

УДК 621.315.592

© 1992

ИНВЕРТИРОВАННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ПО ЭНЕРГИЯМ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ТОКА ВДОЛЬ СУБМИКРОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СЛОЯ

Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов, В. Б. Юрченко

Показано, что в полупроводниковых субмикронных пленках с обедненными приповерхностными слоями может реализоваться инвертированное распределение электронов по энергиям при протекании тока вдоль проводящего слоя и в условиях квазиупругого рассеяния носителей. Сформулированы общие критерии нарушения максвелловского вида симметричной части функции распределения электронов в тонких образцах.

В массивном полупроводнике, находящемся в постоянном электрическом поле E_0 , функция распределения (ФР) электронов существенно зависит от механизмов рассеяния носителей и интенсивности межэлектронного взаимодействия. Эта зависимость определяется главным образом соотношениями между частотами рассеяния импульса и энергии $\nu(e)$, $\bar{\nu}(e)$ и частотой электрон-электронных столкновений $\nu_{ee}(e)$, где e — энергия электронов. Если, как это имеет место в большинстве случаев, $\nu \gg \bar{\nu}$, то рассеяние носит квазиупругий характер и анизотропия ФР мала [1].

Если $\nu_{ee} \ll \nu$, $\bar{\nu}$, то межэлектронное взаимодействие не играет никакой роли. Если же $\nu_{ee} \gg \nu \bar{\nu}$, электронная подсистема, получив от поля энергию и импульс, прежде всего распределит их внутри себя. В этом случае электронный газ можно считать термодинамически квазиравновесным, описываемым смещенной ФР Максвелла с температурой T_e [1].

В монополярных полупроводниках последние неравенства не выполняются. Вместо них зачастую реализуется условие $\nu \gg \nu_{ee} \gg \bar{\nu}$ (частичный контроль) [1]. При этом бытует мнение, что при квазиупругом рассеянии ($\nu \gg \bar{\nu}$) роль межэлектронных столкновений невелика: кинетические коэффициенты, вычисленные усреднением с максвелловской ФР ($\nu_{ee} \gg \bar{\nu}$) либо с ФР, полученной из кинетического уравнения без электрон-электронных столкновений ($\nu_{ee} \ll \bar{\nu}$), отличаются друг от друга численным множителем порядка единицы [1, 2].

Насколько нам известно, существуют три примера, не укладывающихся в сформулированную выше концепцию. Два из них относятся к массивным образцам. В первом межэлектронное взаимодействие может играть роль удерживающих механизмов и определять, реализуется ли убегание электронов или же многозначная вольт-амперная характеристика S-типа [2]. Во втором при выполнении условия $\nu_{ee} \gg \bar{\nu}$ в монополярных средах фотоэдс не возникает [3], тогда как при $\nu_{ee} \ll \bar{\nu}$ фотоэдс может возникнуть и в этом случае [4]. Примером иного рода является задача о размерном магнетосопротивлении в тонких проводящих слоях: даже если $\nu_{ee} \gg \bar{\nu}$, компенсация магнетосопротивления наступает только при $l_{ee} \gg d$ (l_{ee} — длина межэлектронных столкновений, d — толщина проводящего слоя), т. е. когда межэлектронные столкновения становятся несущественными [5].

В настоящей работе мы покажем, что в достаточно тонких проводящих слоях симметричная часть ФР носителей при протекании тока вдоль слоя не является максвелловской и при сильном межэлектронном взаимодействии ($\nu_{ee} \gg \bar{\nu}$); сформулируем критерии нарушения максвелловости в тонких пленках и укажем на возможность инвертированной ФР даже при квазиупругом рассеянии ($\nu \gg \bar{\nu}$).

Рассмотрим проводящий слой толщиной d , такой, что $l \ll \tau$, где l и τ — соответственно объемные импульсная и энергетическая длины свободного пробега электронов. Поскольку в полупроводниках l порядка нескольких микрон [6], речь идет о субмикронных слоях.

Из приведенных неравенств видно, что в рассматриваемом полупроводниковом слое импульс носителей релаксирует, как и в массивном образце, в объеме; для энергии же может стать существенным новый канал релаксации — поверхностный. Частота потерь энергии при этом определяется величиной $\bar{\nu}_s = s/d$ [7], где s — поверхностная скорость релаксации энергии. Этой частоте можно сопоставить поверхностную длину остывания $l_s = v/\sqrt{\nu}\bar{\nu}_s$ [7], где v — тепловая скорость носителей. Очевидно, что если $l_s \ll l$, то основным каналом релаксации энергии будет именно релаксация на поверхности.

