

## Релаксация и эффекты градиента потенциала в висмутовом микроконтакте

В. В. Андриевский, Ю. Ф. Комник, С. В. Рожок

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47  
E-mail: komnik@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 февраля 1997 г., после переработки 24 марта 1997 г.

Показано, что на положение первой линии поперечной электронной фокусировки в висмуте на шкале магнитных полей сильное влияние оказывает релаксация электронов в эмиттерном микроконтакте, в результате чего энергия электронов, покинувших микроконтактную область, меньше, чем энергия  $eV$ , задаваемая приложенным к микроконтакту напряжением. При протекании сильных токов на положение линии электронной фокусировки оказывает влияние также собственное магнитное поле тока, причем дополнительное ее смещение под влиянием этого фактора нелинейно зависит от  $V$ , что обусловлено сильной нелинейностью вольт-амперных характеристик висмутового микроконтакта. Показано, что эта нелинейность может быть объяснена ростом концентрации носителей заряда в области микроконтакта под влиянием градиента распределения потенциала и процесса межзонного туннелирования. С помощью этих механизмов достигается точное описание нелинейности вольт-амперных характеристик висмутовых микроконтактов.

Виявлено, що на позицію першої лінії поперечного електронного фокусування у в'єсмугі на шкалі магнітних полей сильно впливає релаксація електронів в емітерному мікроконтакті, внаслідок чого енергія електронів, які покинули мікроконтактну зону, менша енергії  $eV$ , обумовленої прикладеною до мікроконтакту напругою. Під час протікання потужних струмів на позицію лінії електронного фокусування впливає також власне магнітне поле струму, до того ж її додаткове зміщення під впливом цього фактора нелінійно залежить від  $V$ , що обумовлюється сильною нелінійністю вольт-амперних характеристик в'єсмутевого мікроконтакту. Виявлено, що ця нелінійність може бути пояснена зростанням концентрації носіїв заряду в зоні мікроконтакту під впливом градієнта розподілу потенціалу та процесу міжзонного тунелювання, за допомогою цих механізмів досягається точний опис нелінійності вольт-амперних характеристик в'єсмутевого мікроконтакту.

PACS: 73.23.Ad, 73.40.Jn

На эффект фокусировки электронов поперечным магнитным полем [1], как установлено в работах [2–4], оказывает заметное влияние релаксация неравновесных носителей заряда. Это обстоятельство открывает возможности использования метода электронной фокусировки (ЭФ) для изучения электрон-фононной релаксации на циклотронной траектории [5] и в микроконтакте [6–9]. В этих областях процессы релаксации протекают существенно по-разному. Электрон-фононная релаксация на циклотронной траектории происходит в условиях баллистического движения электронов в чистом металле и приводит к уменьшению амплитуды линии ЭФ. В работе [5] это использовано для определения зависимости времени электрон-

фононной релаксации в висмуте от величины избыточной энергии электронов  $\delta\epsilon$  при изменении последней в широком интервале (до  $\delta\epsilon \sim 3\epsilon_F$ ).

В микроконтакте электрон-фононная релаксация происходит в условиях сильного упругого рассеяния электронов. При напряжении на микроконтакте, обеспечивающем превышение энергии электронов над граничной дебаевской, дрейфовая скорость электронов становится выше скорости звука, что влечет за собой появление черенковского излучения неравновесных фононов [9]. Метод ЭФ позволяет выявить фононные моды, излучаемые при таком процессе. Излучение фононов выделенных частот сопровождается появлением дополнительных пиков на фоне первой линии ЭФ. Они возникают

в результате того, что при дискретной релаксации образуются группы электронов с энергией, отличающейся от энергии основной инжектированной группы электронов на величину энергии релаксационных фононов. Проявление дискретной фононной релаксации на фокусировочной кривой названо «циклотронной» спектроскопией электрон-фононной релаксации в микроконтакте [3,6]. В работе [9] обнаружено, что при сверхзвуковом дрейфе в висмутовом микроконтакте в спектре излучаемых неравновесных фононов доминируют продольные оптические фононы с энергией  $\sim 12$  мэВ.

Если длина неупругой энергетической релаксации электронов  $l_e$  соизмерима с размером микроконтакта  $d$ , то излучение фононов происходит не только при достижении сверхзвукового дрейфа, а и при сколь угодно малом значении избыточной энергии электронов; при достижении же дебаевской энергии излучение фононов происходит во всем спектральном диапазоне. Частичная потеря энергии электронов вследствие электрон-фононной релаксации в микроконтакте приводит к тому, что энергия электронов, вышедших из микроконтакта на баллистическую траекторию, меньше, чем энергия  $eV$ , задаваемая приложенным к микроконтакту напряжением. В итоге линия ЭФ появляется при меньшем значении магнитного поля, чем рассчитано для энергии  $eV$ . Однако это не единственная причина отличия положения линии ЭФ от рассчитанного значения. Среди возможных причин можно указать еще влияние собственного магнитного поля тока через эмиттер и др. В настоящей работе обсуждается проблема влияния релаксации и других факторов на положение линии ЭФ. Наряду с этим обсуждается также взаимосвязанная, как будет показано ниже, с этой проблемой еще одна особенность свойств висмутовых микроконтактов, а именно — нелинейность их вольт-амперных характеристик.

### Положение линии электронной фокусировки

В выполненных экспериментах на висмуте применена классическая схема фокусировки электронов в поперечном магнитном поле [1]. Экспериментальная методика, использованная в настоящей работе, описана в [8,9]. Микроконтакт на совершенной тригональной грани висмута создавался по методу «иглы и наковальни». В качестве иглы использовались медные проволочки диаметром 0,1 мм, заостренные электрохимической полировкой (в 10% растворе

КОН) до диаметра  $\sim 1$  мкм. Микроконтакт представляет собой отверстие или очень короткий канал длиной  $a$ , соизмеримой или меньшей, чем диаметр отверстия  $d$ .

