Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 11, стр. 661 – 665 *5 декабря 1973 г.*

РАЗРЫВЫ ТОКА В ОБРАЗЦАХ С МНОГОЗНАЧНЫМИ ВОЛЬТАМПЕРНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

В. С. Бочков, А. И. Ваксер, Ю. Г. Гуревич

В работе предсказываются разрывы тока на перегревной ветви S-образной вольт-амперной характеристики (ВАХ) полупроводников, помещенных в поперечное (к пропускаемому току) магнитное поле.

В полупроводниках с S-образной ВАХ, если поперечные размеры образца больше $\ell_\text{к}$ ($\ell_\text{к}$ – характерный параметр задачи размерности длины [1]), распределение температуры носителей становится неоднородным. Если задача одномерна[1], т. е. все величины зависят, например, от z, то в отсутствие поверхностных механизмов релаксации энергии [3, 4] уравнение для электронной температуры $\Theta\,(z)$ имеет два решения $\Theta^{(\pm 1)}(z)$, средние по сечению, значения которых совпадают (см. рис. 1, кривые -1) [1].

При учете поверхностных механизмов рассеяние энергии, в том случае когда мощность этих механизмов на границах образца различна, из двух распределений остается одно, вид которого зависит от соотношения между величинами η_o и η_a (η_o и η_a соответственно – характеристики мощности поверхностных механизмов на границах $z = 0$ и $z = a$). В частности, если $\eta_o \ll \eta_a$ распределение $\Theta\,(z)$ имеет вид кривой 2, а при $\eta_o \gg \eta_a$ – кривой 3, изображенных на рис. 1 [4]. В том случае, когда $\eta_o = \eta_a$ и при этом $\eta_o = \eta_a < \eta_\text{кр}$ ($\eta_\text{кр}$ – некоторое критическое значение величины η [5]), как и при отсутствии поверхностных механизмов, имеются два решения для температуры $\Theta = \Theta^{(\pm 1)}(z)$ [5]; они изображены на рис. 2 (кривые 1). Если же $\eta_o = \eta_a > \eta_\text{кр}$, то температурное распределение единственное и имеет вид кривой 2, показанной на рис. 2.

---

[1] Ограничения на размеры образца для одномерности задачи приведены в [1, 2].

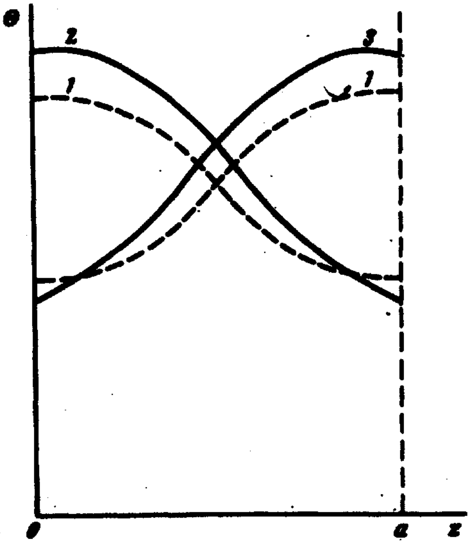

Рис. 1. Температурные распределения: кривая 1 – $\eta_o = \eta_a = 0$; кривая 2 – $\eta_o << \eta_a$; кривая 3 – $\eta_o >> \eta_a$

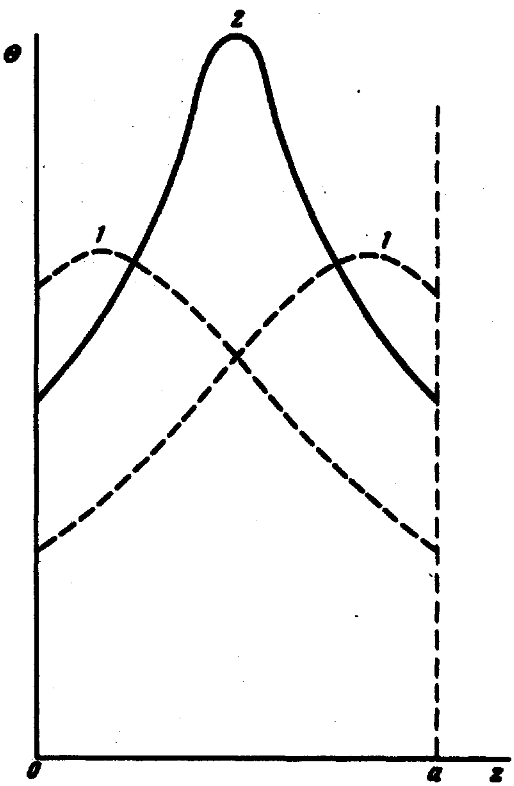

Рис. 2. Температурные распределения: кривая 1 – $\eta_o = \eta_a < \eta_{кр}$, кривая 2 – $\eta_o = \eta_a > \eta_{кр}$

