туннельные переходы изготавливались на пластинах n -GaAs (поверхность (100)) в вакууме порядка 10^{-10} мм.рт.ст. (более детальное описание см. в [6, 7]). Объемная концентрация свободных электронов в подложках определялась по периоду осцилляций Шубникова–де Гааза и составляла $5,85 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Измерялись дифференциальное сопротивление $R = dV/dI$ и вторая производная d^2V/dI^2 методом синхронного детектирования первой и второй гармоник напряжения на переходе при синусоидальной модуляции тока I через переход с частотой ≈ 200 Гц.

Результаты измерений. На рис.1 приведены зависимости $R(V)$, измеренные в нулевом магнитном поле и в максимальном поле при двух ориентациях. Видно, что в случае поперечной ориентации магнитосопротивление заметно больше, чем при продольной, хотя в обоих случаях кривые сдвигаются почти параллельно относительно кривой для $B = 0$. Чтобы выявить этот эффект более наглядно, на этом же рисунке построены туннельные спектры для тех же значений и ориентаций магнитного поля, а именно $(d\sigma/dV)/\sigma$, где $\sigma = 1/R$ – туннельная проводимость перехода. Очевидно, что логарифмическая производная σ (а значит, и R) почти не зависит от B , за исключением области аномалии при нулевом смещении (АНС) и фоновых особенностей при $V = \pm 37$ мэВ. Различия в поведении АНС при различных ориентациях B уже обсуждались [7], так что здесь мы только хотим показать, что вне области особенностей туннельных спектров, связанных с многочастичными (электрон-электронным и электрон-фононным) взаимодействиями, чувствительность логарифмической производной к магнитному полю гораздо слабее, чем самого сопротивления. Отсюда следует, что если представить R (или σ , что все равно) в виде $\exp(G(V, B))$, то для показателя можно написать $G(V, B) = G_1(V) + G_2(B)$, а значит, R может быть записано в виде произведения $f(V)g(B)$.

Установленная выше форма зависимости R от B позволяет ограничиться в первом приближении изучением зависимости сопротивления от магнитного поля при $V = 0$. Соответствующие результаты представлены на рис.2, где построен логарифм отношения $R(B)/R(0)$, который характеризует изменение показателя туннельной экспоненты с изменением магнитного поля. Видно, что это изменение ведет себя как B^2 в пределах почти четырех порядков. Обращает на себя внимание сравнительно небольшая разница в величинах продольного и поперечного магнитосопротивлений. Если в поперечном случае наличие магнитосопротивления можно качественно связать с силой Лоренца, действующей на туннелирующий электрон, то продольное магнитосопротивление, как и в объемном случае, должно возникать только в результате квантования Ландау. Однако измерения объемных осцилляций Шубникова–де Гааза, проведенные на этой же подложке (см. самую нижнюю кривую на рис.2), показывают, что квантование спектра электронов в объеме наступает при $B \geq 8$ Т, то есть когда выполняется хорошо известное условие на циклотронную частоту ω_c и время рассеяния импульса τ (определенное из подвижности): $\omega_c \tau \geq 1$. Таким образом, при меньших полях квантования электронов в объеме не происходит. Тем не менее, на зависимости туннельного сопротивления от B никаких кардинальных различий в поведении при полях, меньших 8 Т, не наблюдается, в том числе и для продольного случая, когда наличие магнитосопротивления должно быть обусловлено квантованием Ландау.