В методе ЭФ электроны, инжектированные через микроконтакт (эмиттер) в совершенный металлический монокристалл, совершают циклотронное движение в магнитном поле, параллельном поверхности кристалла, и создают потенциал на втором микроконтакте (коллекторе). Запись коллекторного потенциала в функции магнитного поля  $U_0(H)$  имеет острый пик при значении поля  $H_0$ , при котором в образовании сигнала участвует наибольшая по численности группа электронов с максимальным радиусом траектории в реальном пространстве. Для фермиевских электронов линии ЭФ соответствует магнитное поле

$$H_{0F} = \frac{2cp_{zF}}{eL}, \quad (1)$$

$p_{zF}$  — компонента фермиевского квазиимпульса, ось  $z$  направлена по нормали к поверхности;  $L$  — расстояние между эмиттером и коллектором. В методе ЭФ используют неравновесные электроны, имеющие добавку к энергии Ферми  $\delta\epsilon$ , обусловленную приложенным к эмиттеру напряжением  $V$ . Поле фокусировки  $H_0$  определяется соотношением, аналогичным (1), но  $p_z$  относится к изоэнергетической поверхности  $\epsilon_F + \delta\epsilon$  и имеет величину  $p_z = p_{zF} (1 + \delta\epsilon/\epsilon_F)^{1/2}$ . (Здесь и ниже мы будем использовать квадратичный закон дисперсии как приближение, достаточное для рассмотрения поставленных задач.) Поле фокусировки  $H_0$  растет с увеличением избыточной энергии электронов согласно соотношению

$$H_0 = H_{0F} \left( 1 + \frac{\delta\epsilon}{\epsilon_F} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

В работах [8,9] обнаружено, что реальное увеличение поля фокусировки несколько меньше ожидаемого согласно (2), если принять  $\delta\epsilon = eV$ . На рис. 1 изображены экспериментально наблюдаемая для одного из образцов зависимость  $H_0$  от напряжения на микроконтакте  $V$  (1) и теоретическая кривая (2), рассчитанная по соотношению

$$H_{0T} = H_{0F} \left( 1 + \frac{eV}{\epsilon_F} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

В [10] показано, что в условиях  $eV \geq \epsilon_F$  линия ЭФ несколько размывается и положение

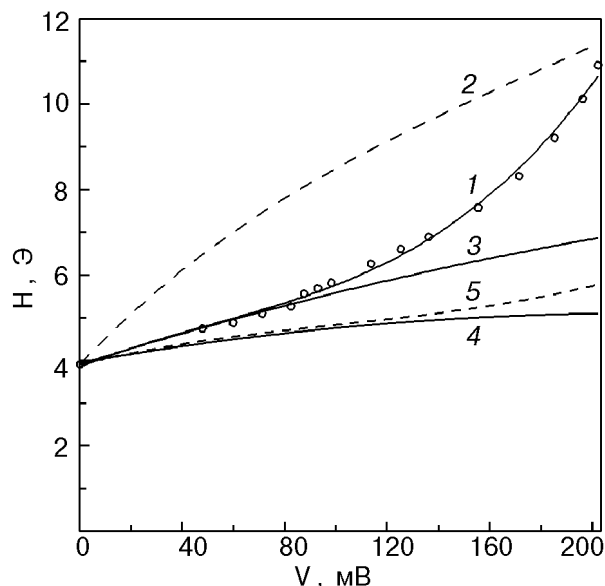


Рис. 1. Зависимость магнитного поля, отвечающего положению первой линии ЭФ, от напряжения, приложенного к эмиттеру: экспериментальная (кривая 1), ожидаемая, согласно (3) (кривая 2), рассчитанная с учетом релаксации в микроконтакте, согласно (4), для  $l_\epsilon = \text{const}$  (кривая 3) и  $l_\epsilon \propto \epsilon^{-1/2}$  (кривая 4), с учетом изменения эффективной концентрации носителей заряда в микроконтакте (кривая 5).

максимума на ней может не удовлетворять выражению (2). Однако магнитное поле, соответствующее максимальным орбитам электронов в реальном пространстве при движении из эмиттера в коллектор и отвечающее резкому спаду линии ЭФ, должно строго определяться выражением (2). Экспериментальные кривые на рис. 1 построены на основании записи производных  $dU_c/dI_f(H)$ , выявляющих именно поле резкого спада линии ЭФ, в связи с чем размытие линии ЭФ при больших  $V$  не может являться причиной расхождения экспериментальной и теоретической кривых на рис. 1. Отметим, что это расхождение наблюдается с самых малых значений приложенного напряжения.

Примем, что причиной уменьшения избыточной энергии электронов, вышедших из микроконтакта, по сравнению с величиной  $eV$ , является частичная энергетическая релаксация, происходящая в области микроконтакта. В этом случае

$$H_{0R} = H_{0F} \left( 1 + \frac{eV}{\epsilon_F} \left( \frac{l_\epsilon}{a} \right)^{1/2} \right), \quad (4)$$

$l_\epsilon = (D\tau_{in})^{1/2}$  — длина энергетической релаксации;  $a$  — длина микроконтактного канала;  $D = \frac{1}{3} v_F^2 \tau_i$  — коэффициент диффузии электронов;  $\tau_i$  — время упругой релаксации;  $\tau_{in}$  — время неупругой релаксации. Отношение  $l_\epsilon/a$  учитывает то, что приложенное напряжение  $V$  создает электрическое поле на длине  $a$  ( $V = E/a$ ), но энергию электрон набирает в поле  $E$  на длине  $l_\epsilon$ . Для микроконтакта в модели отверстия  $a \approx d$ . Появление в (4) отношения  $l_\epsilon/a$  определяет уменьшение значений  $H_{0R}$  по сравнению с  $H_{0T}$ .

