

УДК 539.2

Ю. А. БОГОД, Вит. Б. КРАСОВИЦКИЙ, Е. Т. ЛЕМЕШЕВСКАЯ,
А. А. СЛУЦКИН, А. Я. ШАРШАНОВ

ОБЪЕМНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ТРАЕКТОРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВИСМУТ

Предпринята попытка разделить объемные и траекторные эффекты при инжекции носителей заряда в висмут и измерении потенциала периферийной точки. Показано, что при $T = 4$ К, $H \lesssim 10^3$ Э вклад в коллекторное напряжение U_c объемного тока составляет 10–20 %, а при $H \sim 10^4$ Э объемные эффекты являются определяющими. Обнаружено, что для одного из направлений $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ (L — расстояние между эмиттером и коллектором) зависимость $U_c(H)$ имеет минимум, связанный с наличием в тензоре магнитопроводимости висмута нечетных по магнитному полю компонент. В результате этого асимметрия коллекторного напряжения относительно инверсии вектора \mathbf{H} сохраняется до комнатных температур, т. е. в условиях $l \ll L$ (l — объемная длина пробега электронов). При прочих равных условиях положение минимума определяется длиной пробега, а также соотношением толщины образца и расстояния между эмиттером и коллектором. Изложенные результаты подтверждает феноменологический расчет, проведенный в локальном приближении по электрическому полю. Исследовано влияние диффузности поверхностного рассеяния на динамику электронов в скин-слое. Совокупность экспериментальных результатов позволяет отдать предпочтение концепции [4], согласно которой при диффузном рассеянии средняя длина пробега электронов в скин-слое в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном поверхности пластины, порядка объемной длины свободного пробега. Сформулирована идея эксперимента по изучению динамики электронов в скин-слое в нормальных металлах с одним типом носителей заряда.

Введение

В работе [1] была высказана и частично реализована идея об определении с помощью эффекта поперечной электронной фокусировки зависимости коэффициента зеркальности от угла встречи носителей заряда с граничной поверхностью висмута. При этом подразумевалось, что измеряемый сигнал формируется электронами, пролетающими расстояние от эмиттера до коллектора без объемных столкновений (в дальнейшем будем их называть «квазибаллистические электроны»), т. е. не учитывался объемный ток. Справедливость данного предположения, насколько нам известно, экспериментально не проверялась. Между тем знание относительной величины вкладов квазибаллистических электронов и носителей заряда, формирующих объемный ток, имеет принципиальное значение и для других задач — в частности, при решении вопроса о влиянии диффузности рассеяния на характер движения приповерхностных электронов в магнитном поле. Остановимся на этой проблеме несколько подробнее.

В 1963 г. Азбелем [2] был предсказан эффект вытеснения постоянного тока к поверхности пластины в сильном магнитном поле (статический скин-эффект). Суть явления состоит в том, что при $r \ll l$ (r — средний радиус орбиты электрона, l — объемная длина свободного пробега) в результате более частых смещений центров орбит подвижность электронов в приповерхностном слое толщиной r оказывается по крайней мере в l/r раз больше, чем в глубине пластины. Согласно работе Песчанского и Азбея [3], степень проявления скин-эффекта связана с характером отражения носителей заряда поверхностью: при зеркальном рассеянии эффективная длина пробега приповерхностных электронов $\bar{l}_{\text{эф}} \sim l$, при диффузном $\bar{l}_{\text{эф}} \sim r$. В первом случае усредненная по толщине пластины проводимость скин-слоя пропорциональна r/d , во втором — r^2/ld . Однако в работе Копелиовича [4], появившейся позднее, утверждается, что и при диффузном рассеянии средняя эффективная длина пробега $\bar{l}_{\text{эф}}$ электронов в скин-слое в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном поверхности пластины, порядка l . Согласно

[4], уход от поверхности невозможен без объемного столкновения, и любое внутримолекулярное поверхностное рассеяние не приводит к релаксации. Единого мнения о динамике электронов в скин-слое не существует и поныне. Поэтому нет ясности и в вопросе о том, какая из двух [3,4] теорий электропроводности тонкой металлической пластины в сильном магнитном поле является ошибочной.

В настоящей работе предпринята попытка разделить объемные и траекторные эффекты при инжекции носителей заряда в висмут и измерении потенциала периферийной точки, а также исследовать влияние диффузности поверхностного рассеяния на динамику электронов в скин-слое. В основе идеи разделения эффектов лежат следующие соображения.

1) При наличии на ферми-поверхности плоскостей с повышенной плотностью потока электронов, инжектируемых эмиттером [5], коллекторное напряжение U_c^0 в нулевом магнитном поле для соответствующей геометрии эксперимента формируется как объемным током, так и баллистическими электронами, летящими под углом $\sim b/L$ к внешней границе образца [6] (b — размер приконтактной области, L — расстояние между эмиттером и коллектором). Поэтому температурная зависимость сигнала U_c^0 , вообще говоря, должна существенно отличаться от зависимости электропроводности $\rho_0(T)$. Данное обстоятельство позволяет сделать качественные заключения о роли объемной проводимости в формировании потенциала коллектора.

2) Вклад траекторных эффектов можно экспериментально оценить, измеряя разность сигналов при высокоомном и низкоомном эмиттере.

