

УДК 621.315.592

© 1992

ТЕРМОИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ ВБЛИЗИ ИНТЕРФЕЙСА

А. А. Пахомов

Вычислен темп термической ионизации дефекта, расположенного вблизи гетероперехода. Показано, что эффективная энергия активации существенно зависит от расстояния до гетерограницы.

Исследованию влияния ионизации глубоких центров, расположенных вблизи гетероперехода, на вольт-амперные и шумовые характеристики полевых гетеротранзисторов посвящено значительное количество работ (см., например, [1, 2]). В то же время вопрос о влиянии интерфейса на сам процесс ионизации остается невыясненным. В связи с этим представляет интерес решение задачи об эмиссии электрона с глубокого центра, расположенного в широкозонном материале вблизи интерфейса.

Будем считать, что основной механизм ионизации глубоких состояний в объеме широкозонного материала многофононный. Качественная картина многофононной эмиссии электрона состоит в следующем [3, 4]. Локальные колебания дефекта с глубоким уровнем в силу электрон-фононного взаимодействия приводят к изменению потенциальной ямы для связанного электрона и, таким образом, к изменению положения энергетического уровня электрона в широкозонном материале. При определенной конфигурации решетки вблизи дефекта электронный уровень может совпасть с нижней границей зоны проводимости. При этом возможен отрыв электрона от дефекта. При наличии гетероперехода ионизация дефекта становится возможной и при других конфигурациях решетки, поскольку электрон может туннелировать «вбок», т. е. в зону проводимости узкозонного материала (рис. 1).

Темп ионизации дефекта, находящегося на расстоянии L от интерфейса при температуре решетки T , можно представить в виде [5]

$$e(L, T) = \int_0^{\infty} w_e(\epsilon, L) W(\epsilon, T) d\epsilon, \quad (1)$$

где

$$W_e(\epsilon, L) \sim \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m\epsilon} L \right\}$$

— вероятность туннелирования электрона с энергией ϵ через прямоугольный потенциальный барьер толщиной L в единицу времени.¹ Величина $W(\epsilon, T)$ представляет собой усредненную по равновесному термодинамическому распределению с температурой T вероятность перехода решетки в окрестности дефекта в конфигурацию, при которой возможен вылет электрона с энергией ϵ (рис. 1).

¹ Ниже мы обсудим условия, при которых потенциальный барьер можно считать прямоугольным.

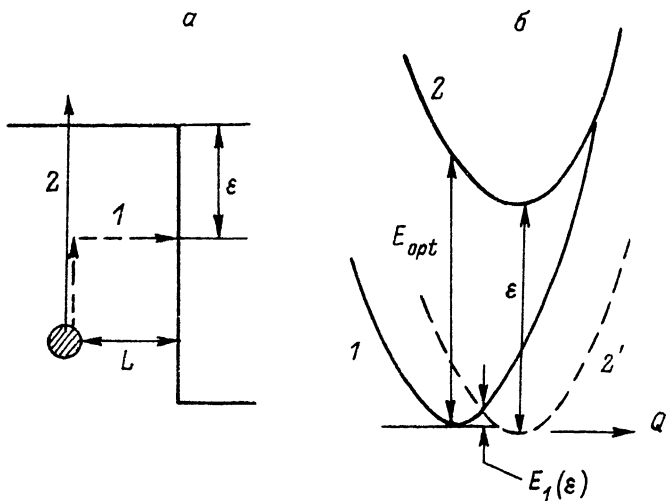


Рис. 1. а) Переходы электрона при термостимулированном туннелировании в узкозонный материал (1), при тепловом выбросе в широкозонный материал (2). б) Адиабатические термы для электрона, связанного на глубоком центре (1); для пустого центра и электрона в широкозонном материале (2); для пустого центра и электрона с кинетической энергией ϵ в узкозонном материале (2').

В рамках классического описания многофононных переходов, справедливого при $kT \gg \hbar\omega$ ($\hbar\omega$ — энергия кванта локальных колебаний), величину $W(\epsilon, T)$ можно представить в виде [5, 6]

$$W(\epsilon, T) \sim \exp\left[-\frac{E_1(\epsilon)}{kT}\right],$$

$$E_1(\epsilon) = \frac{(\epsilon_{opt} - \epsilon)^2}{4\epsilon_{FC}}, \quad (1a)$$

где ϵ_{opt} — оптическая энергия ионизации дефекта, связанная с термической энергией ионизации ϵ_t соотношением $\epsilon_{opt} = \epsilon_t + \epsilon_{FC}$; ϵ_{FC} — энергия Франка—Кондона, характеризующая силу электрон-фононного взаимодействия.

Интеграл (1) можно вычислить методом перевала; при этом «перевальная энергия» ϵ_0 , представляющая собой оптимальную энергию туннелирования электрона, определяется из уравнения

$$\frac{L}{\hbar} \sqrt{-\frac{2m}{\epsilon_0}} = \frac{\epsilon_{opt} - \epsilon_0}{2kT\epsilon_{FC}}, \quad (2)$$

которое в безразмерных единицах можно представить в виде

$$x(1 - x^2) = \gamma, \quad (3)$$

где

$$x = \sqrt{\epsilon_0 / \epsilon_{opt}},$$

$$\gamma = \frac{1}{2} \kappa L \frac{kT}{E_1},$$

$$\kappa \equiv \frac{\sqrt{2m\epsilon_{opt}}}{\hbar},$$

$$E_1 \equiv E_1(0) = \frac{\epsilon_{opt}^2}{4\epsilon_{FC}}$$

Физический смысл параметра γ ясен: с точностью до численного множителя он равен отношению показателя туннельной экспоненты с максимально возмож-

ной энергией туннелирования $\varepsilon = \varepsilon_{\text{opt}} [^{\circ}]$ к показателю активационной экспоненты при $\varepsilon = 0$ (что соответствует термоионизации в отсутствие интерфейса).