Введем некоторое значение  $(l_\epsilon/a)_0$  для начального участка экспериментальных зависимостей  $H_0(V)$ . Его нетрудно определить из сравнения приложенного ( $V$ ) и эффективного ( $\tilde{V}$  [8]) напряжений, дающих одно и то же значение магнитного поля положения линии ЭФ на экспериментальной (1) и теоретической (2) кривых. На рис. 1 кривая 3 построена по (4) при найденном значении  $(l_\epsilon/a)_0^*$ . Она совпадает с экспериментальной зависимостью  $H_0(V)$  лишь на начальном участке, а затем с ростом  $V$  заметно отклоняется от экспериментальной. Эта нарастающая разница может быть обусловлена двумя возможными причинами: либо ослаблением влияния релаксационных процессов с ростом энергии электронов, либо еще одним фактором, приводящим к отличию экспериментальных значений  $H_0$  от теоретических при заметной избыточной энергии электронов. На существование дополнительной причины указывает пересечение экспериментальной и теоретической зависимостей при больших  $V$ . Действительно, в рамках релаксационной модели теоретические значения  $H_{0T}$  при  $\delta\epsilon = eV$  являются максимально возможными.

Ослабление релаксационного процесса с ростом энергии возможно в случае особой энергетической зависимости времени упругой релаксации. Действительно, входящая в выражение для  $l_\epsilon$  скорость  $v_F$  увеличивается с энергией  $\epsilon = \epsilon_F + \delta\epsilon$  как  $\epsilon^{1/2}$ , а  $\tau_{in}$  изменяется с энергией, по-видимому, подобно температурной зависимости  $\tau_{ep}$  (см., например, [11–13]), т.е. как  $\epsilon^{-2}$ . Увеличение  $l_\epsilon$  с энергией может наблюдаться в случае, если  $\tau_i$  является функцией энергии и

\* В данном примере  $(l_\epsilon/a)_0 = 0,3$ . В анализируемых экспериментах эта величина принимает значения от 0,7 до 0,2.

описывается зависимостью  $\tau_i \propto \varepsilon^p$ , где  $p > 1$ , как, например, в полупроводниках при рассеянии на заряженных примесях ( $p = 3/2$ ). К вопросу об энергетической зависимости  $\tau_i$  мы вернемся ниже.

В качестве дополнительного фактора, приводящего к отличию экспериментальных значений  $H_0$  от рассчитанных по (4) для релаксационной модели, можно указать возможное влияние термоэлектрических эффектов, возникающих при разогреве эмиттера в случае протекания сильного тока. Знак термоэлектрического поля в нагретом контакте медь–висмут совпадает со знаком внешнего электрического поля, обеспечивающего поток электронов в висмут. Наличие такого поля привело бы к росту наблюдаемого поля фокусировки. Однако оценки показывают, что это изменение  $H_0$  не должно быть существенным. В работе [9] из уравнения теплопроводности оценена величина повышения температуры в области микроконтакта под влиянием тока и показано, что при характерных значениях сопротивления висмутитового микроконтакта  $R \sim 1$  Ом и токе  $I \sim 0,1$  А повышение температуры вблизи границы микроконтакта радиусом  $r \sim 1$  мкм составляет  $\sim 1,5$  К. Значение термоэлектрического напряжения в этом случае составляет  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  В.

Более реальным фактором, приводящим к росту экспериментальных значений  $H_0$  по сравнению с ожидаемой зависимостью  $H_{0R}(V)$  для релаксационной модели, является собственное магнитное поле тока, втекающего в кристалл через микроконтакт [14]. В районе максимальной концентрации тока — на границе микроконтактного отверстия — собственное магнитное поле тока может достигать заметной величины (по нашим оценкам, при токе  $\sim 100$  мА поле достигает  $\sim 10$  Э), однако оно спадает с расстоянием как  $r^{-1}$ . Величина собственного магнитного поля тока пропорциональна току  $I$ , а последний для микроконтактов на висмуте является нелинейной функцией приложенного напряжения.

### Нелинейность вольт-амперной характеристики

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) висмутитовых микроконтактов нелинейны (рис. 2).

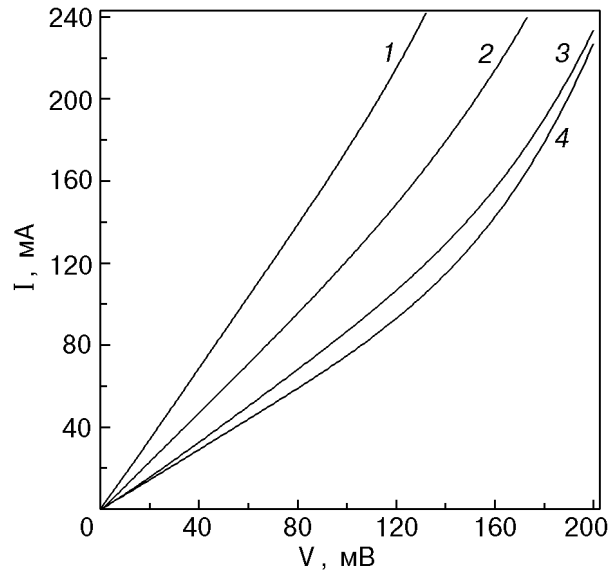


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики висмутитовых микроконтактов при  $T = 4,2$  К и различном сопротивлении микроконтактов (при  $V \rightarrow 0$ )  $R$ , Ом: 0,55 (1); 0,86 (2); 1,21 (3); 1,38 (4).

