УДК 621.315.592

В. Л. БОНЧ-БРУЕВИЧ

О НАГРЕВЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В сегнетоэлектрических полупроводниках носители заряда подвергаются действию не только извне приложенного, но и внутреннего электрического поля. Последнее локализовано в приповерхностных слоях, толщина которых — порядка радиуса экранирования r_0. По порядку величины напряженность этого поля составляет $\frac{4\pi}{a}\mathcal{P}$, где $\mathcal{P}$ — абсолютная величина вектора поляризации, a — константа, зависящая от геометрии образца (она может содержать и множитель ε — диэлектрическую проницаемость сегнетоэлектрика в направлении, перпендикулярном поверхности).

Само по себе внутреннее поле неравновесных процессов, разумеется, не вызывает, ибо в отсутствие внешнего поля дрейфовый ток полностью компенсируется диффузионным. Однако при наложении хотя бы слабого внешнего поля, $\mathbf{E}''$, происходит «разбалансировка» указанных токов, и внутреннее поле дает вклад в нагрев. В этом отношении дело обстоит здесь так же, как и в любой другой пространственно неоднородной системе [1]. Решая итерациями систему кинетических уравнений для симметричной антисимметричной частей функции распределения, f_s и f_a, легко убедиться, что

$$f_s = f_0 + \hat{L}_1 [E''_\alpha E''_\beta f_0] + \hat{L}_2 [E'_\alpha E''_\beta f_0] + \hat{L}_3 \left[\frac{\partial E''_\beta}{\partial x_\alpha} f_0 \right] + \ldots . \tag{1}$$

$$f_a = \hat{K}_1 [E''_\alpha v_\alpha f_0] + \hat{K}_2 [E'_\alpha E''_\beta E''_\gamma v_\gamma f_0] + \\ + \hat{K}_3 \left[\frac{\partial}{\partial x_\gamma} (E'_\alpha E''_\beta) v_\gamma f_0 \right] + \hat{K}_4 [E'_\alpha E''_\beta E'_\gamma v_\gamma f_0] + \\ + \hat{K}_5 \left[v_\gamma (E'_\gamma + E''_\gamma) \frac{\partial E''_\beta}{\partial x_\alpha} \right] + \ldots . \tag{2}$$

Здесь $\hat{L}_i$ $(i=1, 2, 3)$ и $\hat{K}_i$ $(i=1, \ldots, 5)$ — интегральные операторы, α, β, γ — векторные индексы, $f_0 = \exp\left(\frac{F - W - e\varphi}{kT}\right)$ — равновесная функция распределения, $\mathbf{E}' = -\nabla\varphi$ и $\mathbf{E}''$ — напряженности соответственно внутреннего и внешнего электрических полей, W — энергия электрона при $\varphi=0$, F — уровень Ферми, $\mathbf{v}$ — скорость электрона, точками обозначены слагаемые высшего порядка по $\mathbf{E}''$. Заметим, что под f_0 можно понимать и функцию Ферми.

Окончательные выражения для плотности тока и других физических величин, полученные с помощью формул (1), (2), будут содержать, естественно, не само поле $\mathbf{E}'$, а единственный (кроме $\mathbf{E}''$) независимый вектор, имеющийся в задаче — вектор поляризации $\mathcal{P}$. При этом следует иметь в виду, что вклад от слагаемых в (1), (2), содержащих $\mathbf{E}'$, происходит только от приповерхностных слоев образца.

Таким образом, выражение для плотности тока в слабом внешнем поле должно иметь вид

$$j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta} E''_\beta + \sigma_{\alpha\beta\gamma\delta} E''_\beta E''_\gamma E''_\delta + \sigma'_{\alpha\beta\gamma\delta} E''_\beta \mathcal{P}_\gamma \mathcal{P}_\delta + \\ + \sigma''_{\alpha\beta\gamma\delta} E''_\beta E''_\gamma \mathcal{P}_\delta + \ldots . \tag{3}$$

Здесь $\sigma_{\alpha\beta}$ и т. д. — материальные тензоры с очевидными свойствами симметрии. Строго говоря, их надо рассматривать как интегральные операторы; для дальнейшего, однако, эффекты нелокальности не играют принципиальной роли.

Согласно сказанному выше, компоненты тензоров $\sigma''_{\alpha\beta\gamma\delta}$ и $\sigma'_{\alpha\beta\gamma\delta}$ малы по сравнению с $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$, как $\frac{4\pi}{a} r_0/L$ и $\left(\frac{4\pi}{a}\frac{r_0}{L}\right)^2$ соответственно (L — линейный размер об-

[1] См. В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972.

разца в направлении, перпендикулярном поверхности). Можно переопределить их так, чтобы все тензоры одинакового ранга имели одинаковый порядок величины, если заменить истинное значение $\mathcal{P}$ эффективным

$$\mathcal{P}_{\text{эфф}} = \xi \mathcal{P}, \quad \text{где} \quad \xi \sim \frac{4\pi}{a} \cdot \frac{r_0}{L}.$$

Очевидно, в достаточно слабых внешних полях третье и четвертое слагаемые в правой части (3) важнее второго. Отсюда следует, что не только детальный вид, но и тип вольтамперной характеристики образца может оказаться зависящим как от величины $\mathcal{P}$, так и от относительной ориентации векторов **P**, **E**″, и осей кристалла; явный вид соответствующей угловой зависимости сразу вытекает из формулы (3) с учетом соотношений симметрии для данного конкретного кристалла.

Формуле (3) отвечает аналогичное выражение для электронной температуры T (понимаемой как мера средней энергии носителей заряда). Пользуясь уравнением непрерывности для энергии, мы получаем

$$T - T_0 = A_{\alpha\beta} E''_\alpha E''_\beta + A'_{\alpha\beta} E''_\alpha \mathcal{P}_\beta + \ldots \tag{4}$$

Здесь T_0 — температура решетки, $A_{\alpha\beta}$ и т. д. — материальные тензоры, очевидным образом связанные с $\sigma_{\alpha\beta}$ и т. д. и со временем релаксации по энергии.

Видим, что в зависимости от относительной ориентации векторов **E**″ и **P** и осей кристалла можно в принципе получить как нагрев, так и охлаждение газа носителей заряда при протекании тока (последняя возможность связана с необходимостью совершать работу против внутреннего поля).

Сделанные выше выводы из формул (3), (4) не зависят от того, принимаем ли мы локальную аппроксимацию или рассматриваем величины $\sigma_{\alpha\beta}$, $A_{\alpha\beta}$ и т. д. как интегральные операторы. Фактически, как легко убедиться, эффектами нелокальности в формуле (4) можно пренебречь, если

$$\frac{\tau j}{enr_0} \equiv \frac{\tau v_d}{r_0} \ll 1. \tag{5}$$

Здесь τ, n и v_d — суть соответственно время релаксации по энергии, концентрация свободных носителей заряда и дрейфовая их скорость.

Этот расчет был закончен, когда автор читал лекции по физике горячих электронов в Азербайджанском государственном университете. Автор весьма признателен названному университету за гостеприимство.

Поступила в редакцию
1.10 1974 г.

Кафедра
физики полупроводников