

## АНОМАЛЬНАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ВИСМУТЕ

М.В.Цой<sup>+</sup>\*, В.С.Цой<sup>+1)</sup>, П.Видер<sup>\*2)</sup>

+ Институт физики твердого тела РАН  
14432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\* High Magnetic Field Laboratory, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung and  
Centre National de la Recherche Scientifique  
B.P.166, F-38042 Grenoble Cedex, France

Поступила в редакцию 14 ноября 1996 г.

Измерено время релаксации сильно неравновесных электронов, у которых энергия возбуждения  $|\Delta\epsilon|$  порядка фермиевской энергии  $\epsilon_F$ . Измерения проводились на висмутовых образцах с помощью поперечной электронной фокусировки при микронных межконтактных расстояниях. Зависимость частоты столкновений электронов от энергии возбуждения оказалась близкой к линейной. Обсуждается возможность обнаружения топологической перестройки замкнутой изоэнергетической поверхности в открытую в Bi при увеличении энергии электрона.

PACS: 72.10.-d, 72.15.-v

Одно из приложений зонда Шарвина (микроконтакта, размер которого много меньше электронной длины свободного пробега  $l$  [1]) – использование его в качестве инжектора сильно неравновесных электронов в проводник. Неравновесная добавка к энергии Ферми  $\epsilon_F$  определяется величиной приложенного к контакту напряжения  $eU_e$ , где  $e$  – заряд электрона,  $U_e$  – приложенное к эмиттеру электрическое напряжение. Это свойство микроконтакта впервые было использовано в [2] для исследования электронной кинетики в олове с помощью продольной электронной фокусировки [1].

Первые исследования электронной кинетики при больших  $eU_e$  – порядка и много больше  $\epsilon_F$  – с помощью поперечной электронной фокусировки (ЭФ) [3,4] были проведены в [5]. К настоящему времени опубликовано значительное количество работ, посвященных этой проблеме (см., например, [6] и ссылки в ней). Однако существует ряд причин, по которым к интерпретации экспериментальных данных, основанной на использовании эмиттерного напряжения как меры энергии возбуждения фокусируемых электронов, следует относиться осторожно. Определяющей причиной является малость длины свободного пробега электронов с энергией возбуждения  $eU_e$  в сравнении с межконтактным расстоянием  $L$ . Обычно  $l(\epsilon_F + eU_e) < L$  и даже  $l(\epsilon_F + eU_e) \ll L$ .

В данной работе представлены результаты по наблюдению ЭФ при больших  $eU_e$  и аномально малых – микронных – межконтактных расстояниях. Работа преследует в определенной степени внесение ясности в интерпретацию результатов ранее проведенных экспериментов по ЭФ при больших эмиттерных напряжениях. Зависимость частоты столкновений от энергии возбуждения оказалась близкой к линейной и обусловлена, по-видимому, электрон-электронным рассеянием.

При измерениях ЭФ на поверхности образца устанавливаются два микроконтакта – эмиттер и коллектор. Через эмиттер в проводник впрыскиваются

<sup>1)</sup> e-mail: tsoi@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> P.Wyder

неравновесные электроны, которые фокусируются на коллектор внешним магнитным полем  $H$ . Измеряется зависимость напряжения на коллекторе  $U$  от  $H$ . Фокусировка наблюдается, когда диаметр электронной орбиты сравнивается с расстоянием между контактами в поле  $H_0 = 2pc/eL$ , где  $p$  – импульс фокусируемого электрона,  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона,  $L$  – расстояние между контактами. При фокусировке неравновесных электронов на коллекторе возникает всплеск напряжения, амплитуда которого пропорциональна потоку неравновесных электронов, падающих на коллектор. При исследованиях энергетической зависимости частоты столкновений рядом преимуществ обладает модуляционная техника измерения ЭФ [5] – эмиттерный ток модулируется на низкой частоте  $\omega$ :  $I_e = I_{\sim} + j$ ,  $I_{\sim} = I \sin(\omega t)$ ,  $j$  – постоянный ток; измеряется переменная составляющая коллекторного напряжения на частоте  $\omega$ . Тогда  $\Delta\epsilon \cong ejR_e$ , где  $R_e$  – величина сопротивления микроконтакта, которая практически не зависит от  $j$  при всех токах, не разрушающих контакт,  $|eR_e| \ll \epsilon_F$  и обычно  $I \ll |j|$ .