Эксперименты в висмуте показали, что при понижении температуры от 77 до 20,4 К напряжение на коллекторе убывает быстрее, чем электропроводность, а при понижении от 20,4 до 4,2 К — медленнее. Первый результат связан с уменьшением объемного тока вследствие увеличения числа баллистических электронов при возрастании отношения l/L , второй — с преимущественной в конечном счете (т. е. для достаточно малых ρ_0) ролью баллистических электронов в формировании потенциала коллектора. Как будет показано ниже, при $H \rightarrow 0$, $T = 4,2$ К вклад в величину U_c^0 сигнала, связанного с объемным током, составляет $\sim 10\%$. О соизмеримости в гелиевой области температур и в магнитных полях $\leq 10^2$ Э объемных и траекторных эффектов при инжекции носителей заряда в висмут свидетельствует обнаружение для одного из направлений $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ (формально соответствующего закручиванию электронов от коллектора) минимума на зависимости $U_c^H(H)$: минимум (а вместе с ним и асимметрия сигналов U_c^H относительно инверсии магнитного поля) наблюдается в диапазоне 4,2—300 К, т. е. как при $l \gg L$, так и при $l \ll L$. (Во избежание недоразумений подчеркнем, что при $l \gg L$, $H \leq 10^2$ Э вклад в коллекторный сигнал квазибаллистических электронов преобладает). Возможность асимметрии коллекторного напряжения, не связанная с траекторными эффектами, вытекает непосредственно из соотношения $E_i = \rho_{ik}^H i_k$, в котором тензор магнитосопротивления ρ_{ik}^H содержит нечетные по магнитному полю компоненты. Последовательный феноменологический расчет потенциала периферийной точки, проведенный в локальном приближении по электрическому полю E , предсказывает существование в висмуте минимума на зависимости $U_c^H(H)$ в геометрии эксперимента. Теория описывает смещение H_{\min} при изменении температуры, наблюдаемое в эксперименте, а также сдвиг минимума к точке $H = 0$ по мере усиления неравенства $L > d$ (d — размер кристалла в направлении, перпендикулярном к \mathbf{H} и \mathbf{L}).

Предположим, что при $l \gg L$ коллекторное напряжение формируется преимущественно квазибаллистическими электронами и в достаточно больших магнитных полях. Пусть величина магнитного поля такова, что

средняя длина Nr траектории электрона в скин-слое до момента диффузного отражения от поверхности много меньше L . Тогда очевидно, что, если $\bar{l}_{эф} \sim Nr$, то инверсия магнитного поля не повлияет на величину регистрируемой разности потенциалов. Если же при диффузном рассеянии $\bar{l}_{эф} \sim l$, то направлению \mathbf{H} , при котором скачущий по поверхности электрон движется от эмиттера к коллектору, будет соответствовать больший сигнал.

В висмуте, где при $L \simeq 10^{-2}$ см наблюдаются одни только электронные фокусировочные пики, эта простая идея тем не менее не сбывается. Одна из причин состоит в том, что величина U_c^H для $L/Nr \sim 10^2-10^3$ на несколько порядков превышает сигнал, который мог бы сформироваться квазibalлистическими электронами. В данной ситуации предпринята попытка получить информацию о характере движения электронов в скин-слое по температурной зависимости сигналов U_c^H при $l \geq L$. Предположим, что $\bar{l}_{эф} \sim l$, а вероятность электрон-дырочной рекомбинации на поверхности $\bar{d} \sim r/L$. Тогда температурный ход коллекторного напряжения, определяемый объемной проводимостью, не будет зависеть от величины магнитного поля. Если же $\bar{l}_{эф} \sim Nr \ll L$, то коллекторное напряжение формируется объемным и поверхностным токами. При $r \ll l$ поверхностная проводимость σ_s достаточно чистых образцов висмута толщиной в несколько миллиметров соизмерима с объемной проводимостью σ_N^V , однако температурная зависимость σ_s существенно иная. Поэтому при $\bar{l}_{эф} \sim Nr \ll L$ температурный ход коллекторного напряжения, измеряемого на таких образцах, должен зависеть от магнитного поля.

Согласно данным настоящей работы, отношение $\Delta(\lg U_c^H)/\Delta T$ в условиях $l \geq L$, $\sigma_N^V \sim \sigma_s$ остается практически постоянным при изменении магнитного поля более чем на полтора порядка. В тех же условиях отношение $\Delta(\lg \rho_N)/\Delta T$ существенно изменяется. В этой связи предпочтение отдается концепции [4], согласно которой при диффузном рассеянии носителей заряда граничной поверхностью эффективная длина пробега электронов в скин-слое по порядку величины равна объемной длине свободного пробега.

1. Экспериментальные результаты

Образец висмута был вырезан электроискровым способом из монокристаллического слитка с отношением сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах в нулевом магнитном поле, равным 700. После химической полировки на глубину $\approx 0,5$ мм его размеры составили $2,5 \times 2,5 \times 8,2$ мм³. Схематическое изображение образца приведено на вставке рис. 1. Контакты 2—5 расположены в тригональной плоскости C_1C_2 вдоль длинной оси образца, совпадающей с бинарным направлением C_2 . При этом контакты 2, 4 и 5 выполнены с помощью капель из сплава Вуда (диаметром $\approx 0,2$ мм), а электрод 3, который представляет собой острие, полученное электролитической заточкой медной проволоки толщиной 0,1 мм, приварен к образцу при комнатной температуре (ток разряда ≈ 20 мкА) и снабжен специальным фиксирующим устройством. Такой контакт имеет сопротивление ≈ 1 Ом и остается стабильным при многократном термоциклировании*. Покрытые сплавом Вуда торцы образца (1—6) использованы как токовые электроды при измерении сопротивления. Расстояния 1—2, 2—3, 3—4, 4—5 и 5—6 приблизительно равны: 3; 1; 0,2; 1; 3 мм. Расстояние L от острия 3 до ближнего края капли, образующей контакт 4, составляет $\approx 0,1$ мм.

* В дальнейшем экспериментальные результаты были воспроизведены в условиях, когда эмиттер и коллектор традиционно представляли собой два острия, разнесенные на расстояние $\approx 0,1$ мм.