Речь идет о существенной нелинейности ВАХ микроконтакта, а не о локальных нелинейностях, выявляемых при записи второй производной  $d^2I/dV^2$  и служащих основой микроконтактной спектроскопии электрон-фононного взаимодействия в металлах [15,16]\* (кстати, использование этого метода в приложении к висмуту оказалось нерезультативным [17]).

При измерениях ВАХ, выполненных в [18] с помощью импульсной методики на нитевидных монокристаллах висмута (диаметром 3 мкм и длиной 0,3–0,6 см), обнаружена нелинейность другого знака, чем наблюдаемая на микроконтактах. Эта нелинейность типа излома, появляющаяся на вольт-амперных характеристиках при напряженности электрического поля порядка  $10^{-2}$  В·см<sup>-1</sup>, обусловлена генерацией фононов электронами и дырками в висмуте, дрейфующими в электрическом поле со сверхзвуковой скоростью. Дрейф электронов и дырок, как и дрейф порождаемых ими акустоэлектрических потоков, является встречным: генерация фононов сопровождается возрастанием дифференциального сопротивления образца.

\* Отметим, что выше для зависимостей  $H_0(V)$  мы также пренебрегли тонкими нелинейностями, которые могли бы проявиться в области характерных дебаевских частот.

Такого типа нелинейность должна присутствовать и на ВАХ микроконтактов на висмуте, поскольку при  $eV > hv_D$  достигается сверхзвуковой дрейф электронов, однако она, по-видимому, незначительна по сравнению с доминирующей плавной нелинейностью, представленной на рис. 2 и имеющей иную природу.

Обсуждаемую нелинейность ВАХ висмутовых микроконтактов можно связать, в соответствии с идеями работ [19,20], с зависимостью времени упругой релаксации  $\tau_i$  от энергии электронов. В [19] показано, что в полупроводниковых микроконтактах в диффузионном режиме проводимости и при малом вкладе неупругой релаксации дифференциальная производная  $dI/dV(V)$  отражает энергетическую зависимость  $\tau_i$ . Ее можно восстановить из анализа нелинейности ВАХ микроконтакта [19] в соответствии с соотношением\*

$$\frac{\tau_i(\epsilon)}{\langle \tau_i \rangle} = \frac{3}{2} \epsilon^{-3/2} \int_0^\epsilon du u^{1/2} \frac{R(0)}{R(u)}, \quad (5)$$

где  $R = (dI/dV)^{-1}$  — дифференциальное сопротивление;  $\langle \tau_i \rangle$  — среднее значение  $\tau_i$ .

Основываясь на предположении о том, что нелинейность ВАХ висмутовых микроконтактов целиком обусловлена особой зависимостью  $\tau_i(\epsilon)$ , мы попытались восстановить вид этой зависимости с помощью уравнения (5).

Выполненные расчеты дали странный результат: до напряжения  $\sim 80$  мВ отношение  $\tau_i / \langle \tau_i \rangle$  остается близким к единице, а далее с увеличением  $V$  оно возрастает как  $\epsilon^2$  или, скорее, как  $\epsilon$ , причем это возрастание является не очень существенным (на 20–40% при максимальном значении энергии  $\sim 200$  мэВ). Такого вида функциональные зависимости  $\tau_i$  от энергии не известны. Кроме того, для различных по сопротивлению микроконтактов полученные зависимости  $\tau_i(\epsilon)$  не совпали, как это должно было бы быть в случае единой физической причины нелинейности. Таким образом, проверяемая версия о причине появления нелинейности ВАХ оказалась нереальной. Аналогичные предположения, высказанные выше в связи с заметным ростом  $H_0$  при больших напряжениях по сравнению с зависимостью  $H_{0R}(V)$ , учитывающей релаксацию, также

должны быть отклонены, поскольку полученные зависимости  $\tau_i(\epsilon)$  не могут описать это расхождение. Если в пределе принять, что зависимость  $\tau_i$  от энергии отсутствует, как это имеет место в металлах, и учесть наиболее реальные функциональные зависимости от энергии параметров, входящих в  $l_\epsilon$ , а именно  $v_F \propto \epsilon^{1/2}$ ,  $\tau_{in} \propto \epsilon^{-2}$ , то соотношение (4) приобретает вид

$$H_{0R} = H_{0F} \left[ 1 + \frac{eV}{\epsilon_F} \left( \frac{l_\epsilon}{a} \right)_0 \left( 1 + \frac{eV}{\epsilon_F} \right)^{-1/2} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Построенные согласно (6) зависимости  $H_{0R}(V)$  для изученных образцов оказались еще более слабыми (рис. 1, кривая 4), чем зависимости, построенные для начального значения  $(l_\epsilon/a)_0$  (кривая 3).

Перейдем к обсуждению иных вариантов объяснения нелинейности ВАХ микроконтактов\*\*. В связи со спецификой зонной структуры висмута (малое перекрытие зон) протекание тока через микроконтакт, т.е. установление на нем некоторого распределения потенциала, может сопровождаться изменением числа носителей заряда. В работе [21] показано, что в полуметалле наличие потенциального рельефа  $U(z)$  любого вида приводит к возрастанию средней концентрации носителей. В условиях неоднородного потенциала концентрация электронов и дырок оказывается функцией координаты. Если в некоторой точке образца потенциал отличен от своего среднего значения, то это приведет к смещению уровня Ферми относительно краев зон и к росту в этой точке концентрации носителей одного знака и уменьшению концентрации носителей другого знака. А так как плотность состояний является возрастающей функцией энергии, то суммарная концентрация носителей увеличивается, но при этом сохраняется условие скомпенсированности носителей разного знака. В [21] показано, что при малой амплитуде изменения потенциала

$$\bar{n} = n_0 \left( 1 + \frac{3}{8} \frac{\tilde{U}^2 - \bar{U}^2}{\epsilon_F^e \epsilon_F^h} \right). \quad (7)$$

Примем линейное распределение потенциала в микроконтактном канале  $U(z) = eEz$ , а начало отсчета потенциала выберем так, чтобы среднее

\* В работе [19] в формуле (5) допущена опечатка.

