

ЗАХВАТ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ И КИНЕТИКА ФОТООТКЛИКА В p - n -ПЕРЕХОДАХ

Асрян Л. В., Шик А. Я.

Теоретически изучены захват неравновесных носителей и кинетика фотоотклика в p - n -переходах с уровнями прилипания в области объемного заряда. Показано, что установление фототока идет в два этапа. Получены аналитические выражения для второго, медленного, этапа релаксации в случаях включения и выключения освещения. Рассмотрен захват носителей в неоднородных полупроводниках, когда роль центров прилипания играют минимумы потенциала неоднородностей.

Как было показано в [1, 2], высокая концентрация локальных центров N или неоднородностей в области объемного заряда (ООЗ) p - n -перехода может заметно изменить его фотоэлектрические свойства. В частности, при

$$B = \gamma_{n,p} N w / \mu_{n,p} E > 1 \quad (1)$$

($\gamma_{n,p}$ — коэффициент захвата носителей центрами, w и E — ширина ООЗ и напряженность электрического поля в ней, $\mu_{n,p}$ — подвижность носителей) рекомбинация в ООЗ может существенно снизить квантовый выход фотодиода η . Очевидно, что этот вывод справедлив для случая, когда γ_n и γ_p различаются не чрезмерно сильно, так что центры являются уровнями рекомбинации. Если же речь идет об уровнях прилипания (их роль могут играть также потенциальные ямы в неоднородных полупроводниках), то ясно, что стационарное значение η они уменьшить не могут, но способны сильно замедлить кинетику фотоотклика. Задачей данной работы и является расчет кинетики фототока в p - n -переходе с высокой концентрацией центров прилипания в ООЗ.

Рассмотрим p - n -переход с зонной диаграммой, схематически изображенной на рисунке. Будем считать, что свет создает неравновесные носители как внутри ООЗ, так и в квазинейтральной p -области. Первый процесс будем описывать скоростью объемной генерации G , а второй — потоком неравновесных электронов I на краю ООЗ (при $x=w/2$). Как и в [2], будем пренебрегать диффузионными токами по сравнению с дрейфовыми, что во всяком случае справедливо в условиях обратного смещения на переходе. Вычислим ток, создаваемый носителями, испытывающими прилипание (для определенности будем считать, что это электроны). Для рассматриваемого нами случая создаваемые светом неравновесные добавки к концентрации электронов n_1 и к функции заполнения уровней f_1 определяются уравнениями непрерывности

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \gamma_n N (N_c^* f_1 - n_1) + \mu_n E \frac{\partial n_1}{\partial x} + G, \quad (2)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} = \gamma_n (n_1 - N_c^* f_1). \quad (3)$$

Здесь $N_c = 2 (m_e T / 2\pi \hbar^2)^{3/2} \exp(-\epsilon_i / T)$. Интересующей нас в конечном счете величиной является плотность фототока во внешней цепи j_n , связанная с движением электронов в переходе. По аналогии с теорией полупроводниковых счетчиков (см., например, [3]) можно показать, что

$$j_n(t) = e \frac{\mu_n E}{w} \int_{-w/2}^{w/2} n_1(x, t) dx. \quad (4)$$

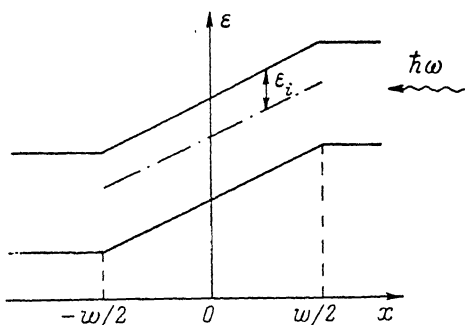
Рассмотрим вначале кинетику установления фототока. При этом начальные и граничные условия к (2), (3) имеют вид

$$n_1(x, 0) = 0, \quad f_1(x, 0) = 0, \quad n_1(w/2, t) = I/\mu_n E. \quad (5)$$

В нашей задаче имеются три характерных времени: время дрейфа через ООЗ $\tau_1 = w/\mu_n E$, время захвата на уровни $\tau_2 = 1/\gamma_n N$ и время выброса с них $\tau_3 = 1/\gamma_n N_c^*$.¹ Будем считать, что уровни достаточно глубоки, а температура не слишком велика, так что

$$\tau_3 \gg \tau_1, \tau_2. \quad (6)$$

При этом установление фототока идет в два этапа. Первый, быстрый, определя-



Зонная диаграмма p - n -перехода с уровнями прилипания в ООЗ.