Опыты проводились в стационарных магнитных полях ($H \parallel C_1$) до 20 кЭ при гелиевых, водородных, азотных и комнатных температурах. Величина тока в цепи эмиттера не превышала 100 мА, а его изменение не оказывало заметного влияния на результаты. На рис. 1, а и 2 представлены зависимости напряжения U_{23}^{45} на коллекторе (ток проходит через контакты 2—3, разность потенциалов измеряется на контактах 4—5) от магнитного поля при $T = 4,2; 20,4$ и 300 К. Видно, что кривые $U_{23}^{45}(H)$ не симметричны относительно инверсии вектора H : направлению $+H$,

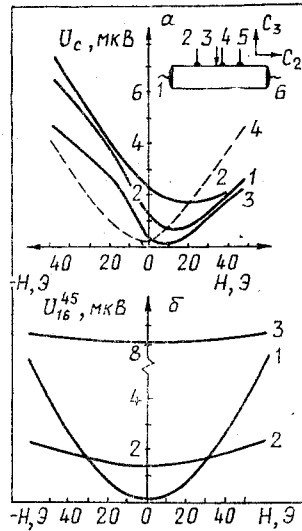


Рис. 1. Зависимость от величины и направления магнитного поля: а — коллекторного напряжения: 1, 2 — U_{23}^{45} ($T = 4,2$ и $20,4$ К, эксперимент); 3 — U_{23}^{45} , $T = 4,2$ К (расчет по формуле (3)); 4 — U_{45}^{23} , $T = 4,2$ К (эксперимент); б — сигнала U_{16}^{45} , пропорционального электрическому сопротивлению: 1 — $T = 4,2$ К; 2 — $T = 20,4$ К; 3 — $T = 77$ К.

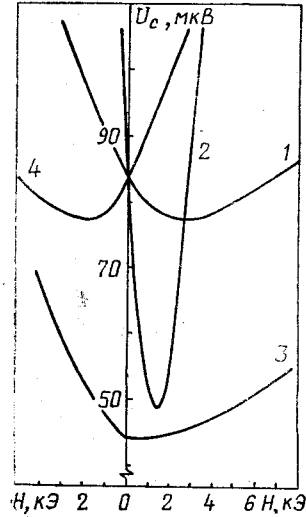


Рис. 2. Коллекторное напряжение при $T = 300$ К: 1, 2 — U_{23}^{45} , 3 — U_{23}^{56} ; 4 — U_{45}^{23} (кривые 1, 3, 4 — эксперимент, 2 — расчет по формуле (3)).

при котором вылетевшие из эмиттера электроны закручиваются от коллектора, соответствует меньшая величина регистрируемого сигнала. В условиях $T = 4,2$ К, $H \leq 10$ Э для направления $+H$ производная $dU_{23}^{45}/dH < 0$. По мере увеличения температуры минимум кривой $U_{23}^{45}(H)$ смещается в область больших значений магнитного поля. Как следует из рис. 2, увеличение расстояния между эмиттером и коллектором приводит к сдвигу минимума к точке $H = 0$.

Асимметрия сигнала на коллекторе относительно инверсии вектора H сохраняется по крайней мере в полях до 20 кЭ, однако начиная с некоторого значения H разность $\Delta U = U_{23}^{45}(-H) - U_{23}^{45}(+H)$ изменяет знак (рис. 3). Поле перехода H_0 через точку $\Delta U = 0$ увеличивается, если увеличивается температура.

Кривые 4 на рис. 1, а и 2 получены в условиях, когда ток проходит через контакты 4—5, а разность потенциалов измеряется на контактах 2—3. Сопоставление кривых 1, 4 на рис. 1, а и 2 показывает, что замена эмиттер \rightleftharpoons коллектор вместе с инверсией магнитного поля качественно не изменяет зависимость $U_c(H)$, несмотря на огромную (более четырех порядков) разницу плотностей тока в контактах 3 и 4. Отметим, что в проведен-

ных опытах инверсия тока через образец приводит лишь к изменению знака измеряемых величин.

Разность потенциалов $U_{16}^{45} \sim \rho$, измеряемая на контактах 4—5, при введении тока через электроды 1—6, как и следовало ожидать, не обнаруживает ассиметрии относительно инверсии вектора \mathbf{H} (рис. 1, б).

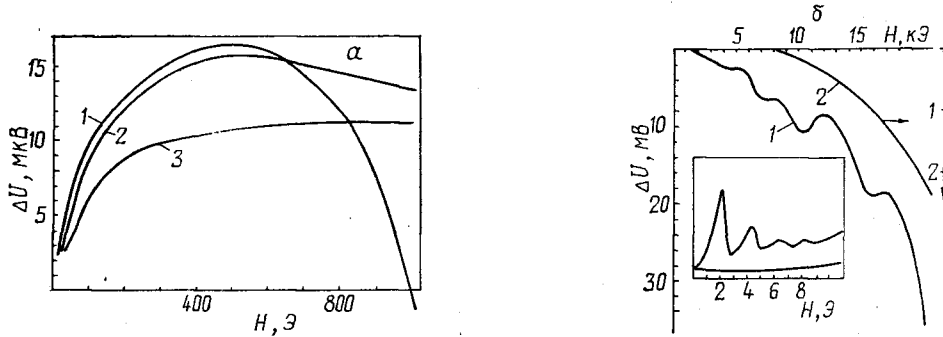


Рис. 3. Зависимость от магнитного поля величины $\Delta U = U(-\mathbf{H}) - U(+\mathbf{H})$ при $T = 4,2$ (1); 20,4 (2) и 77 К (3). На вставке — запись линий поперечной электронной фокусировки при отражении от тригональной плоскости исследуемого образца ($T = 4,2$ К); верхняя кривая — $(-\mathbf{H})$, нижняя — $(+\mathbf{H})$.