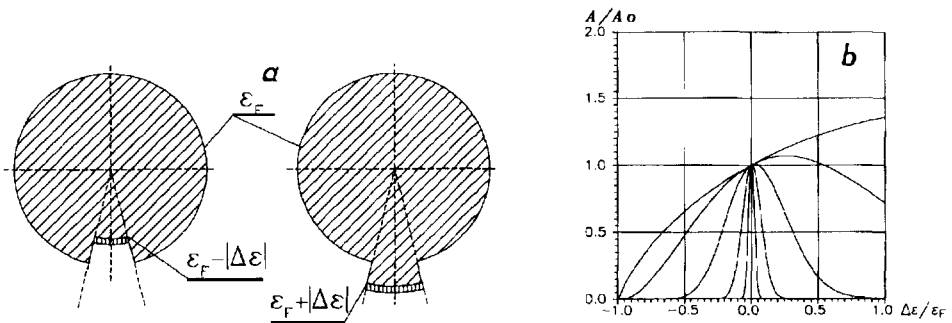


Рис.1. а) Электронная функция распределения в  $p$ -пространстве для точек входного сечения коллектора при баллистическом пролете электронов от эмиттера до коллектора при фокусировке. Косой штриховкой показаны занятые электронные состояния при различной полярности эмиттерного напряжения. Вертикальной штриховкой обозначены состояния, формирующие линию фокусировки при модуляционном способе измерения;  $\Delta\epsilon = ejE_e$ . б) Расчетная зависимость амплитуды линии ЭФ от энергии возбуждения фокусируемых электронов (см. (1) и (2));  $t_0 = 1$ ,  $\tau_0 = 100$ ,  $n = 2$ ,  $\beta = 10, 1.0, 0.1, 0.01, 0.001$

Электронная функция распределения в  $p$ -пространстве для точек входного сечения коллектора показана на рис.1а, из которого ясен принцип использования ЭФ для исследования кинетики неравновесных электронов. Амплитуда линии ЭФ определяется потоком неравновесных электронов, ускоренных в эмиттере и попадающих в коллектор. В нулевом магнитном поле в произвольной точке образца, удаленной от эмиттера, электронная функция распределения не равновесна практически только в створе телесного угла, под которым эмиттер виден из этой точки [7]. Именно в этот телесный угол попадают электроны, ускоренные в эмиттере. Происходит также общее незначительное изменение функции распределения для сохранения электронейтральности, но при вычислении амплитуды линии ЭФ этим изменением можно пренебречь. В магнитном поле существует аналогичный телесный угол, в створе которого электронная функция отлична от равновесной. Это есть створ телесного угла, из которого электроны эмиттера попадают в данную точку. При фокусировке в амплитуду линии вносят вклад электроны именно этого телесного угла, который определяется геометрией эксперимента – размерами контактов и рас-

стоянием между ними [3,4]. При модуляционной технике измерения вклад в амплитуду линии вносят неравновесные электроны, возбуждаемые вследствие модуляции эмиттерного напряжения. Состояния этих электронов на рис.1а обозначены вертикальной штриховкой. Энергия возбуждения фокусируемых электронов (дырок)  $|\Delta\epsilon| = |e_j R_e|$ . При модуляционном измерении ЭФ при изменении энергии фокусируемых электронов изменяется их фазовый объем в импульсном пространстве и скорость. Вероятность долетания впрыснутых электронов до коллектора пропорциональна  $\exp\{-t(\epsilon)/\tau(\epsilon)\}$ , где  $t(\epsilon)$  – время пролета фокусируемого электрона от эмиттера до коллектора,  $\tau(\epsilon)$  – время релаксации электронов с энергией  $\epsilon$ . Для времени релаксации  $\tau(\epsilon) = \tau: 1/\tau = 1/\tau(\Delta\epsilon) + 1/\tau_0$ , где  $\tau(\Delta\epsilon)$  и  $\tau_0$  – соответственно время релаксации электронов с энергией возбуждения  $\Delta\epsilon$  в структурно совершенной решетке и время релаксации на дефектах решетки при  $\Delta\epsilon = 0$ . Обозначим  $\tau(\Delta\epsilon) = \tau_\epsilon$ , тогда  $\tau = \tau_\epsilon \tau_0 / (\tau_\epsilon + \tau_0)$ . Будем считать, что закон дисперсии квадратичный –  $\epsilon = p^2/2m$ , где  $p$  и  $m$  – соответственно импульс и масса электрона. Если амплитуда линии фокусировки определяется только электронами с энергией  $\epsilon = \epsilon_F + \Delta\epsilon$ , то с учетом указанных выше обстоятельств для относительной амплитуды  $A(\epsilon_F + \Delta\epsilon)/A(\epsilon_F) = A/A_0$  имеем

$$A/A_0 = \left(1 + \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_F}\right)^{1/2} \exp\left\{\left(-\frac{t_0}{\tau_0}\right) \left(1 + \frac{\tau_0}{\tau_\epsilon}\right) \left(1 + \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_F}\right)^{-1/2}\right\} \exp\left(\frac{t_0}{\tau_0}\right), \quad (1)$$

где  $t_0 = s/v_F$  – время пролета фермиевского электрона от эмиттера до коллектора,  $s$  – длина пути фокусируемого электрона от эмиттера до коллектора.