ется временами τ_1 и τ_2 . В его ходе устанавливается квазистационарное распределение концентрации в зоне проводимости при слабо заполненных уровнях. На втором этапе, определяемом временем τ_3 , устанавливается равновесие между зоной и уровнями, а также идет выход фототока на стационарное значение.

Начнем с рассмотрения первого этапа. Поскольку решение уравнения (3) имеет вид

$$f_1(x, t) = e^{-\gamma_n N_c^* t} \left[f_1(x, 0) + \gamma_n \int_0^t e^{\gamma_n N_c^* t'} n_1(x, t') dt' \right], \quad (7)$$

с учетом (5) легко видеть, что за время $\sim \tau_{1,2}$ f_1 возрастает до значений $\sim \gamma_n \tau_{1,2} n_1(x, \tau_{1,2})$. Сравнивая при этом первых два члена в правой части (2), видим, что $N_c^* f_1/n_1 \sim \tau_{1,2}/\tau_3 \ll 1$, т. е. на рассматриваемых временах первым членом, описывающим термический выброс с уровней, можно пренебречь. Таким образом, релаксация на первом этапе описывается уравнением

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{n_1}{\tau_2} + \frac{w}{\tau_1} \frac{\partial n_1}{\partial x} + G. \quad (8)$$

При необходимости можно было бы решить (8) и найти точную кинетику первого этапа. Но мы не будем этого делать, считая этот этап очень быстрым, почти мгновенным скачком и интересуясь лишь его амплитудой, которая определяется стационарным решением (8), имеющим вид

$$n_1(x) = G\tau_2 + \left[\frac{l}{w} \tau_1 - G\tau_2 \right] e^{\frac{\tau_1}{\tau_2} \left(\frac{x}{w} - \frac{1}{2} \right)}. \quad (9)$$

Ему соответствует значение тока

$$j_n = e\mu_n E \left[G\tau_2 + \left(\frac{l}{w} \tau_2 - G \frac{\tau_2^2}{\tau_1} \right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \right) \right]. \quad (10)$$

После этого идет медленная релаксация (с характерным временем τ_3) до стационарного значения

¹ При генерации в квазинейтральной области существует еще время диффузии в ней, которое определяет немгновенность установления последнего граничного условия (5). Это время будем также считать значительно меньшим τ_3 .

$$j_n^{\text{ст}} = e(I + 1/2 Gw), \quad (11)$$

которое легко получается из стационарного решения полного уравнения (2):

$$n_1^{\text{ст}}(x) = \frac{I}{w} \tau_1 + G\tau_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{w} \right). \quad (12)$$

Физическая картина процессов следующая. Вначале ток (10) определяется генерированными электронами, которые проходят сквозь ООЗ, не успев захватиться на уровни (при $B \equiv \tau_1/\tau_2 \gg 1$ это весьма малая часть). Постепенно уровни прилипания заполняются, захват на них прекращается, и ток выходит на стационарное значение (11), отвечающее единичному квантовому выходу. Если бы речь шла об уровнях рекомбинации, а не прилипания, то процесс захвата и рекомбинации на них продолжался бы и в стационарных условиях, что при $B > 1$ заметно уменьшило бы квантовый выход [1, 2]. Очевидно, что если в образце есть уровни как прилипания, так и рекомбинации, то в формуле для начального значения тока (10) величина τ_2 определяется суммарной вероятностью захвата на те и на другие, стационарный фототок определяется концентрацией только уровней рекомбинации (по формулам, полученным в [1, 2]), а время релаксации к нему τ_3 содержит параметры уровней прилипания.