Используя соотношения (1)–(3), темп термоионизации дефекта вблизи интерфейса можно с экспоненциальной точностью записать в виде

$$e(L, T) \sim \exp\{-\Phi(L, T)\},$$

$$\Phi \equiv \frac{E_1}{kT} (1 - x^2) (1 + 3x^2),$$
(4)

где x — корень уравнения (3). Область допустимых значений в (4) ограничена условием $\Phi(L, T) < E_1/kT$, т. е. требованием, чтобы вероятность термостимулированного туннелирования «вбок» (в узкозонный материал) была больше, чем вероятность термоионизации в объеме кристалла (в отсутствие интерфейса). Это ограничение, в силу (3) приводит к неравенству

$$\gamma < \gamma_c \equiv \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3}},$$
(5)

откуда следует, что при данной температуре T существует критическое удаление дефекта от интерфейса

$$L_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{1}{x} \frac{E_1}{kT},$$
(6)

при котором термостимулированное туннелирование электрона «вбок» сменяется тепловым выбросом «вверх» (в широкозонный материал). Величина $x^{-1} = h/\sqrt{2me_{\text{opt}}}$ имеет смысл характерного размера волновой функции глубокого состояния. Неравенство (5) может быть сформулировано и по-другому: при заданном удалении дефекта от интерфейса существует критическая температура $T_{\text{кр}}$, определяемая из условия

$$kT_{\text{кр}} = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} \frac{xL}{E_1},$$
(7)

при превышении которой туннелирование «вбок» сменяется выбросом «вверх». Используя уравнения (2), (3), нетрудно показать, что равенству $\gamma = \gamma_c$ соответствует значение энергии туннелирования $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\text{opt}}/3$.

Температурная зависимость эффективной энергии активации

$$E_a^* \equiv \frac{d}{d(1/kT)} \Phi(L, T)$$
(8)

от параметра γ приведена на рис. 2. Видно, что E_a^* возрастает с ростом тем-

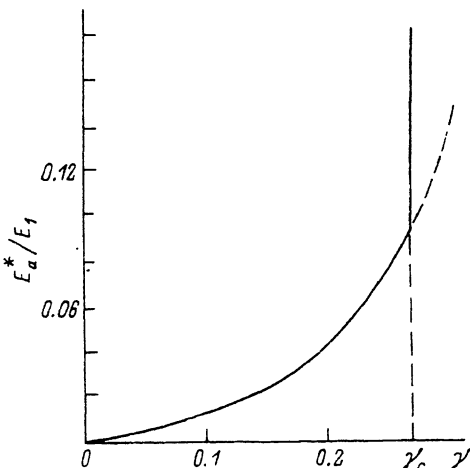


Рис. 2. Зависимость эффективной энергии активации при термостимулированном туннелировании электрона в узкозонный материал E_a^* от параметра $\gamma = xL kT/2E_1$.

E_1 — энергия активации для термоионизации дефекта в объеме полупроводника.

пературы и при $T = T_{кр}$ достигает значения $E_c^* \approx 0.11 E_1$; при дальнейшем увеличении температуры величина E_c^* практически скачкообразно увеличивается до E_1 . Температурная зависимость величины E_c^* должна быть особенно заметна в МДП-структурах, поскольку величина E_1 для примесей в диэлектрике может достигать нескольких электрон-вольт.

Отметим качественное отличие полученных результатов от результатов теории многофононной ионизации дефектов в однородном электрическом поле [5]. При малых значениях энергии туннелирования $\epsilon_0 \ll \epsilon_{opt}$ уравнение (2) не имеет решений ни при каких значениях ϵ . Это связано с тем, что при малых ϵ показатель туннельной экспоненты зависит от ϵ корневым образом, а показатель активационной экспоненты — линейным. Таким образом, резкий скачок потенциала на интерфейсе приводит к подавлению туннелирования электронов с малыми значениями ϵ и рассмотренный в [5] случай «слабого поля» в данной ситуации никогда не реализуется.

Обсудим условия, при которых потенциал интерфейса можно аппроксимировать прямоугольным потенциальным барьером. Влиянием электрического поля обедненного заряженного слоя можно пренебречь, если напряженность этого поля удовлетворяет неравенству $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_c \equiv \epsilon_{opt}/eL_c$. Оценим величину \mathcal{E}_c для DX-центров в GaAlAs. Положив, согласно [6], $\epsilon_{opt} \approx 1.3$ эВ, $\epsilon_{FC} \approx 1.1$ эВ, найдем $L_c \approx 70$ Å, $\mathcal{E}_c \sim 2 \cdot 10^6$ В/см.

Список литературы

- [1] Ершов В. С. и др. // ФТП. 1991. Т. 25. № 5. С. 776.
- [2] Judd T. et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 24. P. 1652.
- [3] Henry C. H., Lang D. V. // Phys. Rev. B. 1978. V. 15. P. 989.
- [4] Абакумов В. Н. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1472.
- [5] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 6 (12). С. 2319.
- [6] Mooney P. M. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 3. P. R1.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
11 июня 1992 г.