

## МАГНИТООСЦИЛЛЯЦИИ И АНИЗОТРОПИЯ АНОМАЛИИ ПРИ НУЛЕВОМ СМЕЩЕНИИ В ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ $n$ -GaAs/Au В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*И.Н.Котельников, А.С.Рылик, А.Я.Шульман*

*Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 октября 1993 г.

Измерения туннельных спектров переходов  $n$ -GaAs/Au в магнитных полях  $B \leq 140$  кГс и при температуре 4,2К показали, что при ориентации магнитного поля  $B \parallel I$  аномалия при нулевом смещении изменяется в несколько раз сильнее с ростом  $B$ , чем при  $B \perp I$ , где  $I$  – туннельный ток. В области аномалии при нулевом смещении при  $B \perp I$  обнаружены также магнитоосцилляции и линейчатая структура туннельного спектра.

Туннельная спектроскопия переходов металл – полупроводник является мощным инструментом исследования многочастичных эффектов в электронной плазме полупроводника [1]. За последние годы значительно возрос интерес к туннельным явлениям в полупроводниковых структурах, поскольку современная технология позволила реализовать ряд модельных туннельных систем на структурах с пониженной размерностью (см., например, [2,3]), что открывает дополнительные возможности экспериментальной проверки основных представлений, положенных в основу теории туннелирования. Однако и в "классических" туннельных системах до настоящего времени остается предметом дискуссии аномалия при нулевом смещении (АНС), наблюдаемая в туннельных спектрах переходов с барьером Шоттки на основе сильно легированного GaAs  $n$ - и  $p$ -типа. Такая АНС соответствует пику туннельного сопротивления перехода, для которого уровень легирования полупроводника значительно превышает критическую концентрацию, соответствующую переходу Мотта. В работе [4] было показано, что ни один из предложенных в литературе механизмов, приводящих к пику туннельного сопротивления при нулевом смещении, не объясняет экспериментальные данные для туннельных переходов  $p$ -GaAs/металл. Как было отмечено в работе Харрисона [5], выражение для туннельного тока в случае квазиклассически плавных барьеров, каковым является и барьер Шоттки, не содержит плотности состояний. Следовательно, предсказанное Альтшулером и Ароновым [6] изменение плотности состояний вблизи энергии Ферми полупроводникового электрода за счет электрон-электронного взаимодействия также не может являться причиной АНС в переходах сильнолегированный GaAs/металл.

Иной подход к этой проблеме был развит в работе [7], где численный расчет самосогласованного барьера Шоттки с учетом обменно-корреляционного потенциала показал наличие особенности в форме барьера вблизи энергии Ферми полупроводника. Это позволило авторам [7] связать АНС с влиянием электрон-электронного взаимодействия в плазме свободных носителей полупроводникового электрода на форму барьера Шоттки.

При анализе туннельных спектров переходов  $n$ - и  $p$ -GaAs/Au в [8] было найдено, что АНС в таких системах имеет более сложную, чем обычно считается, структуру, включающую помимо пика туннельного сопротивления

$R$  резкое изменение наклона характеристик  $R(V)$  при напряжении смещения  $V=0$ . Кроме того, было показано, что площадь под пиком АНС не сохраняется при температурном уширении спектральной линии. Также было обнаружено [9], что амплитуда АНС в переходах  $n$ -GaAs/Au экспоненциально падает с ростом температуры. Указанные особенности поведения АНС дают основания интерпретировать наблюдаемую аномалию как проявление искажения формы самосогласованного барьера Шоттки за счет электрон-электронного взаимодействия. Однако для решения вопроса о природе АНС в таких системах необходимо было найти возможность изменения структуры или величины АНС за счет внешних взаимодействий, например квантующего магнитного поля. В настоящей работе сообщается о первых результатах, полученных при исследовании влияния магнитного поля  $\leq 140$  кГс на туннельные спектры переходов  $n$ -GaAs/Au с концентрацией доноров в GaAs  $\approx 7 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