\*\* Описание физических моделей см. в Приложении.

значение  $U$  обращалось в нуль, т.е. координату  $z$  будем отсчитывать от центра канала. В этом случае

$$\tilde{U}^2 = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} (eEz)^2 dz = \frac{1}{12} (eE)^2 a^2 = \frac{1}{12} (eV)^2. \quad (8)$$

Для удобства в (7) представим  $\epsilon_F^h$  как  $\epsilon_F^h = \frac{1}{\gamma} \epsilon_F^e$  ( $\gamma \approx 2$ ) и получим

$$\bar{n} = n_0 \left[ 1 + \frac{\gamma}{32} \left( \frac{eV}{\epsilon_F} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Рассмотренная модель описывает конечную картину пространственного перераспределения носителей в условиях стационарного неоднородного потенциала. Для нестационарной ситуации в токовом режиме необходимо, по-видимому, перед вторым слагаемым в (9) ввести некоторый коэффициент  $k_1 < 1$ , учитывающий степень приближения реальной картины пространственного распределения носителей к ожидаемой. Следует также учесть, что предлагаемая идеализированная модель может не реализоваться в полной мере в случае используемого нами гетероконтакта.

В приближении независимости от энергии вероятности упругих процессов рассеяния носителей изменение сопротивления микроконтакта под влиянием роста концентрации

носителей вследствие эффекта неоднородного потенциала можно описать соотношением

$$R(V) = R_0 \left[ 1 + k_1 \frac{\gamma}{32} \left( \frac{eV}{\epsilon_F} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (10)$$

Построенные согласно (10) расчетные зависимости  $R(V)$  (рис. 3, пунктирные кривые) хорошо описывают начальный участок экспериментальных зависимостей (представлены точками для трех образцов на рис. 3). В некоторых случаях достигается удовлетворительное описание почти всей экспериментальной кривой (например, кривая 1). При этом для коэффициента  $k_1$  для всех рассмотренных нами экспериментальных данных потребовалось принять весьма малое значение  $k_1 = 0,05 \pm 0,01$ . С ростом напряжения  $V$  экспериментальные кривые отклоняются от рассчитанных по (10); причина этого отличия будет обсуждаться ниже. Малое значение коэффициента  $k_1$ , по-видимому, отражает реальную эффективность рассмотренной модели в приложении к гетероконтакту, а также те допущения, которые были сделаны при использовании результатов работы [21] (применение формулы (7) при большой амплитуде изменения потенциала и использование предположения о линейном распределении потенциала в микроконтактном канале).

Развивая идею о влиянии распределения потенциала в микроконтакте на концентрацию носителей, приходим к еще одному утверждению: перекося потенциала при больших  $V$  может оказаться столь сильным, что открывается возможность межзонного туннелирования. Последнее сопровождается экспоненциальным ростом концентрации носителей в зоне проводимости (в полупроводниках этот процесс известен как пробой Зиннера). В приложении к висмуту модель межзонного туннелирования предполагает, что при достижении  $eV$  значений, превышающих энергию электронов  $\epsilon_g$ , отсчитанную от потолка валентной зоны (т.е. сумму энергии Ферми электронов  $\epsilon_F^e$  и величины энергетического зазора  $\Delta_L$  между валентной зоной и зоной проводимости в точке  $L$ ), начинается туннелирование электронов валентной зоны на состояния с фермиевской энергией; при этом рождаются дырки в валентной зоне.

Идея межзонного туннелирования для объяснения нелинейной ВАХ висмутовых трехмерных микромостиков впервые была

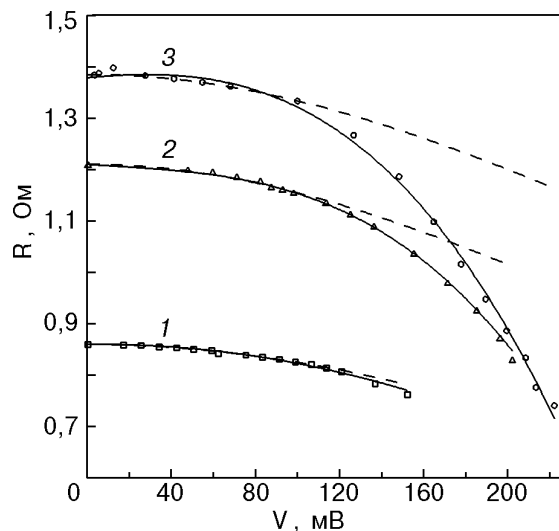


Рис. 3. Зависимости сопротивления микроконтактов от приложенного напряжения при  $T = 4,2$  К: экспериментальные данные ( $\circ$ ,  $\Delta$ ,  $\square$ ); зависимости, рассчитанные с учетом неоднородного потенциала по (12) (---); с учетом межзонного туннелирования по (16) (—). Сопротивление микроконтактов (при  $V \rightarrow 0$ ),  $R$ ,