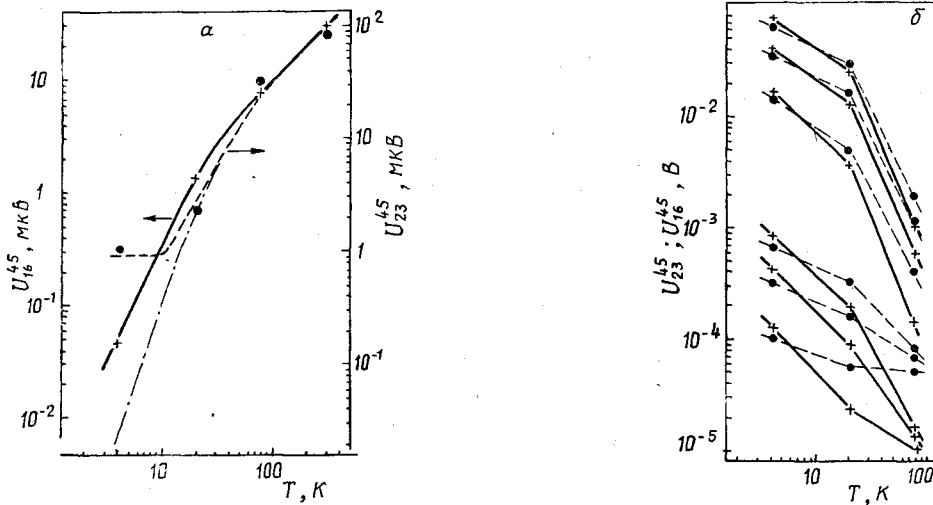


Рис. 4. Температурная зависимость сигналов U_{16}^{45} (+) и U_{23}^{45} (●): а — $H = 0$; — — — расчет температурной зависимости коллекторного напряжения по формуле (4); - - - вклад в коллекторное напряжение сигнала, формируемого объемным током (расчет по формуле (4)); б — $H \neq 0$; значения магнитного поля (снизу вверх): 0,35; 0,7; 1,05; 7; 14; 18,9 кЭ.

Величины U_{23}^{45} и U_{16}^{45} различаются и температурной зависимостью (рис. 4). Так, в нулевом магнитном поле при понижении температуры от 77 до 20,4 К сигнал $U_{23}^{45}(T, H = 0)$ убывает быстрее, а при понижении от 20,4 до 4,2 К — медленнее, чем $U_{16}^{45}(T, H = 0) \sim \rho_0(T)$ (рис. 4, а). Далее, отношение $\Delta \lg U_{23}^{45}(T, H) / \Delta T$ ($\Delta T = 20,4 - 4,2$) при изменении магнитного поля от 350 Э до 18,9 кЭ остается практически постоянным, в то время как величина $\Delta \lg U_{16}^{45}(T, H) / \Delta T \sim \Delta \lg \rho_H(H, T) / \Delta T$ в таких же условиях заметно изменяется (рис. 4, б).

2. Распределение потенциала при инжекции носителей заряда в металл (феноменологическая теория)

В условиях, когда характерный пространственный масштаб изменения электрического поля значительно превышает длину свободного пробега и (или) средний радиус циклотронной орбиты носителей заряда, задача поддается макроскопическому описанию. При этом свойства одномерной среды характеризуются не зависящим от координат тензором электропроводности σ_{ik} . Для полубесконечной среды, в которую через расположенный в начале координат точечный контакт втекает ток I , распределение потенциала $\varphi(r)$, описываемое уравнением непрерывности

$$-\sigma_{ik} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k} = 0$$

с граничным условием (на плоскости раздела $n_i x_i = 0$)

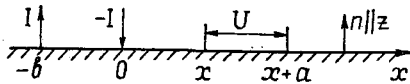
$$n_i \sigma_{ik} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} = -I \delta_2(r),$$

имеет вид

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{-I (\det S_{ik})^{-1/2}}{2\pi (1 + \alpha)} \left[(x_i (S^{-1})_{ik} x_k)^{1/2} - \frac{n_i x_i + n_i a_{ik} (S^{-1})_{kl} x_l}{((1 + \alpha) n_i \sigma_{jm} n_m)^{1/2}} \right]^{-1},$$

$$\alpha = - \frac{n_i a_{ik} (S^{-1})_{km} a_{ml} n_l}{n_i \sigma_{jl} n_l}. \quad (1)$$

Здесь x_i — компоненты вектора \mathbf{r} ; $\delta_2(r)$ — двумерная δ -функция, заданная на плоскости раздела; n_i — компоненты вектора \mathbf{n} внешней нормали к поверхности проводящей среды; S_{ik} и a_{ik} — симметричная и антисимметричная части тензора σ_{ik} , а тензор (S^{-1}) — обратный тензору S ; по дважды повторяющимся индексам предполагается суммирование. Если токовые и измерительные контакты расположены на одной линии $y = \text{const}$ (рис. 5), а тензор проводимости имеет вид



$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} S_{xx} a_{xy} a_{xz} \\ -a_{xy} S_{yy} S_{yz} \\ -a_{xz} S_{yz} S_{zz} \end{pmatrix},$$

Рис. 5. К расчету распределения потенциала при инжекции носителей заряда в полубесконечную пластину.

то разность потенциалов U в точках a и x выражается формулой

$$U = \varphi(x+a) - \varphi(x) = \frac{I}{2\pi} \frac{x^{-1} - (x+b)^{-1} - (x+a)^{-1} + (x+a+b)^{-1}}{(S_{yy} S_{zz} - S_{yz}^2)^{1/2} (1 + \beta^2) [1 - \beta (1 + \beta^2)^{-1/2}]}, \quad (2)$$

где $\beta = a_{zx} / \sqrt{S_{xx} S_{zz}}$.

