КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕРМИЧЕСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ ДЫРОК ИЗ ДИСЛОКАЦИОННОГО ЦЕНТРА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Велиев З. А.

1. Согласно эффекту Пула—Френкеля [1, 2], вероятность тепловой ионизации примесного центра в сильных электрических полях экспоненциально возрастает с увеличением поля. Это связано с тем, что при наложении электрического поля $\mathscr{E}$ происходит понижение потенциала ионизации примесного центра вследствие искажения потенциальной ямы примеси.

Теория ионизации носителей из притягивающих примесных центров построена в [3], где методом Питаевского получено выражение для термической ионизации с кулоновского примесного центра в электрическом поле в случае, когда ионизация обусловлена взаимодействием электронов с акустическими фононами. Получено, что наряду с экспоненциальной зависимостью коэффициента термической ионизации $\beta(\mathscr{E})$ от $\mathscr{E}$, которая возникает вследствие понижения энергии ионизации примеси в поле, появляется зависимость от электрического поля предэкспоненциального множителя, связанная с изменением скорости диффузии электронов по высоковозбужденным состояниям примеси.

Настоящая работа посвящена теории тепловой ионизации с дислокационного центра вследствие взаимодействия дырок с акустическими фононами. Известно, что в электронных полупроводниках краевая дислокация ведет себя как бесконечно протяженная линия акцепторов, несущая на себе отрицательный заряд, который является для дырок притягивающим центром. Поэтому схема расчета авторов работы [3] справедлива и в рассматриваемом случае.

2. Вычисление вероятности термической генерации дырок с изолированного дырочного центра проведем методом каскадного захвата [3, 4], который использовался в [5] для вычисления сечений захвата дырок заряженной дислокацией в полупроводнике в электрическом поле.

В стационарных условиях в области высоковозбужденных связанных состояний, для которых справедливо квазиклассическое рассмотрение, функция распределения дырок удовлетворяет уравнению

$$B(E, \mathscr{E})\left[f + kT\frac{\partial f}{\partial E}\right] = -\beta(\mathscr{E}).$$

При наличии электрического поля $\mathscr{E}$ коэффициент $B(E)$ будет также зависеть от $\mathscr{E}$ и определяться формулой

$$B(E, \mathscr{E}) = \delta_0 \int d\varepsilon \int d^3r\varepsilon\rho(\varepsilon)\nu(\varepsilon)\delta[E - \varepsilon - U(|\mathbf{r}|) + e(\mathscr{E}\mathbf{r})],$$

где $\delta_0 = 2mS_0^2/kT$, $\rho(\varepsilon)$ и $\nu(\varepsilon)$ — плотность энергетических состояний и частота релаксации по импульсу дырок на акустических фононах соответственно [4].

Согласно [3], коэффициент термической ионизации вычисляется по формуле

$$\beta(\mathscr{E}) = \frac{kT}{3} e^{-\frac{E_D}{kT}} \int_{-\Delta}^{-\Delta} \frac{\exp(E'/kT)}{B(E', \mathscr{E})} dE',$$

где E_D — энергия связи основного состояния дырок в дислокационной яме Δ — понижение дислокационной ямы под действием электрического поля. Величина Δ в пределах низких ($\alpha \gg 1$; $\alpha = e^2 f_0/\varepsilon_0 akT$, f_0 — коэффициент заполнения дислокации электронами, a — период решетки вдоль дислокации, ε_0 — диэлектрическая проницаемость, T — температура решетки, k — постоянная Больцмана, α — отношение кулоновских энергий электронов, осевших на дислокацию, к их тепловой энергии) и высоких ($\alpha \ll 1$) температур вычислена автором в [5] (см. формулы (3), (4) в [5]). Не увлекаясь деталями расчета, которые делаются аналогично работе [5], для коэффициента термической ионизации имеем

$$\beta = \beta_0 \begin{cases} 1.67\alpha^3 \exp(-E_D/kT) & \text{при } \Delta \ll kT, \\ 1.47\alpha^3 \exp[-(E_D-\Delta)/kT] & \text{при } \Delta \gg kT \end{cases}$$