Ясно, что в субмикронных слоях максвеллизация электронного газа будет иметь место, если $\nu_{ee} \gg \bar{\nu}$, $\bar{\nu}_s$ ($l_{ee} \ll l, l_s$) даже при $l_{ee}, l \gg d$. Если же $\bar{\nu}_s \gg \nu_{ee}$, $\bar{\nu}$ ($l_s \ll l_{ee}, l$ (или $\bar{\nu} \gg \nu_{ee}$, $\bar{\nu}_s/l \ll l_{ee}, l_s$), то симметричная часть ФР отлична от максвелловской.

Рассмотрим два предельных случая: $\bar{\nu} \gg \bar{\nu}_s$ и $\bar{\nu} \ll \bar{\nu}_s$. В первом из них субмикронный слой эквивалентен массивному образцу [7]. В связи с этим заметим, что при малых $\bar{\nu}_s$, даже если $l_{ee} > d$, ФР может оставаться максвелловской (ср. с третьим из примеров, упомянутых выше). Во втором случае энергия носителей, полученная от поля, выводится через поверхности в окружающие термостаты (для простоты их температуры T мы считаем одинаковыми, совпадающими с температурой фононного газа). В этой ситуации процессами релаксации энергии в объеме можно пренебречь (энергетическая баллистика). Формально это обстоятельство позволяет в кинетическом уравнении для изотропной части ФР отбросить столкновительные члены, описывающие рассеяние энергии на фононах и примесях. Роль последних берут на себя граничные условия на ФР. Ясно, что для максвеллизации электронов необходимо выполнение неравенства $\nu_{ee} \gg \bar{\nu}_s$ ($l_{ee} \ll l_s$). Реализации этого условия способствуют большие концентрации электронов, малые поверхностные скорости релаксации энергии и большие толщины пленок. Все эти три фактора (в условиях невырожденности газа) не позволяют рассматривать максвеллизацию в субмикронном слое как реальность. Более вероятно обратное соотношение $l_{ee} \gg l_s$. Последнее означает, что для субмикронных пленок естественно формирование немаксвелловской симметричной части ФР.

В случае изотропного параболического спектра носителей, рассеивающихся в объеме на акустических фононах, симметричная часть ФР $f_0(\epsilon, x)$ может быть найдена из кинетического уравнения Больцмана, записанного в диффузионном приближении [1], в котором опущены все объемные интегралы столкновений

$$u \frac{\partial^2 f_0}{\partial \xi^2} + 2u \frac{\partial^2 f_0}{\partial u \partial \xi} \gamma_1 + \frac{\partial f_0}{\partial \xi} \gamma_1 + u \frac{\partial f_0}{\partial u} \frac{\partial \gamma_1}{\partial \xi} + u \frac{\partial^2 f_0}{\partial u^2} \gamma^2 + \frac{\partial f_0}{\partial u} \gamma^2 = 0, \quad (1)$$

где $\gamma^2 = \gamma_0^2 + \gamma_1^2$; $\gamma_0 = eE_0 d/T$; $\gamma_1 = eE_1 d/T$; E_1 — электрическое поле, возникающее в поперечном к току направлении и определяющееся из равенства нулю поперечного тока; $u = \epsilon/T$; $\xi = x/d$.

Граничные условия имеют вид [7]

$$u \left(\frac{\partial f_0}{\partial \xi} + \gamma_1 \frac{\partial f_0}{\partial u} \right) \Big|_{\xi = \pm \frac{1}{2}} = \pm s_1 \frac{\partial}{\partial u} \left[u^2 \left(f_0 + \frac{\partial f_0}{\partial u} \right) \right]_{\xi = \pm \frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$s_1 = 9\nu_0 \bar{I} s / 2\nu, \quad \nu = \nu_0 u^{1/2}.$$

При записи равенства (2) мы предположили, что рассеяние энергии на поверхности происходит с частотой $\bar{\nu}_s = \bar{\nu}_{so} u^{1/2}$ (аналог рассеяния на акустических фононах).