**Образцы и методика измерений.** При изготовлении туннельных переходов  $n$ -GaAs/Au использовались пластины  $n$ -GaAs ( $9 \times 9 \times 0,5$  мм) с поверхностью (100) и концентрацией доноров ( $T_e$ )  $\approx 7 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  (по данным холловских измерений при комнатной температуре). На обратной стороне подложки вжигался омический контакт Au:Ge:Ni. Тонкая ( $100 \div 200$  Å) пленка Au напылялась в вакууме  $\approx 10^{-10}$  мм.рт.ст. на очищенную прогревом фронтальную поверхность пластины  $n$ -GaAs [10]. Контроль состава поверхности GaAs с помощью оже-спектрометра перед напылением Au показал лишь слабое, менее монослоя, загрязнение атомами углерода. Методом фотолитографии на покрытых Au подложках  $n$ -GaAs изготавливались туннельные переходы с диаметром золотого электрода 0,2 мм. Два медных контакта к такому электроду выводились на слой SiO (толщиной 0,2 мкм), нанесенный вокруг золотого электрода методом высокочастотного распыления. Изготовленные туннельные переходы имели дифференциальные сопротивления  $dV/dI$  (при напряжении смещения на переходе  $V=0$ ) от  $\approx 30$  до  $\approx 50$  Ом при температуре  $T=4,2$  К.

Измерения зависимости первой и второй производных ( $dV/dI$  и  $d^2V/dI^2$ ) туннельных ВАХ от  $V$  проводились четырехконтактным методом путем синхронного детектирования синусоидальных сигналов на туннельном переходе (с частотой  $f$  и  $2f$ ) в режиме заданного тока, модулированного с частотой  $f \approx 200$  Гц. Величина амплитуды модулирующего напряжения на переходе не превышала 1 мВ. Образцы устанавливались в гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом и измерялись в ориентациях  $B \perp I$  или  $B \parallel I$ .

**Результаты и их обсуждение.** Проведенные исследования позволили выявить две интересные особенности поведения туннельных спектров в сильном магнитном поле: их зависимость от ориентации магнитного поля  $B$  относительно туннельного тока  $I$  и осциллирующую с  $B$  зависимость  $d^2V/dI^2(B)$  при  $V=0$ .

На рис.1 приведены туннельный спектр  $S(V) = d^2V/dI^2$  при  $B=0$  и разности  $\Delta S = S_B - S_0$  при  $B=120$  кГс для обеих ориентаций магнитного поля. Видно, что при  $B \parallel I$  наблюдается значительный рост амплитуды АНС с магнитным полем при относительно неизменных спектральных линиях фоновых особенностей при  $V = \hbar\omega_{LO}/e = \pm 36,5$  мВ. Такое усиление аномалии при нулевом смещении в квантующем магнитном поле согласуется с ожидаемым возрастанием роли обменно-корреляционного взаимодействия в этих условиях.

В случае  $B \perp I$  картина меняется (см. рис.1). Амплитуда АНС почти не зависит от  $B$ , а вызванные магнитным полем изменения в туннельном