Получим формулу, описывающую точный вид релаксации фототока от значения (10) к стационарной величине (11), напомним, что эта релаксация имеет заметную амплитуду при $B > 1$. Поскольку характерным временем этого процесса является $\tau_3 \gg \tau_{1,2}$, мы можем в (2) пренебречь $\partial n_1/\partial t$ по сравнению с n_1/τ_1 . Подставляя далее в (2) выражение (7) для f_1 , умножая полученное уравнение на $e^{i\pi\lambda^*t}$ и дифференцируя по t , получаем

$$\frac{w}{\tau_1} \frac{\partial^2 n_1}{\partial x \partial t} + \frac{w}{\tau_1 \tau_3} \frac{\partial n_1}{\partial x} - \frac{1}{\tau_2} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{G}{\tau_3} = 0, \quad (13)$$

граничным условием к которому является последнее из выражений (5), а начальным — значение n_1 в конце первого этапа, т. е. (9).

Вводя безразмерные переменные $\Theta = t/\tau_3$ и $\zeta = x/w$ и отыскивая решение для n_1 в виде

$$n_1 = n_1^{\text{ст}}(\zeta) + v(\zeta, \Theta) \exp(B\zeta - \Theta), \quad (14)$$

получаем, что v удовлетворяет уравнению $\partial^2 v/\partial \zeta \partial \Theta + Bv = 0$, и, согласно [4],

$$v(\zeta, \Theta) = \int_{1/2}^{\zeta} I_0(\sqrt{4B(\zeta' - \zeta)\Theta}) \frac{d}{d\zeta'} v(\zeta', 0) d\zeta', \quad (15)$$

где $I_0(z)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Здесь на основании (5), (10) и (14)

$$v(\zeta, 0) = \tau_1 e^{-B\zeta} \left[\left(\frac{G}{B} - \frac{I}{w} \right) (1 - e^{B(\zeta - 1/2)}) + G \left(\zeta - \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (16)$$

Формулы (14)–(16) полностью описывают кинетику медленной релаксации фототока. Можно показать, что в заключительной стадии (при $\Theta, \Theta/B \gg 1$) она описывается следующим аналитическим выражением:

$$j_n = j_n^{\text{ст}} - \frac{e}{2\Theta} \frac{1}{\sqrt{\pi \sqrt{B\Theta}}} \left(I + \frac{1}{\sqrt{B\Theta}} Gw \right) e^{-(\sqrt{\Theta} - \sqrt{B})^2}, \quad (17)$$

т. е. релаксация действительно определяется характерным временем τ_3 , но носит не строго экспоненциальный характер.

Аналогичным образом можно рассмотреть и кинетику спада фототока после выключения света. В первый момент происходит быстрый спад от $j_n^{\text{ст}}$, определяемого (11), до

$$j_n = e_{\mu,n} E \left\{ \frac{1}{2} G\tau_1 + \left(\frac{I}{w} \tau_1 - G\tau_2 \right) \left[1 - \frac{\tau_2}{\tau_1} \left(1 - \exp\left(-\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \right) \right] \right\}. \quad (18)$$

Далее происходит медленная релаксация (с характерным временем τ_3) до нуля. Ее аналитическое выражение в заключительной стадии спада совпадает со вторым членом формулы (17).

Следует сказать, что концентрация локальных центров в реальных p - n -переходах достаточно редко бывает столь большой, чтобы описанные выше процессы медленной релаксации имели большую амплитуду. Однако есть еще одна физическая ситуация, когда такие процессы возможны, — случай неоднородных полупроводников, в которых энергетические зоны модулированы потенциалом неоднородностей. При этом роль центров прилипания играют глубокие минимумы этого потенциала. В качестве времени τ_2 здесь выступает время энергетической релаксации, а величина ϵ_i определяется амплитудой неоднородностей и зависит от напряженности электрического поля E .² Оценим вид этой зависимости для конкретной модели.