в пределах низких температур ($\alpha \gg 1$);

$$\beta = \beta_0 \begin{cases} 1.26\alpha^3 \exp\left(-\dfrac{1}{\alpha}\right) \exp(-E_D/kT) & \text{при } \Delta \ll kT, \\ 2\alpha^2 \left(\ln \dfrac{e\mathscr{E}R_0}{U_0} + 1\right) \exp[-(E_D-\Delta)/kT] & \text{при } \Delta \gg kT \end{cases}$$

в пределах высоких температур ($\alpha \ll 1$). Здесь $\beta_0 = 4\sqrt{2}\,(m^2 E_c r_D)^2 V (kT)^2 \pi^2 \hbar^7 \rho_0 S$, E_c — константа деформационного потенциала, S — площадь поверхности, перпендикулярной оси дислокации, m — масса дырок, ρ_0 — плотность кристалла, r_D — дебаевский радиус дырок, V — объем кристалла.

Из выражений (4), (5) [5] видно, что в сильных электрических полях ($\Delta \gg kT$) помимо экспоненциальной зависимости β и предэкспоненциальный множитель в выражении коэффициента ионизации зависит от поля. При наложении электрического поля сечение захвата σ и β — коэффициент термической ионизации — меняются независимым образом и между ними существует следующая связь, вытекающая из общих определений σ и β:

$$\beta = \sigma \frac{\langle v \rangle}{(\pi \hbar^3)} \left(\frac{\pi m kT}{2}\right)^{3/2} \frac{U\left(\dfrac{3}{2},\ \mu + \dfrac{5}{2},\ \mu\right) \mu^{\mu + 3/2}}{\left(\mu - \dfrac{\Delta}{kT}\right)^{\mu}} e^{-E_D/kT},$$

где $\langle v \rangle$ — средняя тепловая скорость дырок, $U(x,\ y,\ z)$ — гипергеометрическая функция Куммера, $\mu = (\mathscr{E}/\mathscr{E}_0)^2$ характеризует степень разогрева дырок в электрическом поле, $\mathscr{E}_0 = [(6ms_0kT)^{1/2}/\pi e \hbar^4 \rho_0 S_0^2] m E_c^2 kT$.

В пределах слабого и сильного электрических полей $\left[U(3/2,\ \mu + 5/2, \mu) \to \left(\mu - \dfrac{\Delta}{kT}\right)^{\mu} \text{ при } \mu \ll 1\right]$, как следует из (6), связь между σ и $\beta(\mathscr{E})$ выглядит следующим образом:

$$\beta = \begin{cases} \dfrac{1}{2} \langle v \rangle N_c \sigma \exp\left(-\dfrac{E_D}{kT}\right) & \text{при } \mu = \dfrac{\mathscr{E}^2}{\mathscr{E}_0^2} \ll 1, \\ \sigma \dfrac{\langle v \rangle}{2} \left(\dfrac{T_h}{T}\right)^{3/2} \left(\dfrac{2}{3}\right)^{3/4} \dfrac{\Gamma(3/4)}{\sqrt{2}} \exp\left[-\dfrac{E_D - \Delta}{kT} - \dfrac{3}{2}\left(\dfrac{\Delta}{kT_h}\right)^2\right] & \text{при } \mu = \dfrac{\mathscr{E}^2}{\mathscr{E}_0^2} \gg 1, \end{cases}$$

$N_c = 2(2\pi m kT/\hbar^2)^{3/2}$, где $kT_h = e\mathscr{E} l_\varepsilon \delta_0^{1/2}$ — температура разогретых дырок, $l_\varepsilon = \pi \hbar^4 \rho_0 / 2m^3 E_c^2$ — энергетическая длина релаксации.

Список литературы

[1] Polle H. // Phil. Mag. 1914. V. 27. P. 58.
[2] Френкель Я. И. Собрание избранных трудов. М., 1975. 317 с.
[3] Абакумов В. Н., Яссиевич И. Н., Крещук Л. Н. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. В. 4. С. 1019-1025.
[4] Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 1—32.
[5] Велиев З. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1351—1353.

Нахичеванский государственный педагогический институт им. академика Ю. Г. Мамедалиева

Получено 16.06.1989
Принято к печати 31.07.1989