

©1994 г.

О ЗАХВАТЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ЭКРАНИРОВАННОМ КУЛОНОВСКОМ ЦЕНТРЕ

В.Г. Джакели

Тбилисский государственный университет им. И.В. Джавахишвили,
380028, Тбилиси, Грузия
(Получена 17 февраля 1994 г. Принята к печати 4 апреля 1994 г.)

Изучается квазиупругий захват свободных электронов на экранированном притягивающем центре. Получены соответствующие выражения для коэффициента рекомбинации и полного сечения захвата. В предельном случае результаты дают известные соотношения для кулоновского поля.

В легированном полупроводнике при низких температурах стационарную концентрацию носителей заряда определяют темпы ионизации и захвата мелкими примесными центрами, которые могут быть в разных зарядовых состояниях. Захват свободных электронов на притягивающих кулоновских центрах в основном происходит квазиупругим каскадным механизмом [1], с испусканием «мелких» акустических фононов. Для количественного расчета процесса захвата на изолированном кулоновском центре пользуются двумя методами. Первый из них [1] позволяет вычислить как полное (σ), так и дифференциальное сечение захвата $\sigma(\varepsilon)$, второй — более простой в вычислениях — дает результат только для полного сечения [2]. Однако в реальных условиях в полупроводниках кулоновский потенциал изолированного центра и уровни связанного состояния почти всегда искажаются из-за экранировки соседними примесными центрами или свободными электронами.

В данной работе для не очень низких температур ($kT \gg ms^2$, s — скорость звука) изучается процесс квазиупругого захвата носителей заряда на притягивающий центр, потенциал которого экранирован свободными электронами. Энергия взаимодействия электронов с центрами равна

$$U(r) = -\frac{e^2}{\kappa r} \exp\left(-\frac{r}{d}\right), \quad (1)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, d — радиус экранирования примесного центра.

Полное сечение захвата вычислим по схеме работы [2], которую можно применить для произвольного потенциала притягивающего центра

$$\sigma = \frac{\pi^2 \hbar^3}{2mkT} \left[\frac{\exp(E/kT)dE}{B(E)} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где

$$B(E) = \int \varepsilon \rho(\varepsilon) \tau_\varepsilon^{-1} \delta[E - \varepsilon - U(r)] d\varepsilon d^3r. \quad (3)$$

Обозначения такие же, как в работе [2]. E и ε — полная и кинетическая энергия электрона, $\rho(\varepsilon)$ — плотность состояний в пространстве кинетической энергии, τ_ε — время энергетической релаксации электрона.

В случае потенциальной энергии (1) для $B(E)$ имеем

$$B(E) = \rho \left(\frac{ms^2}{2} \right) \frac{8\pi}{l_0 ms^2} \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^2 \left[\exp(-2x) \left(\frac{2}{x} + 1.5 - \frac{x}{3} \right) - \frac{2}{x} \exp(-x) + 0.5 \right] d, \quad (4)$$

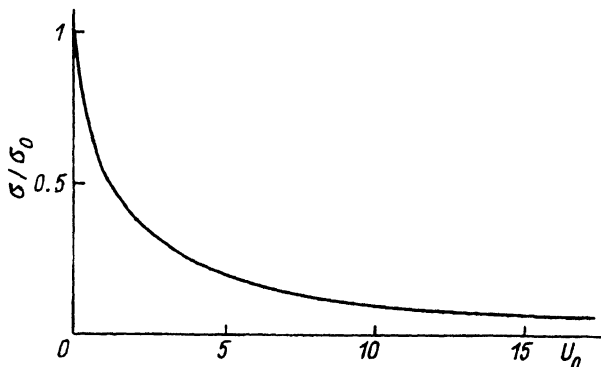
где $x = r_0/d$, а величина r_0 связана с полной энергией соотношением $E = (e^2/\kappa r_0) \exp(-r_0/d)$. Подставляя (4) в (2) и делая замену переменных, получаем

$$\sigma = \sigma_0 [2IU_0^2]^{-1}, \quad (5)$$

где $U_0 = e^2/\kappa dkT$, $\sigma_0 = (4\pi/3l_0) (e^2/\kappa kT)^3$ — полное сечение захвата для чисто кулоновского потенциала [2],

$$I = \int_0^\infty \frac{(1+x) \exp[-x - U_0/x \exp x] dx}{x [3x - 12 \exp(-x) + (12 + 9x + 2x^2) \exp(-2x)]}.$$

Легко убедиться в том, что в пределе при $d \rightarrow \infty$, $I \rightarrow 1/2U_0^2$ и для полного сечения захвата получаем $\sigma = \sigma_0$ — результат работы [2]. Анализ выражения (5) в зависимости от параметра затруднен. Результат численного расчета зависимости σ/σ_0 от U_0 , сделанный на ЭВМ, приводится на рисунке. Видно, что σ монотонно убывает с увеличением



Зависимость полного сечения захвата от параметра U_0 .

U_0 . Например, в Ge при $T = 4$ К и $n = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (концентрация свободных электронов) эффективность захвата вследствие экранировки уменьшается в ≈ 10 раз. Приведенная кривая хорошо описывается эмпирической формулой для всех значений U_0 :

$$\sigma/\sigma_0 = [0.8U_0 + \exp(-0.18U_0)]^{-1}. \quad (6)$$

Сравнивая определение коэффициента рекомбинации (B_T) и полного сечения захвата σ , получаем связь между этими величинами:

$$B_T = 2\sigma(2kT/\pi m)^{1/2}. \quad (7)$$

Используя это выражение в случае экранированного центра, имеем

$$B_T = B_0 [0.18U_0 + \exp(-0.18U_0)]^{-1},$$

где B_0 — коэффициент рекомбинации на чисто кулоновском центре. Результат расчета на основе (7) с точностью до множителя порядка 1 совпадает с результатом [3], полученным прямым путем — с помощью дифференциального сечения захвата.

Учет влияния экранировки кулоновского примесного центра приводит к уменьшению темпа захвата на эти центры и тем самым к росту концентрации свободных носителей.

Автор благодарен З.С. Качлишвили за полезное обсуждение и ценные замечания.

Список литературы

- [1] M. Lax. Phys. Rev., **119**, 1502 (1960).
- [2] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яснеевич. ФТП, **12**, 3 (1978).
- [3] Т.О. Gegechkori, V.G. Dzhalili, Z.S. Kachlichvili. Phys. St. Sol. (b), **112**, 379 (1982).

Редактор Т.А. Полянская
