

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЛЮКСАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В работе [1] было показано, что при монополярной инжекции из контакта в диэлектрик с ловушками эффект исчезновения локальных уровней при экранировании свободными носителями [2, 3] может приводить к S-образной вольтамперной характеристике. Покажем, что в сильно легированном полупроводнике со сложной структурой зоны проводимости наличие большой концентрации неравновесных носителей также может привести к особенностям вольтамперных или люксамперных характеристик. Рассмотрим полупроводник с двумя близко расположенными экстремумами зоны проводимости, и пусть главный минимум находится в точке (000), а побочный — около границы зоны Бриллюэна, причем $m_1 \ll m_2$ (m_1, m_2 — эффективные массы в главном и побочном минимумах). Как известно, в таких системах могут существовать примесные резонансные уровни, связанные с побочными экстремумами. В работах [4, 5] показано, что в вырожденном материале энергия Ферми перестает расти, когда уровень Ферми подойдет к резонансному уровню. При дальнейшем увеличении легирования концентрация ионизованной примеси N_i почти не меняется, а остальные $N_t - N_i$ примесных центров будут нейтральными (N_t — концентрация легирующей примеси). Если время жизни квазистационарного состояния велико по сравнению с характерными временами существенных релаксационных процессов в кристалле, то при $T = 0^\circ\text{K}$ в стационарных условиях распределение электронов подчиняется статистике Ферми—Дирака. Неравновесные электроны сначала заполняют все «пустые» места на примесном уровне (правильнее говорить об узкой примесной зоне), и только после этого уровень Ферми начнет подниматься. Неравновесные носители можно создавать, например, инжекцией через $p-n$ -переход или при поглощении света лазера, энергия кванта излучения которого близка к ширине запрещенной зоны. Положим, что неравновесные носители создаются светом, и будем рассматривать зависимость неравновесной проводимости σ от интенсивности возбуждающего излучения I при $T = 0^\circ\text{K}$. Кроме того, положим, что кристалл содержит большую концентрацию N_0 ($N_0 > N_t$) нейтральных ловушек, мгновенно захватывающих неравновесные дырки. При этих условиях ловушки, захватившие дырки, играют роль центров рассеяния. Доминирующим рекомбинационным процессом будем считать рекомбинацию через эти ловушки.

Положение примесного резонансного водородоподобного уровня зависит от концентрации свободных носителей, поэтому при увеличении интенсивности I резонансный уровень будет подтягиваться к дну побочного минимума, и при некотором значении $I^{(1)}$ энергия ионизации электрона на уровне обращается в нуль. Это происходит в тот момент, когда радиус экранирования r_0 примерно равен борковскому радиусу тяжелого электрона a_{B_2} [6]. Если $m_1 \ll m_2$, то уровень ионизируется после того, как электроны заполнят все «пустые» места на примесном уровне. Вычисляя радиус экранирования в приближении Томаса—Ферми, получим условие ионизации уровня:

$$\Delta n_d^{(1)} = \frac{(2m_1)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3} \left[\Delta E + \frac{\pi^2\hbar^2}{32a_{B_2}^2 m_2} \right]^{3/2} + \frac{\pi}{192a_{B_2}^3}, \quad (1)$$

где ΔE — энергетическое расстояние между минимумами.

Концентрация неравновесных электронов $\Delta n_d^{(1)}$ связана со значением интенсивности $I^{(1)}$ соотношением

$$\Delta n_d^{(1)} = \left(\frac{k\beta I^{(1)}}{\gamma^n} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь k — коэффициент поглощения света, β — квантовый выход, γ_n — коэффициент захвата для электронов.