Вышесказанное позволяет проследить за изменением температурных распределений в том случае, когда мощность поверхностных механизмов на одной из стенок (например, на стенке $z = a$) фиксирована ($\eta_a = \mathrm{const}$), а на другой стенке меняется от $\eta_o < \eta_a$ до $\eta_o > \eta_a$. До тех пор, пока $\eta_o < \eta_a$ температура на стенке $z = 0$ – $\Theta(0)$ больше $\Theta(a)$ – температуры на стенке $z = a$, – средний по сечению градиент электронной температуры $d\Theta/dz$ –

отрицателен. Когда η_o станет равным η_a, но при этом $\eta_a < \eta_{кр}$, у одного из существующих распределений $\Theta^{(+1)}(z)$ этот средний градиент отрицателен, а у второго $\Theta^{(-1)}(z)$ положителен [5]. Если же $\eta_a > \eta_{кр}$, то при $\eta_o = \eta_a$ он равен нулю [5]. Наконец, когда η_o станет больше η_a, средний по сечению градиент станет положительным [4, 5].

Таким образом, при $\eta_a < \eta_{кр}$ средний по сечению градиент электронной температуры, как функция η_o, изменяет знак, претерпевая разрыв при $\eta_o = \eta_a$. Если $\eta_a > \eta_{кр}$, то при $\eta_o = \eta_a$ средний градиент меняется непрерывно, проходя через нуль. Заметим при этом, что средняя по сечению температура электронов $\bar{\Theta}$ меняется при изменении η_o непрерывным образом, так как при $\eta_o = \eta_a$ $\bar{\Theta}^{(+1)} = \bar{\Theta}^{(-1)}$ (см. рис. 1 и 2) [5].

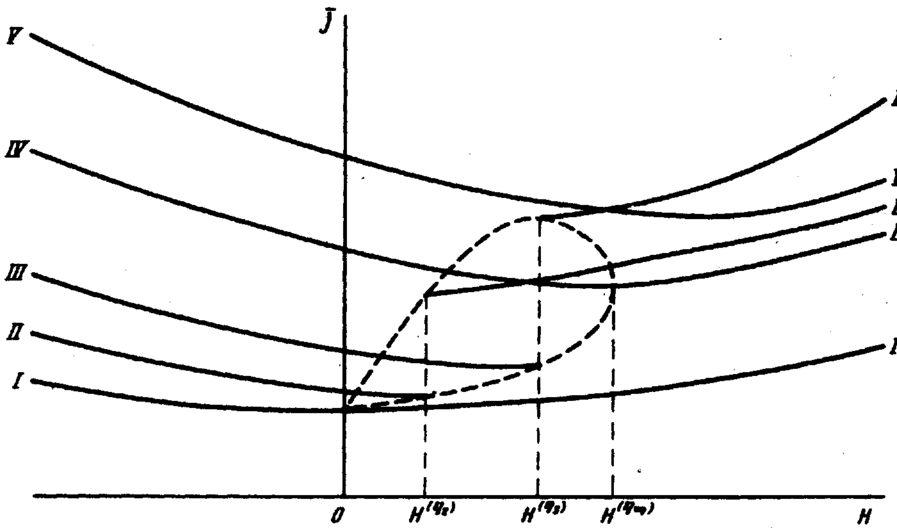

Рис. 3. Гаусс-амперные характеристики: кривая I соответствует $\eta_1 = 0$, кривая II $- \eta_{кр} > \eta_2 > 0$, кривая III $- \eta_{кр} > \eta_3 > \eta_2$, кривая IV $- \eta_4 = \eta_{кр}$ и кривая V $- \eta_5 > \eta_{кр}$

Вполне очевидно, что непрерывное изменение мощности поверхностных механизмов является искусственным. Однако, как было показано в [6], включение магнитного поля вдоль оси y, т. е. вдоль направления, ортогонального плоскости электрического тока и градиента электронной температуры, приводит к эффективному "изменению" величины поверхностных механизмов. Считая для простоты, что поверхностные механизмы присутствуют только на одной из стенок образца (допустим, на границе $z = a$) и предполагая, что магнитное поле H слабое $((\omega_H \tau)^2 << 1$, где ω_H – циклотронная частота, τ – время релаксации), граничные условия для электронной температуры принимают вид [6]

$$\left.\frac{d\Theta}{dz}\right|_{z=0} = H\Phi(\Theta)E\Big|_{z=0}, \quad \left.\frac{d\Theta}{dz}\right|_{z=a} = (H\Phi(\Theta)E - \eta F(\Theta))\Big|_{z=a}, \qquad (1)$$

где $\Phi(\Theta)$ – коэффициент поперечного термомагнитного эффекта Нернста – Эттингсгаузена [6], E – величина приложенного электрического поля, $F(\Theta)$ – функция, учитывающая температурную зависимость поверхностных механизмов.