Получение общего аналитического решения уравнения (1) с ГУ (2) не представляется возможным. Поэтому мы ограничиваемся вначале случаем слабых электрических полей, таких, что $\gamma_0^2 \ll 1$. Это позволяет разложить функцию f_0 в ряд по параметру γ_0^2

$$f_0(u, \xi) = N e^{-u} [1 + \varphi(u, \xi) \gamma_0^2], \quad (3)$$

где $\varphi(u, \xi)$ — неизвестная функция, N — нормировочная постоянная.

Опуская детали, приведем окончательное выражение для функции $f_0(u, \xi)$ в предположении, что $s \rightarrow \infty$

$$f_0(u, \xi) = N e^{-u} \left[1 + (4\xi^2 - 1) \frac{1 - 2u}{u} \gamma_0^2 \right]. \quad (4)$$

Из полученного выражения видно, что ФР в окрестности точки $u = 0$ стремится к $-\infty$, т. е. нарушаются исходные предположения о малости второго слагаемого в выражении (3). Этому факту имеется простое объяснение. Так как $\bar{\nu}_s \sim u^{1/2}$, $\bar{\nu} \sim u^{1/2}$, $\nu_{ee} \sim u^{-3/2}$ [1], неравенство $\bar{\nu}_s \gg \nu_{ee}$ нарушается в окрестности $u = 0$. При этом парциальная теплопроводность $\kappa_e(u) \sim u^{1/2}$ и электропроводность $\sigma_e(u) \sim u^{-1/2}$. Поэтому при $u \rightarrow 0$ $\kappa_e \rightarrow 0$, а $\sigma_e \rightarrow \infty$, т. е. объемный и поверхностный каналы релаксации блокируются, а выделение джоулева тепла резко возрастает. Это и приводит к интенсивному «парциальному разогреву» малознергетических электронов и выносу их в область больших энергий. Заметим, что подобный процесс начинается со сколь угодно слабых электрических полей.

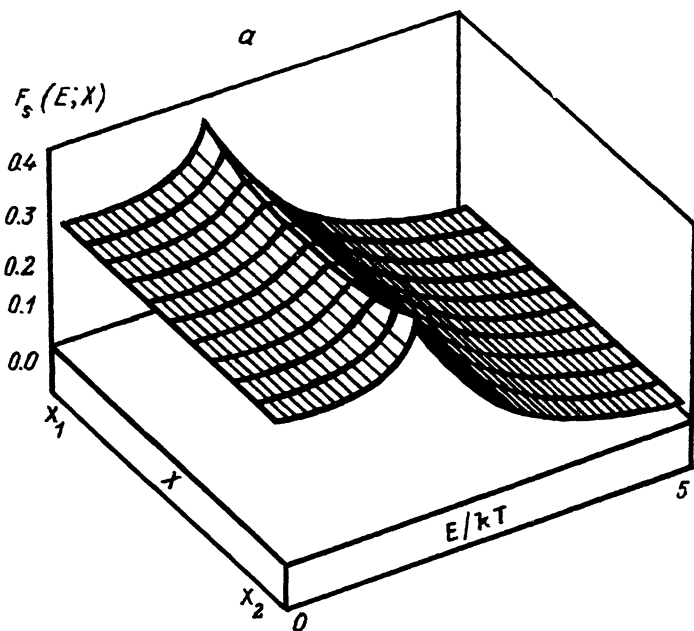
Очевидно, что эффект выноса носителей из области $u \rightarrow 0$ должен усилиться, если скорость поверхностной релаксации для электронов с малыми энергиями будет близка к нулю.¹ Подобная ситуация легко реализуется, если на боковых поверхностях создать слои обеднения, приводящие к появлению потенциальных барьеров высотой $e\varphi_s$ (подробнее см. [9]). Считая для простоты, что при $\varepsilon < e\varphi_s$, $s = 0$, а при $\varepsilon > e\varphi_s$, $s = \infty$, граничные условия к уравнению (1), описывающие указанную ситуацию, можно представить в виде

$$\begin{aligned} u \left(\frac{\partial f_0}{\partial \xi} + \gamma_1 \frac{\partial f_0}{\partial u} \right) \Big|_{\xi = \pm \frac{1}{2}} &= 0, \quad u < u_0 = \frac{e\varphi_s}{T}, \\ f_0(u, \xi) \Big|_{\xi = \pm \frac{1}{2}} &= A e^{-u}, \quad u > u_0, \end{aligned} \quad (5)$$

причем A должна находиться из условия сохранения полного числа электронов с энергиями от нуля до бесконечности у поверхности.