Для $\beta^2 \ll 1$, $S_{yz}^2 \ll S_{yy} S_{zz}$, $x \ll a$, b (ситуация, реализуемая в эксперименте) получаем

$$U = \frac{I}{2\pi x \sqrt{S_{yy} S_{zz}}} \left(1 + \frac{a_{zx}}{\sqrt{S_{xx} S_{zz}}} \right). \quad (3)$$

3. Обсуждение результатов

1. Как известно, центральные участки электронных долин ферми-поверхности висмута по форме близки к цилиндрам с образующей, перпендикулярной к оси второго порядка. По этой причине в нулевом магнитном поле плотность потока электронов, инжектируемых эмиттером в направлении осей C_2 , оказывается достаточно большой, так что расположению контактов вдоль одной из линий C_2 при $l \geq L$ соответствует всплеск коллекторного напряжения [6]. Согласно [6], сигнал на коллекторе формируется баллистическими электронами, летящими в угловом интервале $\ll b/L$ относительно граничной поверхности. Очевидно, что сигнал на

коллекторе связан также и с объемным током $I_V \sim 1 - e^{-L/l}$ и что по мере изменения температуры баллистический ($I_b \sim e^{-L/l}$) и объемный токи перераспределяются. С учетом этих обстоятельств величину U_c^0 представим в виде

$$U_c^0 \sim \rho_0(T)(1 - e^{-L/l}) + ke^{-L/l}, \quad (4)$$

где коэффициент k во втором слагаемом определяется избыточной энергией инжектируемых электронов.

В проведенных нами экспериментах величины $\rho_0^{300\text{K}}/\rho_0^{77\text{K}}$, $\rho_0^{300\text{K}}/\rho_0^{20,4\text{K}}$, $\rho_0^{300\text{K}}/\rho_0^{4,2\text{K}}$, измеренные на контактах 3—4 в нулевом магнитном поле, составляют 3; 20; 200 соответственно. В этой связи для данного участка исследуемого образца естественно положить $\rho_0 \sim l^{-1} \sim T^{1,5}$ в диапазоне 4—77 К и $\rho_0 \sim T$ — выше 77 К. Зная температурный ход объемной длины свободного пробега, величину отношения сигналов на коллекторе при 20,4 и 4,2 К и $l_{4,2\text{K}} \sim 10^{-1}$ см, с помощью формулы (4) можно найти зависимость коллекторного напряжения от температуры (построенная на рис. 4, а соответствующая кривая хорошо описывает экспериментальные результаты). При этом относительный вклад в коллекторное напряжение сигнала, формируемого объемным током, для $T = 4,2$ К составляет $\approx 5\%$. С помощью формулы (3), данных работы [7] и выражений для компонент тензора проводимости из [8] легко убедиться в справедливости при $l \ll L$ соотношения $U_c^0 \sim \rho_0(T)$, которым мы эвристически воспользовались при записи (4).

Приведенное выше значение относительного вклада в коллекторное напряжение объемного тока является заниженным. Это обусловлено структурой выражения (4), в котором учтены только электроны, летящие почти параллельно поверхности. В результате число неизвестных параметров уменьшено до единицы. В действительности электроны, инжектируемые эмиттером, распространяются в плоскости C_2C_3 в диапазоне углов $0 - \pi/2$. Поэтому вклад в объемный ток носителей заряда, летящих под углом $\theta > b/l$ к поверхности, не мал при $L/l \ll 1$. Тем не менее даже такое упрощенное рассмотрение правильно описывает характерные особенности температурной зависимости коллекторного напряжения — относительно быстрый спад при понижении температуры от 77 до 20,4 К и медленное изменение ниже 20,4 К.

2. Предположим временно, что коллекторное напряжение, формируемое объемным током, симметрично относительно инверсии магнитного поля. Тогда естественно считать, что разность $\Delta U = U_c(-H) - U_c(+H)$ определяется током квазibalлистических электронов, движущихся от эмиттера к коллектору по скачущим орбитам, т. е. $\Delta U \sim e^{-L/l}$. В этом случае в условиях настоящих экспериментов при увеличении температуры от 4,2 до 20,4 К разность ΔU должна уменьшиться примерно в 2,5 раза, а при изменении температуры от 4,2 до 77 К затухание ΔU составит ≈ 3 порядка. В действительности (см. рис. 3) величина ΔU практически не затухает с повышением температуры (мы ограничиваемся пока интервалом полей $0 - 10^3$ Э). Отсюда следует, что асимметрию коллекторного напряжения нельзя однозначно связывать с траекторными эффектами*.

На рис. 1, а и 2 представлены расчетные зависимости коллекторного напряжения висмута от магнитного поля, полученные с помощью формулы

* Отсутствие на кривой $U_{23}^{45}(-H)$ (рис. 1, а) характерных пиков поперечной электронной фокусировки обусловлено большим диаметром коллектора. Запись напряжения на коллекторе в функции магнитного поля, полученная традиционным методом [1] при расположении контактов, представляющих собой два острия на линии C_2 треугольной плоскости образца, показана на вставке к рис. 3. В соответствии с изложенным выше для направления $+H$ зависимость $U_c(H)$ имеет минимум. Данные измерения произведены В. В. Андреевским, которому авторы, пользуясь случаем, выражают свою признательность.