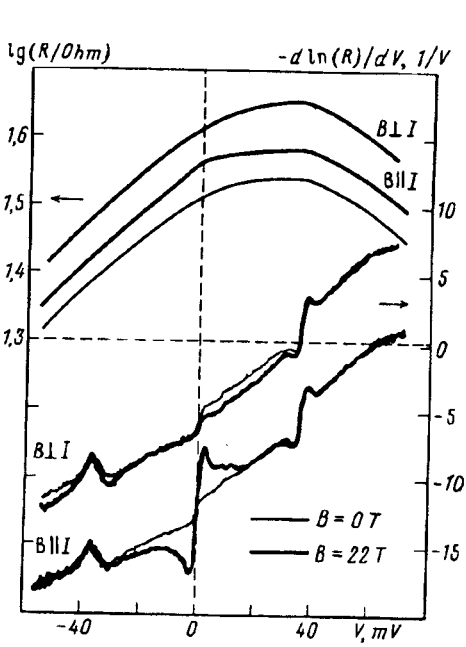


Рис.1

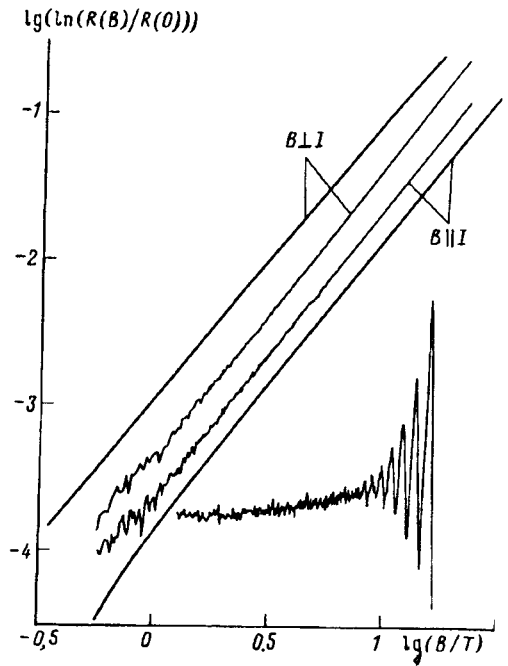


Рис.2

Рис.1. Влияние магнитного поля в двух ориентациях на туннельное сопротивление $R(V)$ (три верхних кривых, левая шкала) и туннельный спектр $d \ln \sigma / dV$ (нижние кривые, правая шкала). Тонкие линии — $B = 0$; жирные — $B = 22$ Т. Две самых нижних кривых сдвинуты для наглядности на $-7V^{-1}$. Ориентация магнитного поля B относительно туннельного тока I указана около кривых. Отметим нечувствительность туннельного спектра к наличию магнитного поля, за исключением области АНС при $B \parallel I$ и между фоновыми особенностями при $B \perp I$.

Рис.2. Экспериментальные и теоретические зависимости показателя туннельной экспоненты $\ln[R(B)/R(0)]$ от B при $V = 0$ для двух ориентаций магнитного поля (указаны на рисунке). Самая нижняя кривая показывает осцилляции Шубникова-де Гааза объемного сопротивления, измеренные на том же образце, где находился туннельный переход (представлена не в масштабе). Отметим близкое к $\propto B^2$ поведение всех четырех кривых.

Теоретическое рассмотрение. Чтобы прояснить, может ли квантование электронов быть ответственным за наблюдаемое продольное магнитосопротивление, была выведена формула для туннельной проводимости перехода с барьером Шоттки. Включив в гамильтониан магнитное поле, направленное по нормальной к поверхности перехода оси z , и следуя работам [4, 6, 8], получаем:

$$\sigma(0, B) = \frac{e^2}{\pi \hbar \lambda_B^2} \sum_{N=0}^{N_{max}} D_N(\mu), \quad (1)$$

где μ — энергия Ферми, $\lambda_B^2 = \hbar c / eB$, $N_{max} = [(\mu / \hbar \omega_c) - 1/2]$ ($[]$ означает целую часть), и

$$D_N(\mu) = \exp \left[-2 \frac{\mu}{\hbar \omega_c} \int_{1 - (\hbar \omega_c / \mu)(N + 1/2)}^{\Phi_b} d\Phi \frac{\sqrt{\Phi - (1 - (\hbar \omega_c / \mu)(N + 1/2))}}{\Phi'(\Phi)} \right] \quad (2)$$