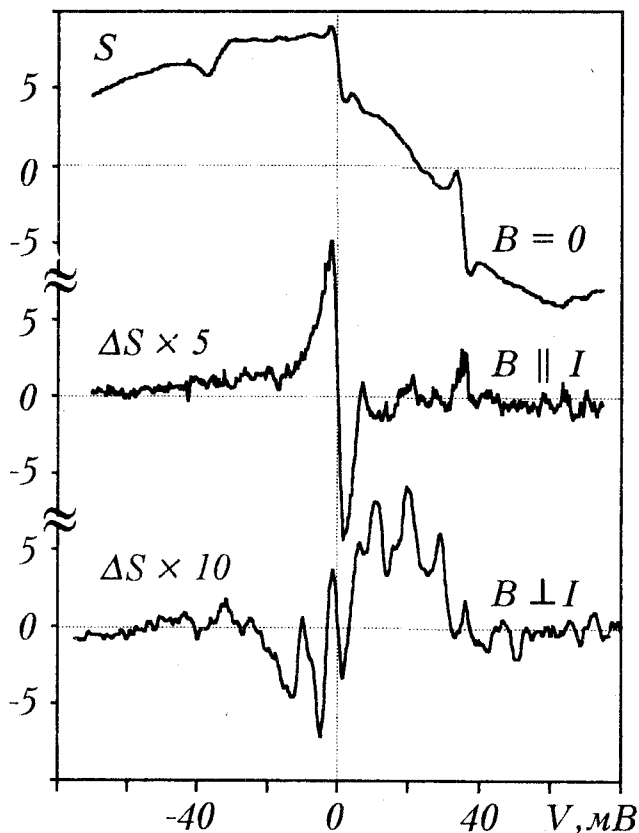


Рис.1. Туннельный спектр  $S(V) = d^2V/dI^2(V)$  перехода  $n$ -GaAs/Au при  $B=0$  и изменение туннельного спектра  $\Delta S(V) = S(V)_B - S(V)_0$  в магнитном поле  $B = 120$  кГс ( $B \parallel I$  и  $B \perp I$ )

спектре, почти в 2,5 раза меньшие по величине, сосредоточены в области смещений  $\pm 40$  мВ и имеют вид почти равноотстоящих пиков на фоне плавного хода. Как показали измерения, от магнитного поля зависит только амплитуда этих пиков, а не их положение по  $V$ . При  $V = 0$  измерения зависимости  $d^2V/dI^2$  от  $B$  неожиданно выявили осцилляционное поведение, тогда как те же зависимости при больших смещениях  $V \approx \pm 60$  мВ имеют монотонный характер (см. рис.2). Отметим, что магнитоосцилляции возникают при достаточно малых магнитных полях  $B \approx 20$  кГс, когда квантование электронного спектра в объеме полупроводника еще подавлено рассеянием импульса носителей. Для исследованных структур условие  $\omega_c \tau \approx 1$  соответствует  $B \approx 70$  кГс, поскольку холловская подвижность в  $n$ -GaAs составляла  $\approx 1,5 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с, здесь  $\omega_c$  – циклотронная частота и  $\tau$  – время рассеяния импульса электронов в  $n$ -GaAs.

Измерения показали, что структура кривой при  $V = 0$  на рис.2 хорошо воспроизводится при многократном сканировании магнитного поля. Однако, после отогрева образца до комнатной температуры она повторяется лишь в общем виде. Это видно на рис.3, где вместо  $d^2V/dI^2$  построены нормированные зависимости  $d \ln \sigma / dV$  ( $\sigma$  – туннельный кондактанс перехода), которые лучше выявляют осцилляции, так как устраняют монотонный ход, связанный с магнитосопротивлением туннельного перехода. Кривая 2 была измерена через 3 месяца после кривой 1 и с использованием другого соленоида. Пока