(3). При расчете использованы значения подвижностей из работы [7] с поправкой на разницу остаточных сопротивлений; выражения для $\sigma_{ik}(H)$ взяты из [8]. Видно, что характерные особенности экспериментальных кривых качественно воспроизводятся без учета траекторных эффектов. Как следует из (3), наличие минимума обусловлено нечетной по магнитному полю компонентой тензора магнитопроводимости висмута, а смещение минимума при изменении температуры связано с зависимостью объемной длины свободного пробега носителей заряда от температуры*. Теория описывает также сдвиг минимума в точку $H = 0$ по мере усиления неравенства $L > d$: при учете конечности размеров образца в направлении $[LN]$ (соответствующую громоздкую формулу мы здесь не приводим) уменьшается относительный вклад в потенциал периферийной точки нечетных по H компонент тензора $\sigma_{ik}(H)$. Согласно (1), замена эмиттер \rightleftharpoons коллектор ($x \rightarrow -x$) приводит к инверсии кривых $U_c(H)$ относительно оси напряжений. Это в целом соответствует экспериментальным результатам на рис. 2: небольшой сдвиг минимума кривой 4 к оси ординат обусловлен, по-видимому, протяженностью эмиттера. При гелиевой температуре замена эмиттер \rightleftharpoons коллектор сопровождается не только сдвигом минимума кривой, соответствующей протяженному эмиттеру, в меньшие магнитные поля, но и заметным изменением величины коллекторного напряжения. В случае массивного эмиттера траекторная составляющая измеряемого сигнала, по-видимому, близка к нулю. По этой причине замену эмиттер \rightleftharpoons коллектор можно рассматривать как способ выделения сигнала, формируемого объемным током. Из данных на рис. 1, а следует, что при $T = 4,2$ К, $H = 0$ вклад объемного тока в сигнал U_{23}^{45} составит $\simeq 20\%$.

Отметим, что в условиях $l \gg L$ реализация отрицательной производной сигнала по магнитному полю при закручивании электронов в направлении от коллектора допускает, в принципе, иную трактовку. В самом деле, можно полагать, что включение должным образом направленного магнитного поля (в нашем случае $+H$) искривляет траектории электронов, первоначально летящих вдоль оси C_2 , уводя их от коллектора и тем самым уменьшая регистрируемый сигнал. Однако оценить вклад обсуждаемого альтернативного механизма на основании имеющихся экспериментальных результатов не представляется возможным.

Наконец, коснемся вопроса об изменении ΔU при увеличении магнитного поля. Формула (3) получена в предположении о равенстве числа электронов и дырок ($n = p$). Вводя в недиагональную компоненту тензора магнитопроводимости слагаемое $\Delta nec/H = (n - p)ec/H$ и полагая $\Delta n/n \sim 10^{-4}$ [10], придем к изменению знака ΔU в магнитном поле $\simeq 10^3$ Э для $T = 4,2$ К и $H \simeq 19$ кЭ для $T = 20,4$ К. Данные оценки удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами.

3. Коэффициент зеркальности при отражении электронов от плоскости (111) исследуемого образца висмута составляет $\simeq 0,3$ (вставка на рис.3). Это означает, что в магнитном поле $H \simeq 20$ кЭ отношение $L/Nr \simeq 0,6 \times 10^3$. Иначе говоря, инжектируемый электрон, прежде чем достигнуть коллектора, может испытать около тысячи актов диффузного рассеяния на поверхности. Для реализации этой возможности необходимо выполнение трех условий:

- 1) $l \geq L$; 2) $\bar{l}_{\text{эф}} \sim l$; 3) $\bar{d} \leq r/L \sim 10^{-3}$.

Согласно данным, представленным на рис. 4, а (см. также с. 1267), объемная длина пробега электронов соизмерима с расстоянием между эмиттером

*Для $T = 300$ К различия эксперимента и расчета скорее всего обусловлены температурной зависимостью анизотропии подвижностей (последняя задана согласно [7] при 4,2 К) и концентрации носителей тока в висмуте. Соответствующие литературные данные противоречивы [9], и поэтому пользоваться ими не имеет смысла. С другой стороны, дополнительную подгонку расчетной кривой к экспериментальной авторы сочли нецелесообразной. Следует также отметить, что при построении теоретических кривых $U_c(H)$ температурное изменение объемного тока не учитывалось.

и коллектором уже при $T \leq 20$ К; значение вероятности междолинного электрон-дырочного рассеяния на поверхности висмута в работах различных авторов [11-14] колеблется в пределах 10^{-1} — 10^{-4} . Что касается второго условия, то проверка его выполнения с помощью регистрации асимметрии коллекторного напряжения при инверсии магнитного поля весьма проблематична, поскольку, во-первых, для $H \sim 10^4$ Э вклад в U_c^H траекторных эффектов (в наших условиях он не превышает 10^2 мкВ) на несколько порядков меньше сигнала, формируемого объемным током (см. рис. 4, б), и, во-вторых, весьма существенную роль играет электронно-дырочная раскомпенсация. Поэтому поступим следующим образом. Считая выполненными условия 1)–3), вновь выделим группу квазибаллистических электронов, вклад которых в формирование напряжения на коллекторе пренебрежимо мал, и по аналогии с (4) запишем выражение для потенциала коллектора в виде

$$U_c^H(T) \sim \rho_H(T)(1 - e^{-L/l}). \quad (5)$$

Полагая $\rho_H \sim \rho_H^0 \sim H^2 l$, получаем $U_c^H(4,2 \text{ К})/U_c^H(20,4 \text{ К}) \simeq 2$ для любых значений магнитного поля. Полученный результат не только качественно, но и количественно соответствует экспериментальным данным (рис. 4, б), согласно которым отношение $\Delta \lg U_c^H / \Delta T$ для $\Delta T = 20,4 - 4,2$ остается практически постоянным в диапазоне 0,34—19 кЭ.