Из выражения (1) видно, что в том случае, когда H параллельно оси $y(H > 0)$, увеличение магнитного поля от $H = 0$ до $H = H^{(\eta)}$ $(H^{(\eta)} = \eta F(\Theta) / 2\Phi(\Theta) E)$ эквивалентно изменению η_0 от $\eta_0 = 0$ до $\eta_0 = \eta_\sigma$. При дальнейшем возрастании $H(H > H^{(\eta)})$ η_0 становится эффективно больше η_σ.

Следовательно, при изменении поля H от $H = 0$ до $H > H^{(\eta)}$ температурное распределение деформируется так же, как это было описано при изменении η_0 (см. рис. 1 и 2).

Отсюда, в частности, следует, что при $H = H^{(\eta)}$, если $H^{(\eta)} < H^{(\eta_{кр})}$ $(H^{(\eta_{кр})} = \eta_{кр} F(\Theta)/2\Phi(\Theta) E)$, средний по сечению градиент электронной температуры изменяет знак и претерпевает разрыв.

Так как в поперечном магнитном поле в выражении для среднего по сечению тока $\bar{j}$ имеется слагаемое, пропорциональное произведению величины магнитного поля H на средний по сечению градиент электронной температуры [6], то скачок градиентов в поле $H = H^{(\eta)} < H^{(\eta_{кр})}$ приведет к разрыву тока в том же магнитном поле. Заметим, что возрастание η приводит к увеличению $H^{(\eta)}$, и, следовательно, скачок тока с ростом η происходит в больших магнитных полях. Очевидно, что при $H = H^{(\eta)} > H^{(\eta_{кр})}$ разрыв тока отсутствует, так как среднее значение градиента, как указывалось выше, равно нулю. Точный расчет, аналогичный проведенному в [4, 6], дает выражение для зависимости величины разрыва ("скачка") среднего тока $\overline{\Delta j}$ в поле $H = H^{(\eta)}$, когда $H^{(\eta)} < H^{(\eta_{кр})}$ от мощности поверхностных механизмов

$$\overline{\Delta j}\,\Big|_{H = H^{(\eta)}} \sim \eta \sqrt{1 - (\eta/\eta_{кр})^2} \quad .$$

Такая зависимость $\overline{\Delta j}\Big|_{H^{(\eta)}}(\eta)$ понятна. При $\eta \to \eta_{кр}$ $\overline{\Delta j}\Big|_{H^{(\eta)}}$ стремится к нулю, так как средний по сечению градиент электронной температуры, монотонно уменьшаясь, стремится к нулю. При $\eta \to 0$ соответствующее значение $H^{(\eta)}$ также стремится к нулю. Поэтому, хотя средний градиент при $\eta \to 0$ отличен от нуля, в выражение для тока он вклад не дает из-за того, что $H^{(\eta)} \to 0$. Можно показать, что при увеличении H скачок тока в поле $H = H^{(\eta)} < H^{(\eta_{кр})}$ происходит в сторону больших значений последнего. Если же $H^{(\eta)} > H^{(\eta_{кр})}$, в поле $H = H^{(\eta)}$ разрыв отсутствует, а кривая $\bar{j}(H)$ имеет минимум.

Изменение направления магнитного поля на обратное (антипараллельное оси y, т. е. $H < 0$) приводит (см. (1)) к "появлению отрицательных" поверхностных механизмов (т. е. $\eta_0 < 0$). Соответствующие средние значения электронной температуры и ее градиента будут, как легко увидеть, монотонными функциями магнитного поля. Следовательно, при $H < 0$ ток – монотонная функция поля H.

На рис. 3 приведены гаусс-амперные характеристики для разных значений параметра η.

Естественно ожидать, что разрывы тока на зависимости $\bar{j}(H)$ неизбежно приведут к скачкам тока на ВАХ.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
24 августа 1973 г.

Литература

[1] Ф.Г.Басс, В.С.Бочков, Ю.Г.Гуревич. ЖЭТФ, 58, 1814, 1970.

[2] А.К.Звездин, В.В.Осипов. ЖЭТФ, 58, 160, 1970.

[3] П.П.Вильмс, В.С.Сардарьян, П.П.Добровольский, С.В.Копылова. Письма в ЖЭТФ, 10, 377, 1969; А.И.Климовская, О.В.Снитко, В.И.Мельников. Доклады IX Междунар. конф. по физике полупроводников, М., 1968.

[4] В.С.Бочков, Ю.Г.Гуревич. ЖЭТФ, 62, 1079, 1972.

[5] В.С.Бочков. Автореферат кандидатской диссертации ИПАН УССР. Киев, 1972.

[6] В.С.Бочков, Ю.Г.Гуревич. ФТТ, 11, 714, 1969.