Часто встречающейся на практике и хорошо разработанной в теории моделью неоднородностей является потенциальный рельеф в легированном сильно компенсированном полупроводнике [5]. По-видимому, именно его наличием объясняются избыточные токи в p - n -переходах на основе твердых растворов полупроводников $A^{III}B^V$ [6]. Рассмотрим в таком полупроводнике флуктуацию концентрации примесей с пространственным размером R . Амплитуда потенциала этой флуктуации имеет порядок $\frac{e^2}{\kappa} \sqrt{NR}$ (κ — диэлектрическая проницаемость),

а связанное с ним электрическое поле $\sim \frac{e}{\kappa} \sqrt{\frac{N}{R}}$. Очевидно, что при наличии внешнего поля E «выживают» и остаются ловушками для электронов лишь те флуктуации, в которых внутренние поля превосходят внешнее, т. е. $R \leq R_{кр} = \frac{e^2 N}{\kappa^2 E^2}$. Так как амплитуда потенциала увеличивается с ростом R , то основную роль будут играть флуктуации с максимально возможным R , т. е. с $R \approx R_{кр}$. Отсюда

$$\epsilon_{i, \text{эфф}} \approx \frac{e^3 N}{\kappa^2 E}. \quad (19)$$

Иначе говоря, энергия активации релаксационных процессов в p - n -переходах из компенсированных полупроводников пропорциональна уровню их легирования и обратно пропорциональна полю в переходе.

Приведенные рассуждения носят приближенный характер. Формула (19) описывает наиболее вероятное значение ϵ_i . На самом деле в полупроводнике имеется целый набор флуктуаций различной амплитуды ϵ_i . Используя метод, изложенный в [5, § 39], можно показать, что их функция распределения $W(\epsilon_i) \sim \exp\left(-c \frac{\epsilon_i}{\epsilon_{i, \text{эфф}}}\right)$ ($c \sim 1$). При этом движение носителей [во многом подчиняется законам дисперсионного транспорта [7]]. В процессе движения по ООЗ электрон постепенно «проваливается» в более редкие, но более глубокие потенциальные ямы, в результате чего энергия активации процесса превосходит $\epsilon_{i, \text{эфф}}$, а его кинетика является резко неэкспоненциальной. Однако, чтобы эти закономерности проявились, ООЗ должна быть очень длинной, или, иными словами, параметр B должен быть экспоненциально велик. В реальных структурах это практически никогда не выполняется. Поэтому подавляющее число электронов за время дрейфа через ООЗ аномально глубоких ям не встретят, и их поведение будет соответствовать установленным в настоящей работе закономерностям с эффективной энергией ионизации уровней, описываемой формулой (19).

В заключение заметим, что в нашем рассмотрении не учитывался ток носителей другого знака (дырок). Его стационарное значение равно $(e/2) Gw$. Если дырки не испытывают прилипания, то на эту величину возрастает малоинерционная компонента фототока. Если же прилипание существует и для дырок (как, например, в полупроводнике с потенциальным рельефом), то релак-

² В принципе, в рассматривавшемся выше случае глубоких уровней ϵ_i также может зависеть от E за счет эффекта Пула—Френкеля.

сация дырочной компоненты тока описывается теми же формулами, что и для j_n , в которых следует положить $I=0$.

Авторы благодарят С. Г. Петросяна за обсуждения работы и Б. И. Шкловского за критические замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Асрян Л. В., Половко Ю. А., Шик А. Я. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 880—885.
- [2] Асрян Л. В., Шик А. Я. — ФТП, 1988, т. 22, в. 4, с. 613—617.
- [3] Goulding F. S. — Nucl. Instr. Meth., 1966, v. 43, N 1, p. 1—54.
- [4] Линейные уравнения математической физики / Под ред. С. Г. Михлина. М., 1964. 368 с.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [6] Вуль А. Я., Кидалов С. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 451—456.
- [7] Arkhipov V. I., Rudenko A. I. — Phil. Mag. B, 1982, v. 45, N 2, p. 177—207.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 4.05.1988
Принята к печати 2.08.1988