высказана в работе [22]. Авторы предполагали, что нелинейная добавка к току  $\Delta I$  хорошо описывается законом  $\Delta I \propto \exp(-V_0/V)$ , где  $V_0$  — эффективное поле, зависящее от геометрических размеров микросужения. Аналогичные наблюдения сделаны в работе [23] в отношении двумерных наносужений в пленках  $\text{Bi}_{0,95}\text{Sb}_{0,05}/\text{Bi}/\text{Bi}_{0,95}\text{Sb}_{0,05}$ . В этой работе использованная методика измерений по-прежнему давала информацию об изменении концентрации носителей в районе сужения. Авторы работ [22,23] исходили из предположения, что лишь межзонное туннелирование является причиной нелинейности ВАХ изучаемых объектов и, следовательно, не учитывали возможность роста концентрации носителей под влиянием неоднородного потенциала. В работе [23] введена относительная скорость генерации дополнительных носителей в виде  $\exp(-E_0/E)$ , где  $E_0$  — характерное поле, которое в теории межзонного туннелирования имеет вид

$$E_0 = \frac{\pi m^{*1/2} \epsilon_g^{3/2}}{2^{3/2} e \hbar} \quad (11)$$

Обработка экспериментальных данных на основе этой концепции позволила найти  $E_0$  и длину рекомбинации  $L_0$ . Найденная величина  $E_0$  растет (от  $1,2 \cdot 10^4$  до  $5 \cdot 10^4$  В·см<sup>-1</sup>) с повышением напряженности магнитного поля под влиянием, как считают авторы [23], формирования уровней Ландау, но в целом близка к значению  $E_0$ , рассчитанному согласно (11). Авторы [23] приняли для висмута  $m^* = (4 \pm 2) \cdot 10^{-3} m_0$  и  $\epsilon_g = \epsilon_F + \Delta_L = 27,6 + 15,3 = 42,9$  мэВ [24] и получили  $E_0 = 2,2 \cdot 10^4$  В·см<sup>-1</sup>.

Механизм межзонного туннелирования является дополнительным по отношению к механизму роста концентрации носителей под влиянием неоднородного потенциала. Оценим степень его относительного влияния на общую картину. Вероятность межзонного туннелирования определяется функцией вида  $\exp(-E_0/E)$ . Следовательно, концентрация носителей должна расти под влиянием межзонного туннелирования в соответствии с соотношением

$$\begin{aligned} n &= n_0 \left( 1 + k_2 \exp(-E_0/E) \right) = \\ &= n_0 \left( 1 + k_2 \exp(-V_0/V) \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Полное изменение концентрации носителей заряда в микроконтакте с увеличением  $V$  имеет вид

$$\begin{aligned} n &= n_0 \left( 1 + k_1 \frac{\gamma}{32} \left( \frac{eV}{\epsilon_F} \right)^2 + k_2 \exp(-V_0/V) \right) = \\ &= n_0 f_c(V), \end{aligned} \quad (13)$$

а изменение сопротивления микроконтакта должно описываться зависимостью

$$R = R_0 f_c^{-1}(V). \quad (14)$$

В (12) мы ввели  $V_0 = E_0 a$ , считая, что приложенное напряжение  $V$  создает электрическое поле на длине  $a$ . Эта длина не известна, поэтому в расчетах мы воспользовались пробными значениями  $a$ , ориентируясь на конфигурацию кривой, задаваемой функцией  $\exp(-V_0/V)$  при  $V \ll V_0$ . Наиболее реальным оказалось значение  $V_0 \approx 1$  В [7], что соответствует вполне разумной величине длины микроконтактного канала  $a \approx 0,4$  мкм. Кроме того, подгоночными параметрами являются коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$ . Заметим, что при близости этих коэффициентов к единице вклад межзонного туннелирования в сопротивление оказывается пренебрежимо малым по сравнению с вкладом эффекта изменения концентрации носителей под влиянием градиента потенциала. Но, как мы уже отметили выше, коэффициент  $k_1$  при сравнении с экспериментом принимает малое значение  $\approx 0,05 \pm 0,01$ . В противоположность этому коэффициент  $k_2$  необходимо принять равным примерно 40–50. В этом случае достигается практически точное описание экспериментальных зависимостей  $R(V)$  с помощью соотношений (13), (14) (рис. 3, сплошные кривые). При этом коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  для разных по сопротивлению микроконтактов оказываются очень близкими.

## И снова о положении линии ЭФ

Интересно оценить, может ли полученный положительный результат при описании нелинейности ВАХ висмутового микроконтакта с помощью модели, учитывающей градиент потенциала в микроконтакте, быть использован для объяснения зависимости поля фокусировки  $H_0$  от приложенного к микроконтакту напряжения, которое создает пространственно неоднородное распределение носителей разного знака. Такой динамический градиент концентрации приведет к появлению некоторого внутреннего электрического поля, направленного против внешнего поля. Возможно, внутреннее

поле является одной из причин снижения эффективности приложенного к микроконтакту напряжения. Эта идея требует специального теоретического рассмотрения.

Наряду с этим мы попытались оценить максимальный вклад роста концентрации носителей в микроконтакте в фокусирующий процесс. Непосредственное влияние избыточных носителей на положение максимума ЭФ вероятно в случае, если они достигают коллектора. Для оценки нового положения линии ЭФ используем известную связь между концентрацией и значением граничного квазимпульса:

$$p_z = \hbar(3\pi^2)^{1/3}n^{1/3} = \hbar(3\pi^2)^{1/3}n_0^{1/3}f_c^{1/3}(V) = \\ = p_{F0} f_c^{1/3}(V).$$

На рис. 1 кривой 5 показана расчетная зависимость (согласно (6)) с сомножителем  $f_c^{1/3}(V)$ , в котором использованы найденные выше значения коэффициентов  $k_1$  и  $k_2$ . Видно, что кривая 5 далека от экспериментальной кривой 1 и не объясняет быстрый подъем последней относительно расчетной кривой 4 для релаксационной модели.