При обсуждении температурной зависимости U_c^H следовало бы, вообще говоря, воспользоваться формулой (3), определяющей потенциал периферийной точки без учета траекторных эффектов. Ее анализ показывает, однако, что при $r/l \ll 1$ коллекторное напряжение не зависит от длины свободного пробега и линейно по магнитному полю. Данное обстоятельство связано с анизотропией магнитопроводимости висмута; в результате при инжекции электронов ток протекает преимущественно в направлении сильного магнитного поля $H \gg pc/et$. Формула (3) описывает распределение потенциала в плоскости $C_1 C_2$ и не учитывает ограниченность образца вдоль вектора \mathbf{H} . Между тем последнее весьма существенно, поскольку боковые грани искривляют линии тока, навязывая в эксперименте геометрию $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$, что, по-видимому, и приводит к пропорциональности коллекторного напряжения магнитосопротивлению. Пусть теперь $\bar{l}_{\text{эф}} \sim Nr \ll l$. Очевидно, что в такой ситуации известная формула магнитосопротивления полуметаллов [15]

$$\rho_H \sim \sigma_H^{-1} \simeq (\sigma_H^0 + \sigma_s)^{-1}$$

пригодна и для линейных масштабов $r \ll x \leq l$, причем в висмуте поверхностная магнитопроводимость σ_s падает с повышением температуры [13].

Следовательно, когда $l \geq L$, $\bar{l}_{\text{эф}} \ll l$ и $\sigma_H^0 \sim \sigma_s$ (в изучаемом образце данное соотношение выполняется при толщинах $d \sim 1$ мм и описанной обработке поверхности), температурный ход коллекторного напряжения $U_c^H \sim \rho_H$ должен был бы зависеть от магнитного поля подобно величинам U_{16}^{45} на рис. 4, б, в действительности же это не так. На основании изложенного мы считаем, что характер движения электронов в скин-слое соответствует теории, развитой Конелиовичем [4].

Дискуссионными моментами в аргументации данного заключения являются: а) отсутствие строгого доказательства справедливости формулы (5), в частности, соотношения $\rho_H \sim H^2 l$ при $\bar{l}_{\text{эф}} \sim l \geq L$; б) отсутствие конкретной информации о численном значении вероятности междолинного (электрон-дырочного) рассеяния на поверхности.

Представляется целесообразной постановка экспериментов в металлах с одним типом носителей заряда и малой величиной объемного магнитосопротивления. Можно надеяться, что в таких объектах вклад в коллектор-

ное напряжение траекторных эффектов при $L/Nr \gg 1$ сыграть определяющую роль. Это обстоятельство позволит изучить динамику электронов в скин-слое, используя идею об асимметрии коллекторного напряжения относительно инверсии магнитного поля, сформулированную во введении. Соответствующий микроскопический расчет авторы надеются представить в отдельной статье.

Yu. A. BOGOD, Vit. B. KRASOVITSKY, E. T. LEMESHEVSKAYA,
A. A. SLUTSKIN, and A. Ya. SHARSHANOV

VOLUME CONDUCTIVITY AND TRAJECTORY EFFECTS DURING CHARGE CARRIER INJECTION INTO BISMUTH

An attempt is made to separate the volume and trajectory effects during the charge carrier injection to bismuth and the measurement of the potential at the peripheral point. It is shown that at $T \approx 4\text{ K}$, $H \lesssim 10^2$ Oe the contribution to the collector voltage U_c of the volume current amounts to 10–20 %, while at $H \sim 10^4$ Oe the volume effects are predominating. It is found that in one of the directions $\mathbf{H} \perp L$ (L is the distance between the emitter and the collector) the dependence $U_c(H)$ has a minimum related to the presence of magnetic-field odd components in the magnetic conductivity tensor of bismuth. As a result, the collector voltage asymmetry with respect to the vector \mathbf{H} inversion persists up to room temperature, i. e. under the condition $l \ll L$ (l is the bulk mean free path of the electrons). All other things being equal, the minimum position is dependent on the mean free path and also on the relation between the sample thickness and the emitter-collector distance. The above results give support to the phenomenological calculation in the local approximation with respect to the electric field. The effect of the surface scattering diffusivity on the electron dynamics in the skin-layer is examined. The total of experimental results bear evidence in favour of the concept [4], according to which under diffusive scattering the mean free path of the electrons in the skin-layer in the magnetic field \mathbf{H} parallel to the plate surface is about the bulk mean free path. The idea of the experiment on the electron dynamics in the skin-layer in normal metals containing one type of charge carriers is formulated.

LIST OF SYMBOLS. r , mean radius of electron orbit; l , bulk mean free path; L , emitter-collector distance; U_c^0 , collector voltage in zero magnetic field; ρ_{ik}^H , magnetic resistance vector; $\sigma_{ik}(\mathbf{H})$, magnetic conductivity tensor.

FIGURE CAPTIONS. Fig. 1. Dependence on magnetic field value and direction of a) collector voltage: 1, 2 — U_{23}^{45} ($T = 4.2$ and 20.4 K, experiment); 3 — U_{23}^{45} , $T = 4.2$ K (calculation by Eq. (3)); 4 — U_{45}^{23} , $T = 4.2$ K (experiment); б) signal U_{16}^{45} proportional to electric resistance: 1 — $T = 4.2$ K, 2 — $T = 20.4$ K, 3 — $T = 77$ K.

Fig. 2. Collector voltage at $T = 300$ K: 1, 2 — U_{23}^{45} , 3 — U_{23}^{56} , 4 — U_{45}^{23} . (Curves 1, 3, 4 — experiment, 2 — calculation by Eq. (3)).