В простейшем случае

$$\tau_\epsilon = \beta/|\Delta\epsilon|^n. \quad (2)$$

На рис.1б представлены вычисленные по формулам (1), (2) зависимости  $A/A_0$  от  $\Delta\epsilon/\epsilon_F$  для  $n = 2$ ,  $t_0 = 1$ ,  $\tau_0 = 100$  и ряда значений  $\beta$ . На вид зависимости существенно влияет скорость уменьшения времени релаксации при увеличении энергии возбуждения. Если время релаксации зависит от энергии, то при увеличении  $\Delta\epsilon/\epsilon_F$ , начиная с некоторой величины, происходит уменьшение амплитуды линии. При заданной энергетической зависимости времени релаксации положение максимума на энергетической шкале легко определяется.

При изучении кинетики неравновесных электронов методом ЭФ очевидно, что чем меньше межконтактное расстояние, тем в большем энергетическом диапазоне возбуждений можно проводить исследования. Измерения ЭФ проводились по стандартной схеме [3,4] модуляционным способом [5]. Для уменьшения межконтактного расстояния использовалась микроконтактная игольчатая техника, разработанная в [8]. Измерения проводились на висмутовом монокристалле, поверхность которого была перпендикулярна оси третьего порядка (базисная плоскость). Фокусировались электроны малого центрального сечения одного из эллипсоидов. В висмуте  $\epsilon_F = 28$  мэВ (детали электронного спектра висмута см. в [9]). На рис.2а приведен ряд записей линий ЭФ, сделанных при различных величинах постоянного эмиттерного тока, постоянном модулирующем токе и расстоянии между контактами около 6.5 микрон. Так как сопротивление контакта на зависело от величины текущего через него тока, то безразлично, какую величину использовать в качестве параметра – ток или напряжение. В то же время эмиттерный ток служит индикатором величины создаваемого им магнитного поля [5]. На рис. 2б указана измеряемая в эксперименте величина тока. Сопротивление эмиттера  $\approx 2$  Ом. Кривые рис.2а иллюстрируют характерные изменения в первой линии ЭФ при увеличении

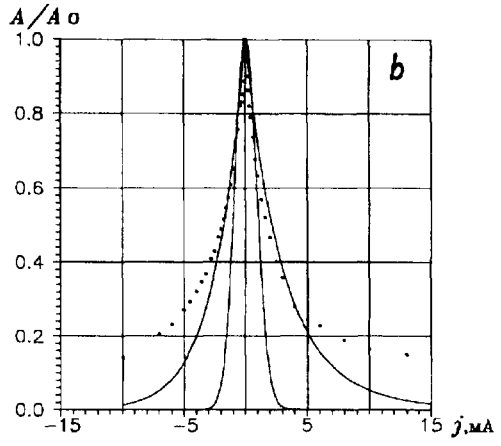
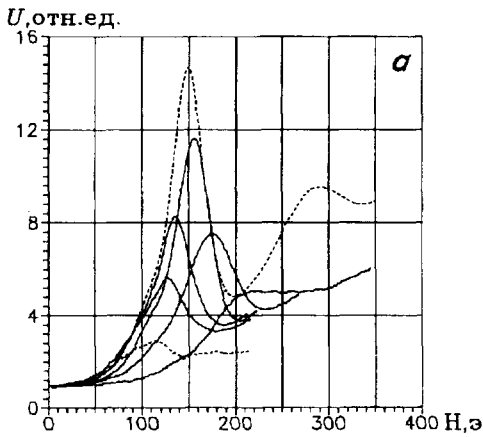


Рис.2. а) Линии ЭФ, записанные при различных величинах опорного эмиттерного тока  $j$ . б) Зависимость амплитуды линии фокусировки  $A/A_0$  от  $j$  ( $R_e \approx 20\text{ Ом}$ ). Точки – эксперимент, кривые – расчет по формулам (1), (2) при  $n = 1$  и  $n = 2$  более узкий "пик")

постоянного эмиттерного тока. Главным изменением является значительное уменьшение амплитуды линии при увеличении эмиттерного тока вне зависимости от его направления.