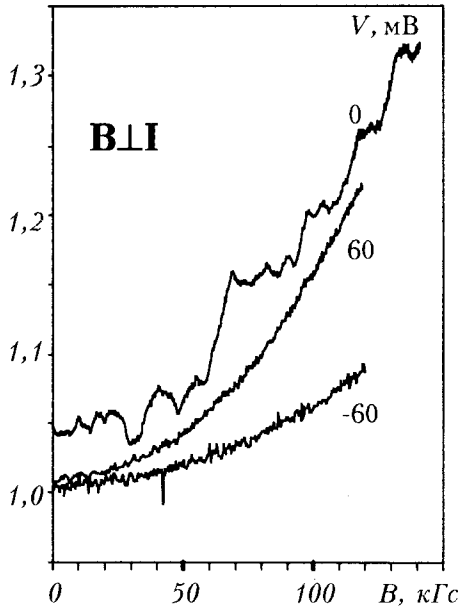
$S(B)/S(0)$ 

Рис. 2

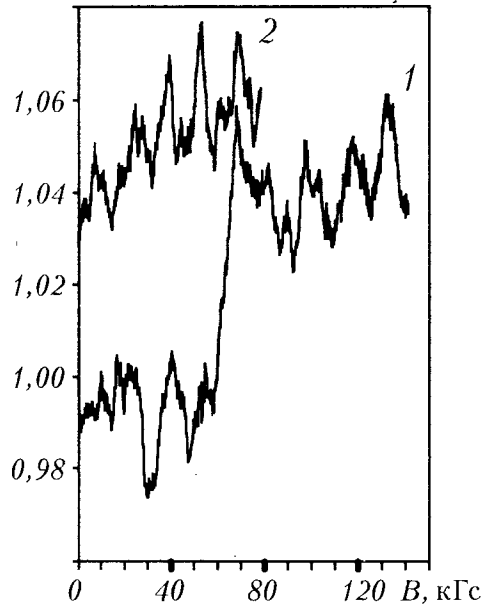
 $d \ln(\sigma)/dV$ 

Рис. 3

Рис.2. Зависимость  $d^2V/dI^2$  от  $B$  в отдельных точках по  $V$  туннельного спектра в случае ориентации магнитного поля вдоль поверхности перехода ( $B \perp I$ ) при  $V = 0$ ,  $V \approx 60$  и  $-60$  мВ. Кривая при  $V = 0$  смещена вверх на 0,05 для наглядности.

Рис.3. Повторяемость магнитоосцилляций при повторных измерениях после отогрева перехода до комнатной температуры. Кривая 1 – та же, что и для  $V = 0$  на рис.2, но перестроенная в координатах  $d \ln(\sigma)/dV$ , когда магнитоосцилляции лучше видны. Кривая 2 – повторное измерение того же перехода (см. текст) и смещена вверх на 0,03

трудно с определенностью интерпретировать обнаруженные осцилляции. Можно отметить их квазимезоскопический характер, а также получить грубую оценку линейных размеров замкнутых траекторий туннелирующих электронов, если принять, что осцилляции связаны с квантованием магнитного потока, охватываемого ими. Взяв для периода осцилляций величину порядка 20 кГс, получаем линейные размеры порядка 100 Å, что сравнимо с шириной барьера Шоттки на уровне Ферми в наших условиях.

Следует также отметить, что даже при  $B = 140$  кГс для обеих ориентаций магнитного поля на туннельных спектрах отсутствовали следы расщепления электронного спектра в GaAs на уровни Ландау, хотя при этих полях  $\omega_c \tau \approx 2$ . Такой результат и следовало ожидать в виду квазиклассического характера барьера Шоттки, что, согласно [5], исключает проявление особенностей плотности состояний электронов полупроводника в туннельном токе.

1. E.L.Wolf, Sol. St. Phys. 30, (1975), Acad. Press, N.Y. p.2-91.
2. W.Demmerle, J.Smoliner, G.Berthold et al., Phys. Rev. B 44, 3090 (1991).
3. G.S.Boebinger, A.Passner, L.N.Pfeifer, and K.W.West, Phys. Rev. B43, 12673 (1991).
4. T.Carruthers, Phys. Rev. B10, 3356 (1974).
5. W.A.Harrison, Phys. Rev. 123, 85 (1961).

6. B.L.Al'tshuler and A.G.Aronov, Sol. St. Comm. **30**, 115 (1979).
7. А.Я.Шульман, В.В.Зайцев, Sol. St. Comm. **18**, 1623 (1976).
8. I.N.Kotel'nikov and A.Ya.Shul'man, Proc. 19-th Intern. Confer. Phys. Semicond., ed by W.Zawadzki, Warsaw, Poland, Institute Phys. Polish. Ac. Sci., 1988, v.1, p.681.
9. И.Н.Котельников, В.В.Кашеваров, А.Я.Шульман, Сб. докладов 23 Всесоюзного Совещания по физике низких температур, Таллин, 1984, т.2, с.46.
10. И.Н.Котельников, И.Л.Бейнихес, А.Я.Шульман, ФТТ, **27**, 401 (1985).