Предположение о возможном вкладе избыточных носителей, возникших в микроконтакте, в фокусирующую кривую является проблематичным. С одной стороны, электроны и дырки из микроконтакта движутся в противоположные стороны и оказываются пространственно разделенными. Следовательно, «рекомбинация» носителей разного знака на баллистической траектории от эмиттера к коллектору маловероятна. Однако рекомбинация может происходить в прилегающей к микроконтакту области (так, по оценкам в [23], длина рекомбинации избыточных носителей в висмуте не превышает 2–6 мкм) и, следовательно, на баллистической орбите избыточные носители могут не появиться. Мы проверили также версию о влиянии избыточных носителей в микроконтакте на релаксационный процесс в нем. Если принять, что сомножители, входящие в  $l_e$  в формуле (4), изменяются с концентрацией  $n$  в соответствии с известными соотношениями ( $v_F \propto n^{1/3}$ , а  $\tau_{ep} \propto n^{-1}$  или  $\tau_{ep} \propto n^{-1/3}$  в «чистом» и «грязном» пределе соответственно [25]), то оказывается, что расчетная кривая лишь несущественно отклоняется от кривой 4.

Между тем, рассмотренные выше модели, приводящие к росту концентрации носителей в

висмутовом микроконтакте, а точнее говоря, порождаемая этими причинами нелинейность ВАХ микроконтакта оказывает косвенное влияние на характер смещения линии ЭФ с ростом приложенного напряжения. Можно отметить, что нарастающая разница между экспериментально наблюдаемыми значениями  $H_0$  (кривая 1) и расчетными значениями  $H_{0R}$  в рамках релаксационной модели (кривая 4) напоминает характер изменения тока через микроконтакт с приложенным напряжением (для данного примера следует сравнить с кривой 3 на рис. 2). Такое подобие мы отметили для всех изученных образцов с различными значениями начального сопротивления  $R_0$  и заметно различной нелинейностью. Более того, одинаковым значениям тока, протекающего через различные по сопротивлению микроконтакты, как оказалось, соответствуют примерно одинаковые смещения  $\Delta H_0 = H_0 - H_{0R}$ . Это позволяет сделать предположение, что обсуждаемое смещение  $\Delta H_0$  обусловлено собственным магнитным полем тока.

Собственное магнитное поле тока через микроконтакт искажает траектории электронов на стартовом участке и должно оказывать «дефокусирующее» действие на электронный поток, поскольку его знак по отношению к внешнему магнитному полю различается для электронов, вылетевших из микроконтакта под разными по знаку углами  $\phi$  (угол  $\phi$  отсчитывается от оси микроконтактного канала). Вылетевшие вдоль оси канала электроны, формирующие максимум линии ЭФ, испытывают влияние собственного магнитного поля тока лишь в периферийной по отношению к оси канала области, т.е. на начальном участке баллистической орбиты. Это приводит к смещению максимума линии ЭФ в сторону больших значений внешнего магнитного поля. В работе [14] теоретически проанализировано влияние собственного магнитного поля на положение пика ЭФ для микроконтакта на монокристалле серебра. Расчеты показали, что относительное смещение пика ЭФ составляет ~1% при токе 1,5 А. Для висмута эта величина должна быть существенно больше. Если принять во внимание соотношение микрохарактеристик электронов в серебре и висмуте, то относительное смещение линии ЭФ в висмуте при токе 150 мА должно составлять ~10%. В действительности реальное смещение линии ЭФ оказалось больше, чем следует из этих оценок. Определяющая роль собственного магнитного поля тока в



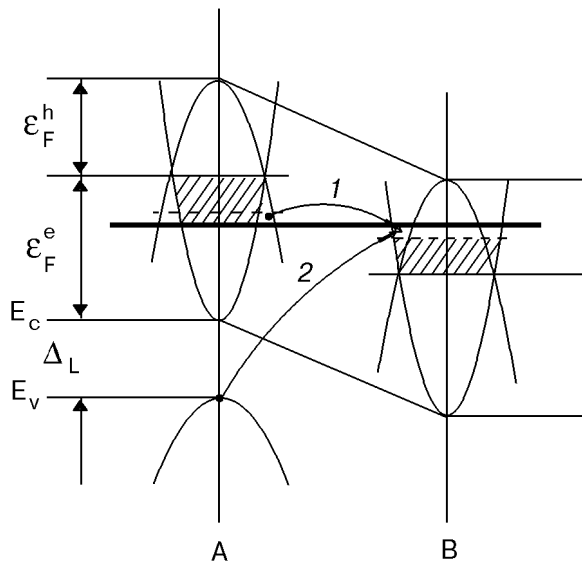


Рис. 4. Изменение расположения зон в висмуте в области градиента потенциала. Показано образование пар электрон-дырка под влиянием градиента потенциала (1) и межзонного туннелирования (2).

обсуждаемом смещении линии ЭФ подтверждается тем, что между током  $I$  и величиной смещения  $\Delta H_0$  наблюдается близкая к линейной связь. Из анализа всей совокупности экспериментальных данных следует эмпирическое соотношение  $\Delta H_0 = AI + BI^2$ , где коэффициенты  $A$  и  $B$  принимают средние значения  $9 \cdot 10^{-3}$  и  $6 \cdot 10^{-5}$  соответственно ( $I$  в мА,  $\Delta H_0$  в Э). Таким образом, порождаемое током в микроконтакте дополнительное неоднородное магнитное поле весьма эффективно воздействует на баллистические траектории электронов и приводит к заметному смещению переднего края линии ЭФ.

Мы признательны Ю. А. Колесниченко за обсуждение работы.

## Приложение

Представим наглядное описание физических моделей, использованных при объяснении нелинейности вольт-амперной характеристики висмутовых микроконтактов.