На рис.2б показана зависимость амплитуды линии от постоянного тока (точки) и приведены расчетные зависимости по формулам (1) и (2) для  $n = 1$  и 2, выбранные таким образом, чтобы вблизи  $j = 0$  описывать экспериментальные данные. Если в качестве меры энергии возбуждения использовать величину, пропорциональную ускоряющему напряжению, то возникает две трудности в согласовании измерений и расчета в интервале энергий заметной ширины. Во-первых, не удастся с одинаковой погрешностью описать данные при различных полярностях ускоряющего напряжения даже в окрестности  $\epsilon_F$  для  $|\Delta\epsilon/\epsilon_F| \leq 0.1$ . Во-вторых, не удастся описать данные одной простой степенной функцией (см. рис.2б). Отметим также, что при этом: 1) отклонение экспериментальных данных от расчетной кривой носит систематический характер; 2) при больших отрицательных токах нет должного спада амплитуды линии, которое непременно должно быть вследствие уменьшения скорости фокусируемых электронов (см. рис.1б). Поэтому мы использовали другой путь, позволивший преодолеть эти трудности, а именно, определяли энергию фокусируемых электронов из положения линии ЭФ на шкале магнитного поля (см. выше) в предположении квадратичного закона дисперсии электронов. (Известно, что вблизи  $\epsilon_F$  отклонения от квадратичного спектра в висмуте невелики). Такая обработка данных не приводила к качественным различиям в поведении кривых, но позволяла простой функцией для зависимости времени релаксации от энергии описать наблюдаемое поведение амплитуды линии ЭФ почти во всем интервале измерений. Отметим, что оптимальное согласование измерений и расчета в узком интервале энергий возбуждений  $|\Delta\epsilon/\epsilon_F| \leq 0.1$  автоматически обеспечивало согласование данных почти во всем интервале измерений. Обработанные таким образом данные приведены на рис.3, из которого видно хорошее согласие расчетной зависимости (кривая) и измерений (точки).

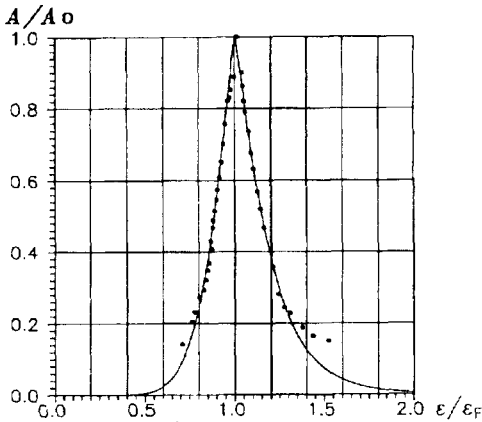


Рис.3. Зависимость амплитуды линии фокусировки  $A/A_0$  от энергии фокусируемых электронов  $\epsilon/\epsilon_F$ . Точки – эксперимент, кривая – расчет по формулам (1), (2) при  $t_0 = 1$ ,  $\tau_0 = 100$ ,  $\beta = 0.125$ ,  $n = 1.2$

Таким образом, во всем интервале токов использовать ускоряющее напряжение как меру энергии возбуждения электрона нельзя, что очевидно из качественного несоответствия расчета (рис.1б) и эксперимента (рис.2б). Релаксация определяется, по-видимому, электрон-электронными столкновениями (см. ниже). Количественно наблюдаемая зависимость описывается формулой  $\tau_{\epsilon} = 1.2 \cdot 10^{-12} |\Delta\epsilon/\epsilon_F|^{-1.2}$ . Точность степени оценивается величиной  $\pm 0.1$ , при которой не удастся скомпенсировать дополнительные отклонения экспериментальных данных от расчетной зависимости изменением коэффициента.

Детальная информация по проблеме рассеяния носителей тока содержится в [10]. При рассеянии на электронах

$$\frac{1}{\tau_{e,e}} \sim \begin{cases} \frac{|\epsilon(p) - \epsilon_F|^2}{\epsilon_F}, & |\epsilon(p) - \epsilon_F| \ll \epsilon_F \\ \epsilon_F, & |\epsilon(p) - \epsilon_F| \geq \epsilon_F. \end{cases} \quad (3)$$

При рассеянии на фононах

$$\frac{1}{\tau_{e,ph}} \sim \begin{cases} \frac{|\epsilon(p) - \epsilon_F|^3}{\omega_D^2}, & |\epsilon(p) - \epsilon_F| \ll \omega_D \\ \omega_D, & |\epsilon(p) - \epsilon_F| \geq \omega_D. \end{cases} \quad (4)$$

Так как в висмуте  $\omega_D \sim \epsilon_F$ , а диапазон наших измерений попадает в область перехода от степенной зависимости к константе, то простейший способ объяснения наблюдаемой зависимости – считать, что именно вследствие этого обстоятельства энергетическая зависимость частоты столкновений имеет вид дробной степени энергии возбуждения, близкой к линейной. В пользу такого объяснения говорит и то, что зависимость одинакова для электронных и дырочных возбуждений. Однако нам бы хотелось обратить внимание на одно обстоятельство, которое не исключает иную трактовку наблюдаемой зависимости.