Fig. 3. Dependence of $\Delta U = U(-\mathbf{H}) - U(+\mathbf{H})$ on magnetic field at $T = 4.2$ (1), 20.4 (2), 77 K (3). Inset: records of transverse electron focusing lines under reflection from a trigonal plane of the sample under consideration ($T = 4.2$ K); at $-\mathbf{H}$ (upper curve), at $+\mathbf{H}$ (lower curve).

Fig. 4. Temperature dependence of signals U_{16}^{45} (+) and U_{23}^{45} (●): a — $H = 0$; — — — calculation of temperature dependence of collector voltage by Eq. (4); — — — contribution to collector voltage from the signal generated by bulk current (Eq. (4)); б — $H \neq 0$. Magnetic field (from bottom upwards): 0.35, 0.7, 1.05, 7, 14, 18.9 kOe.

Fig. 5. Concerning the calculation of potential distribution on charge carrier injection to semi-infinite plate.

1. Цой В. С. Исследование взаимодействия электронов с границей при помощи электронной фокусировки // ЖЭТФ.— 1975.— 68, вып. 5.— С. 1849—1858.
2. Азбель М. Я. «Статический скин-эффект» для токов металлов // ЖЭТФ.— 1963.— 44, вып. 3.— С. 983—998.
3. Пещанский В. Г., Азбель М. Я. Магнитосопротивление полуметаллов // ЖЭТФ.— 1968.— 55, вып. 5.— С. 1980—1996.
4. Копелиович А. И. К теории электропроводности тонкой металлической пластины в сильном магнитном поле // ЖЭТФ.— 1980.— 78, вып. 3.— С. 987—1007.
5. Косевич А. М. О возможности прямого изучения ФП с помощью баллистических электронов // ФНТ.— 1985.— 11, № 10.— С. 1106—1109.
6. Андриевский В. В., Асс Е. И. Экспериментальное наблюдение усиленных потоков электронов в окрестности микроконтакта // ФНТ.— 1986.— 12, № 5.— С. 543—545.

7. Hartman R. Temperature dependence of the low-field galvanomagnetic coefficient of bismuth // Phys. Rev.— 1969.— 181, N 3.— P. 1070—1086.
8. Aubrey J. E. Magnetoconductivity tensor for semimetals // J. Phys. F.— 1971.— 1, N 4.— P. 493—497.
9. Явления переноса в висмуте и его сплавах / Д. В. Гицу, И. М. Голбан, В. Г. Канцер, Ф. М. Мунтяну.— Кишинев : Штиинца, 1983.— 266 с.
10. Bogod Yu. A., Krasovitskii V. B. Experimental studies of magnetoresistance tensor components in bismuth at low temperatures // Phys. status solidi (b).— 1974.— 65, N 4.— P. 847—856.
11. Богод Ю. А., Красовицкий Вит. Б. Влияние размеров, формы и состояния граничной поверхности на электрические и гальваномагнитные свойства висмута при низких температурах // Физика конденс. состояния.— Харьков, 1974.— С. 11—26.
12. Мурзин С. С. О влиянии поверхности на поперечное магнитосопротивление висмута // ЖЭТФ.— 1982.— 82, вып. 2.— С. 515—527.
13. Богод Ю. А., Гицу Д. В., Грозав А. Д. Статический скин-эффект и акустоэлектрическая неустойчивость в нитевидных монокристаллах висмута // ЖЭТФ.— 1986.— 90, вып. 3.— С. 1010—1021.
14. Свекло И. Ф., Цой В. С. Переходы электрон — дырка при рассеянии носителей тока на поверхности образца висмута // Письма в ЖЭТФ.— 1989.— 49, вып. 5.— С. 290—292.
15. Бабкин Г. И., Кравченко В. Я. Влияние поверхностного рассеяния на магнитосопротивление и эффект Холла в пластинах // ЖЭТФ.— 1971.— 60, вып. 2.— С. 695—712.

Физико-технический ин-т
низких температур АН УССР,
г. Харьков

Получено 13.07.89

УДК 539.292

В. Г. ПЕСЧАНСКИЙ, Д. И. СТЕПАНЕНКО

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ ТОКА

Теоретически исследованы механизмы, приводящие при низких температурах к отклонению от закона Ома в проводниках, помещенных в постоянное однородное внешнее магнитное поле H_0 , параллельное направлению распространения тока j . Проведен расчет классической и квантовой поправок к продольной проводимости металлов типа висмута. Получено распределение электрического тока по сечению металлической пластины толщиной d , превышающей длину свободного пробега носителей заряда, в условиях динамического нелинейного эффекта, который вызван влиянием магнитного поля тока на баллистику электронов проводимости. Показана возможность, варьируя величину H_0 , исследовать в отдельности динамический нелинейный эффект и отклонение от закона Ома, вызванное разогревом носителей заряда.

Введение

Нелинейные эффекты в электропроводности проводников связаны с воздействием собственного магнитного поля тока H_1 на баллистику электронов проводимости и с их разогревом током. В массивных проводниках, толщина которых d больше длины свободного пробега носителей заряда l , разогрев током электронов проводимости удалось наблюдать в работе [1] в висмуте при плотностях тока $j \sim 10^5$ А/см². Разогрев носителей заряда наступает тогда, когда они не успевают передать фононам энергию, приобретенную в электрическом поле E . Электроны при столкновении с колеблющимися ионами решетки могут терять максимальную энергию фонона $\hbar\omega_{\max} \simeq T_D$, значительно меньшую энергии Ферми ϵ_F , вследствие чего вольт-амперная характеристика (ВАХ) существенно отклоняется от линейной, когда дрейфовая скорость носителей заряда $u = eE\tau/m$ сравнима со скоростью распространения упругих волн в кристалле s . В достаточно сильном постоянном внешнем магнитном поле H_0 , когда радиус кривизны траектории электрона r_H много меньше l , в скомпенсированных проводни-