### 1. Модель градиента потенциала

В висмуте имеются электронные и дырочные долины, находящиеся соответственно в точках  $L$  и  $T$  зоны Бриллюэна. Пусть потенциал изменяется линейно между точками  $A$  и  $B$  в реальном пространстве (рис. 4). При наличии градиента потенциала концентрация электронов и

дырок оказывается функцией координаты. Градиент потенциала приводит к пространственному перераспределению носителей разного знака и установлению некоторого нового уровня химического потенциала (ХП) в этой области. В рассматриваемом случае этот уровень должен быть точно посередине, между положениями ХП в начальных состояниях в  $A$  и  $B$  (рис. 4, жирная линия). Для наглядности рассмотрим изменение числа электронов и дырок только в крайних точках  $A$  и  $B$ . Электроны, занимающие состояния в  $A$  выше нового уровня ХП, перемещаются на состояния в  $B$ , расположенные выше начального положения уровня ХП. Однако, поскольку плотность состояний является возрастающей функцией энергии, переместившиеся из  $A$  электроны заполняют состояния до некоторого уровня, расположенного ниже нового уровня ХП. Дополнительные электроны появятся в результате возникновения дополнительного числа дырок. Действительно, перемещение дырок происходит в обратном направлении, и число дырок, переместившихся из  $B$  в  $A$ , является недостаточным для заполнения дырочных состояний в  $A$  вплоть до нового уровня ХП. При этом неизбежно рождаются дополнительные дырки, которые обеспечивают появление дополнительных электронов в  $A$ . Этот процесс связан с междолинными переходами между точками  $L$  и  $T$  зоны Бриллюэна. Таким образом, наличие потенциального рельефа в полуметалле приводит к возрастанию средней концентрации как электронов, так и дырок при сохранении равенства концентраций носителей разного знака.

### 2. Модель межзонного туннелирования

При наличии градиента потенциала между точками  $A$  и  $B$ , расположенными на расстоянии  $a$  друг от друга, появляется возможность туннелирования с активацией электронов из состояний вблизи потолка валентной зоны на уровень Ферми. В валентной зоне возникают дырки, а в зоне проводимости появляются дополнительные электроны. Переходы происходят между состояниями в точке  $L$  зоны Бриллюэна, но между точками  $A$  и  $B$  в реальном пространстве, разделенными расстоянием  $a$ . При достижении уровня  $eE_0 a = \Delta_L + \epsilon_F^e$  создаются условия для прямого туннелирования.

1. В. С. Цой, *Письма в ЖЭТФ* **19**, 114 (1974).
2. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1567 (1987).

3. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, Ю. Ф. Комник, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 103 (1988).
4. Ю. А. Колесниченко, И. О. Кулик, Р. И. Шехтер, *ЖЭТФ* **94**, 328 (1988).
5. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **16**, 326 (1990).
6. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **18**, 513 (1992).
7. V. V. Andrievskii, Yu. F. Komnik, and S. V. Rozhok, *Physica* **B218**, 7 (1996).
8. Ю. Ф. Комник, В. В. Андриевский, С. В. Рожок, *ФНТ* **22**, 1406 (1996).
9. В. В. Андриевский, Ю. Ф. Комник, С. В. Рожок, *ФНТ* **22**, 1418 (1996).
10. Ю. А. Колесниченко, Р. И. Шехтер, В. А. Булдовский, *ФНТ* **14**, 263 (1988).
11. A. N. Friedman, *Phys. Rev.* **159**, 553 (1967).
12. В. Ф. Гантмахер, Ю. С. Леонов, *Письма в ЖЭТФ* **8**, 264 (1968).
13. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, С. В. Рожок, *ФНТ* **20**, 1057 (1994).
14. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *J. Phys.* **F17**, 1471 (1987).
15. И. К. Янсон, *ФНТ* **11**, 854 (1985).
16. И. К. Янсон, А. В. Хоткевич, *Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах*, Киев, Наукова думка (1986).
17. I. K. Yanson, O. I. Shklyarevskii, and N. N. Gribov, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 135 (1992).
18. Ю. А. Богод, Д. В. Гицу, А. Д. Грозав, *ЖЭТФ* **84**, 2194 (1983).
19. Р. И. Шехтер, *ФТП* **17**, 1463 (1983).
20. Р. И. Шехтер, *ФНТ* **11**, 854 (1985).
21. А. Я. Шик, *ФТТ* **16**, 2801 (1974).
22. Е. Е. Вдовин, А. Ю. Касумов, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 440 (1987).
23. J. B. C. van der Hilst, J. A. van Hulst, N. N. Gribov, J. Caro, and S. Radelaar, *Physica* **B218**, 109 (1996).
24. G. E. Smith, G. A. Baraff, and J. M. Rowell, *Phys. Rev.* **135**, A1118 (1964).
25. Ю. Ф. Комник, В. Ю. Каширин, Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **20**, 158 (1994).

---

Relaxation and effects of potential gradient in  
Bi point contact

V. V. Andrievskii, Yu. F. Komnik, and S. V. Rozhok

It is shown that the position of the first line of the transverse electron focusing in Bi on the magnetic field scale is strongly influenced by the electron relaxation in the emitting point contact. As a result, the electrons which left the point contact region have energies below those dictated by the voltage applied to the point contact. At high cur-

rents the EF line position is also influenced by the intrinsic magnetic field of the current. An additional shift of the EF line is nonlinear with  $V$  because of strong nonlinearity of the  $I$ - $V$  characteristics of Bi point contacts. It is shown that the nonlinearity may be attributed to the growing concentration of charge carriers in the point contact region due to the gradient of the potential distribution and interband tunneling. These mechanism permit the nonlinearity of the  $I$ - $V$  characteristics of Bi point contacts to be described exactly.