Так как из приведенного выше анализа вытекает, что даже в области слабых электрических полей деформация симметричной части ФР существенна, метод разложения ФР по малому электрическому полю не может привести к правильным аналитическим результатам. Поэтому в рамках выбранной модели уравнение (1) с

¹ В этом случае для электронов с малыми энергиями может оказаться существенным взаимодействие с электронами, обладающими большими энергиями (подробнее см. [6]).



Симметричная часть функции распределения $f_0(\epsilon, x)$ в субмикронном слое при $e\varphi_s/T = 1.5$. $E = 0.3$ (φ_s/d) (а), 1.3 (φ_s/d) (б).

граничными условиями (5) решалось на ЭВМ численными методами. При этом учитывалось, что эффект будет наиболее ярко выражен, если $e\varphi_s > T$. Последнее соображение накладывает ограничение на величину электрического поля. Действительно, в области слабых полей практически для всех электронов имеет место упругое рассеяние на стенках ($\bar{v}_s \rightarrow 0$) и образец ведет себя как массивный. При возрастании поля заметная доля электронов будет приобретать энергию $\varepsilon > e\varphi_s$, которая вблизи границ эффективно передается окружающим термостатам ($s \rightarrow \infty$). Поэтому вблизи границ подавляющее число электронов будет иметь энергию $\varepsilon = e\varphi_s$. Вид ФР во всем объеме субмикронного слоя будет определяться соотношением времен диффузии электронов в координатном и энергетическом пространствах (τ_x и τ_ε). Как следует из уравнения (1), $\tau_x/\tau_\varepsilon \sim E^2 d^2/\gamma_s^2$. Поэтому при $E < \varphi_s/d$ преобладает диффузия в пространстве координат, в результате чего ФР от координат зависит слабо и во всех точках субмикронного слоя электроны концентрируются вблизи энергии $\varepsilon = e\varphi_s$. При дальнейшем росте поля ($E > \varphi_s/d$) начинает преобладать диффузия в пространстве энергий, из-за чего ФР внутри слоя почти однородна по энергиям. Тем самым максимальная инверсия ФР должна реализовываться в полях $E \sim \varphi_s/d$.

Для численного решения диффузионного уравнения (1) рассматривалось соответствующее ему нестационарное уравнение, которое интегрировалось по времени до достижения стационарного режима. Для обеспечения устойчивости численного метода дискретизация пространственных производных выполнялась по схеме «классики» [10]. При этом на каждом шаге по времени проводились итерации, позволяющие корректно учитывать нелинейность уравнения (1), а также обеспечить выполнение нормировки в граничных условиях (5).

На рисунке приведены результаты, отвечающие полям $E < \varphi_s/d$ (а) и $E > \varphi_s/d$ (б). Из этих рисунков видно, что в рассмотренной модели при $E \sim \varphi_s/d$ действительно реализуется инвертированное распределение электронов в субмикронном полупроводниковом слое.

В заключение подчеркнем, что рассмотренное инвертированное распределение возникает в достаточно простых условиях и легко управляется толщиной субмикронного слоя d , высотой барьера $e\varphi_s$ и величиной протекающего тока.

Список литературы

- [1] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Физматгиз, 1975.
- [2] Левинсон И. Б. // Автореф. докт. дис. Л., ИПАН СССР, 1967.
- [3] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Физматгиз, 1977.
- [4] Gurevich Yu. G., Yurchenko V. B. // Sol. St. Comm. 1989. V. 72. N 10. P. 1057—1058.
- [5] Грибников З. С., Прима Н. А. // ФТП. 1971. Т. 5. С. 1274—1280; Климовская А. И., Снитко О. В. // Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 194—197.
- [6] Гуревич Ю. Г., Логвинов Г. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. № 10. С. 1715—1720.
- [7] Gurevich Yu. G., Logvinov G. N. // Phys. St. Solidi. 1991. V. 55. N 11.
- [8] Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. // УФН. 1976. Т. 119. С. 3—47.
- [9] Андерсен Д., Тоннехипп Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидродинамика и теплообмен. М.: Мир, 1990. Т. 1.

Харьковский политехнический институт
Тернопольский государственный
педагогический институт им. Я. О. Галана

Поступило в Редакцию
31 октября 1991 г.