есть прозрачность барьера на N -том уровне Ландау. Через $\Phi'(\Phi)$ обозначено электрическое поле в барьере, то есть производная потенциала по координате. Выражение для него в отсутствие магнитного поля можно найти в [6]. Все энергии и длины в этих выражениях безразмерны, как в [6]. Результаты расчета по формулам (1), (2) показаны на рис.2. Видно, что и по характеру зависимости от B , и по порядку величины рассчитанное магнитосопротивление хорошо согласуется с измеренным. Это позволяет заключить, что основной причиной продольного туннельного магнитосопротивления является квантование Ландау и уменьшение вклада в туннельный ток электронных состояний с данным N по мере роста B . Имеющееся количественное различие, возможно, связано с пренебрежением влияния квантования на форму самосогласованного барьера Шоттки, то есть на экранирование замагниченными электронами. Формально это выражается в том, что мы использовали связь между потенциалом Φ и производной Φ' , полученную без учета магнитного поля. Уменьшение кинетического давления электронов с ростом B должно приводить к увеличению ширины барьера и усиливать магнитосопротивление (сравни с рассуждениями в [8] в случае изменения формы барьера Шоттки под действием давления излучения при плазменном отражении). Отметим еще, что в наших условиях отношение $\mu/\hbar\omega_c$ было больше 4, что позволило пренебречь изменением энергии Ферми в магнитном поле.

Случай $B \perp I$ более сложен для теоретического рассмотрения, и мы провели здесь оценку поперечного магнитосопротивления еще более грубо. А именно, была использована стандартная формула для туннельной прозрачности, в которую кроме электростатического потенциала барьера был включен еще параболический магнитный потенциал с минимумом параболы, расположенном на границе полупроводник-металл (это отвечает случаю $K_y = 0$, то есть наибольшей прозрачности барьера как функции импульса K_y , направленного вдоль поверхности раздела в калибровке Ландау). Тем не менее, результат вычислений, также приведенный на рис.2, показывает, что даже в таком грубом приближении можно ухватить основные особенности поперечного магнитосопротивления (то есть характер зависимости от B и порядок величины), хотя численное отличие здесь получилось большим, чем в продольном случае (и в другую сторону). Оценки показывают, что учет вклада состояний с $K_y \neq 0$ должен уменьшить величину рассчитанного поперечного магнитосопротивления, хотя полная теория этого эффекта должна включать в себя как вывод собственно выражения для туннельного тока, так и учет изменения формы самосогласованного барьера в условиях квантования спектра электронов.

Проведенное исследование показывает, что магнитосопротивление туннельных переходов с квазиклассическим самосогласованным барьером имеет поведение, существенно отличное от объемного магнитосопротивления и от случая туннельных структур с жестким барьером. Кроме того, важным представляется то обстоятельство, что квантующее магнитное поле усиливает проявление многочастичных эффектов в туннельных спектрах переходов с барьером Шоттки, что открывает возможность количественного их изучения в условиях магнитного квантования.

Мы благодарны И.Котелянскому, Е.Миргородской, В.Кошельцу и С.Ковтанюку за проведение технологических операций при изготовлении переходов. Один из нас (А.Я.Ш.) признателен Ф.Нозьберу за полезное обсу-

ждение проблемы туннелирования в поперечном поле, позволившее провести приведенную оценку. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-05712-а) и Международным научным фондом (грант MMR000).

1. R.K.Hayden, D.K.Maude, L.Eaves et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1749 (1991).
2. C.Kutter, V.Chitta, J.C.Maan et al., *Phys. Rev.* **B45**, 8749 (1992).
3. W.A.Harrison, *Phys. Rev.* **123**, 85 (1961).
4. А.Я.Шульман, В.В.Зайцев, *Sol. State Comm.* **18**, 1623 (1976).
5. I.N.Kotel'nikov and A.Ya.Shul'man, *Proc. XIX Intern. Conf. Phys. Semicond.*, ed. by W.Zawadzki, Warsaw, Poland, v.1, (1988), p.681.
6. И.Н.Котельников, И.Л.Бейнихес, А.Я.Шульман, *ФТТ* **27**, 401 (1985).
7. И.Н.Котельников, А.С.Рылик, А.Я.Шульман, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 831 (1993).
8. С.Д.Ганичев, И.Н.Котельников, Н.А.Мордовец и др., *ЖЭТФ* **102**, 907 (1992).