Прежде всего напомним, что указание на переход к линейной зависимости, начиная с энергии 0.1 мэВ, отмечается в работе [11], в которой анализировались различные данные по измерениям циклотронного резонанса в Вi на различных частотах (по энергии возбуждения вплоть до  $\sim 4$  мэВ), то есть в условиях, когда сильное неравенство  $|\epsilon(p) - \epsilon_F| \ll \epsilon_F$  выполнено очень хорошо, и отнюдь не нарушение этого неравенства, по-видимому, определяет указанный выше переход. Численный расчет рассеяния на электронах и фононах с уче-

том внутри- и междолинного электронного рассеяния не позволяет объяснить такое поведение [11].

Можно, однако, оставаясь в рамках квадратичной зависимости частоты рассеяния от энергии возбуждения, объяснить наблюдаемое отклонение от единой квадратичной зависимости для почти всего интервала измеренных энергий. Причиной тому может быть топологический переход – превращение замкнутой изоэнергетической поверхности в открытую – при увеличении энергии электрона [12,13]. Открытие происходит путем удлинения эллипсоидов и их взаимного пересечения. Качественные оценки  $\tau_e$  для реальной зонной структуры висмута для открытых и замкнутых изоэнергетических поверхностей дают близкие величины [14] и согласуются с нашими данными. Согласно вычислениям [13], величина энергии "открытости" составляет всего лишь  $1.5\epsilon_F$ , то есть энергии возбуждений, для которых проведены измерения, сравнимы с энергией открытости, при которой происходит превращение изоэнергетической поверхности висмута из замкнутой ("эллипсоид") в открытую. Очевидно, что при увеличении энергии электрона в этом диапазоне энергий должно происходить радикальное изменение фазового объема электронных состояний в импульсном пространстве, участвующего в процессе релаксации электронных возбуждений. Качественное рассмотрение показывает, что при этом возможно отклонение от квадратичности, приближающее зависимость к реально наблюдаемой и обусловленное изменением коэффициента при квадратичном члене, а не изменением самой степени. Контраргумент – одинаковая зависимость времени релаксации для электронов и для дырок (для которых этот механизм не работает) – существенен, но не исключено, что природа наблюдаемой зависимости для дырок имеет иной характер, что вполне допустимо, так как энергия возбуждения сравнима с фермиевской энергией. Разумеется, это всего лишь предположение, для проверки которого необходимо прямое измерение размеров изоэнергетической поверхности при увеличении энергии электронов. Наши эксперименты показали реальность подобных измерений с помощью ЭФ.

Данная работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-05202-а, ГНТП 020/3 и the National Research Council CAST program.

- 
1. Ю.В.Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
  2. Ю.В.Шарвин, Н.И.Богатина, ЖЭТФ **56**, 772 (1969).
  3. В.С.Цой, Письма в ЖЭТФ **10**, 114 (1974).
  4. V.S.Tsoi, J.Bass, and P.Wyder, Adv. Phys. **41**, 365 (1992).
  5. В.С.Цой, Док. диссерт., ИФТТ РАН, Черноголовка, 1978.
  6. С.В.Рожов, Канд. диссерт., ФТИНТ НАНУ, Харьков, 1996.
  7. А.Н.Омельянчук, И.О.Кулик, Р.И.Шехтер, Письма в ЖЭТФ **25**, 465 (1977).
  8. М.В.Цой, В.С.Цой, ПТЭ № 4, 147 (1996).
  9. В.С.Эдельман, УФН **123**, 257 (1977).
  10. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
  11. С.М.Черемисин, ЖЭТФ **65**, 1564 (1973).
  12. А.А.Абрикосов, Л.А.Фальковский, ЖЭТФ, **43**, 1089 (1962).
  13. Л.А.Фальковский, Г.С.Разина, ЖЭТФ **40**, 265 (1965).
  14. А.А.Абрикосов, ЖЭТФ **44**, 2039 (1963).