После ионизации уровня стационарная концентрация электронов $\Delta n_i^{(1)}$ определяется из условия

$$\Delta n_i^{(1)} = -\frac{N_t}{2} + \sqrt{\frac{N_t^2}{4} + (\Delta n_d^{(1)})^2 + N_t}. \quad (3)$$

Таким образом, при $I = I^{(1)}$ неравновесная проводимость меняется от значения

$$\sigma_d^{(1)} = e(n_{1d}\mu_{1d} + n_{2d}\mu_{2d}), \quad (4a)$$

где

$$n_{1d} + n_{2d} = \Delta n_d^{(1)},$$

до

$$\sigma_i^{(1)} = e(n_{1i}\mu_{1i} + n_{2i}\mu_{2i}), \quad (46)$$

где

$$n_{1i} + n_{2i} = \Delta n_i^{(1)}$$

Здесь n_{1d} , n_{2d} , μ_{1d} , μ_{2d} , n_{1i} , n_{2i} , μ_{1i} , μ_{2i} — концентрации и подвижности электронов в центральном и дополнительном минимумах, соответственно до и после ионизации уровня.

В равновесных условиях основным механизмом рассеяния будет резонансное рассеяние на ионизованных примесных центрах. При увеличении интенсивности оптического возбуждения количество ионизованной примеси уменьшается и подвижность электронов растет. После того как весь уровень заполнен, электроны рассеиваются на заряженных ловушках и на «нейтральной» примеси. Для приближенных оценок подвижности при $I < I^{(1)}$ мы считали, что сечение рассеяния на «нейтральных» центрах по порядку величины равно сечению рассеяния на дебаевском потенциале с радиусом экранирования $r_0 \approx a_{B_2}$.

Для численного расчета неравновесной проводимости σ как функции интенсивности оптической накачки I мы взяли следующие параметры: $m_1 = 0,05 m_0$, $m_2 = 0,34 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $\Delta E = 0,06$ эв, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 15$, $N_t = 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Результирующая качественная зависимость $\sigma(\sqrt{I})$ представлена на рисунке. Кривая $ABCDE$ отражает изменение проводимости σ при увеличении интенсивности I от нуля до предельно высоких уровней возбуждения. Кривая $EDGBA$ — изменение σ при уменьшении I . Наблюдаемый «гистерезис» связан с тем, что при уменьшении интенсивности I условие $r \approx a$ выполняется при $I < I^{(1)}$. Площадка, ограниченная петлей гистерезиса, зависит от параметров материала и от концентрации легирующей примеси. Кроме того, «площадь» гистерезиса должны уменьшать различного рода флуктуации, которые всегда бывают в системе. В частности, при определенном соотношении параметров и $T \neq 0^\circ \text{К}$ ионизация уровня может наступить при $I < I^{(1)}$.

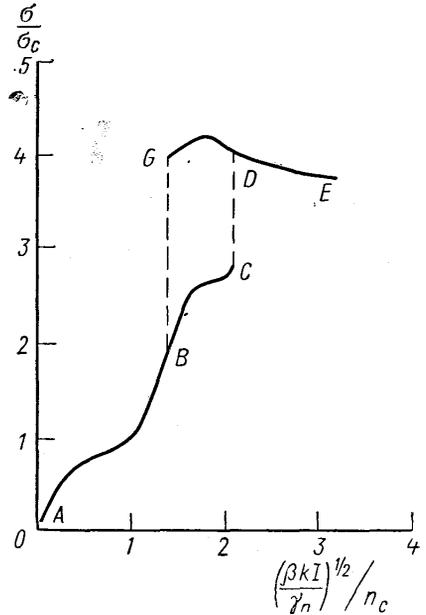
Автор благодарит В. Л. Бонч-Бруевича и А. Г. Миронова за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сандомирский А. Б., Ждан А. Г. Письма в ЖЭТФ, 9, 201, 1969.
2. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», 2, 177, 1959.
3. Рогачев А. А., Саблина Н. И. «Физика твердого тела», 8, 187, 1966.
4. Vate R. T. J. Appl. Phys., 33, 26, 1962.
5. Днепровская Т. С. ФТП, 5, 2004, 1971.
6. Бонч-Бруевич В. Л., Гласко В. Б. «Оптика и спектроскопия», 14, 495, 1963.
7. Днепровская Т. С. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 11, № 6, 622, 1970.

Поступила в редакцию
20.9 1971 г.

Кафедра
физики полупроводников



Зависимость проводимости σ от интенсивности возбуждающего излучения I . Значения σ и $\left(\frac{k\beta I}{2n}\right)^{1/2}$ отнесены к величинам проводимости σ_c и концентрации n_c , отвечающим положению уровня Ферми у дна дополнительного минимума