

## РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ГЕРМАНИЕВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

Мармур И. Я., Оксман Я. А.

Внутризонное возбуждение носителей заряда ИК излучением в прямо смещенных  $p-n$ -переходах сопровождается возникновением фотоинжекционного тока [1-4]. В [5] изучалось распределение по энергии носителей, инжектированных излучением 10.6 мкм из сильно легированной в слабо легированную область германиевого  $p-n$ -перехода. Оказалось, что при температуре жидкого азота фотоинжекционный ток подчиняется закону Фаулера; это подтверждает ступенчатый характер функции распределения [6]. Более крутая зависимость фототока от напряжения смещения, наблюдавшаяся на границах указанной области, была истолкована как результат участия в инжекции максвеллизированных носителей. Близкие к экспоненциальным зависимости фототока от смещения наблюдались при комнатной температуре для всех барьеров.

В настоящей работе эти исследования продолжены: анализируются зависимости фотоинжекционного тока от частоты модуляции излучения при различных смещениях. Данная методика в отличие от использованной в [5] позволяет оценить вклад инжекционного тока, обусловленного разогревом решетки, в суммарный фотосигнал на разных частотах.

В общем случае можно считать, что рассматриваемая функция распределения имеет вид

$$F(\epsilon) \simeq A e^{-\epsilon/kT_p} + Bq, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — энергия носителей,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_p = T_0 + \Delta T_p$  — неравновесная температура решетки,  $T_0$  — равновесная температура,  $q$  — мощность возбуждающего излучения, поглощаемого свободными носителями,  $A$  и  $B$  — константы. Ток фотоинжекции при этом

$$i_\phi \sim \int_{\varphi_g}^{h\nu} [F(\epsilon) - F_0(\epsilon)] Y(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

где  $F_0(\epsilon) \simeq A e^{-\epsilon/kT_0}$  — равновесная функция распределения,  $Y(\epsilon)$  — вероятность преодоления барьера  $\varphi_g \simeq E_g - u_{cm}$  носителем с энергией  $\epsilon$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $u_{cm}$  — прямое смещение,  $h\nu$  — энергия кванта излучения. Можно считать, что для  $\Delta T_p \ll T_0$   $F(\epsilon) - F_0(\epsilon) \sim e^{-\epsilon/kT_0} \Delta T_p$ . При периодической амплитудной модуляции излучения на частоте  $\omega$   $\Delta T_p \sim 1/\omega$ , если  $1/\tau_p \ll \omega \ll 1/\tau_g$ , где  $\tau_p \simeq 10^{-3} \div 10^{-1}$  с — время установления теплового равновесия в системе диод-среда,  $\tau_g \simeq 10^{-11}$  с — время релаксации носителей по энергии. Соотношение  $\Delta T_p \sim 1/\omega$  следует рассматривать как приближенное, поскольку остывание  $p-n$ -перехода нельзя описать одной постоянной времени. Имея в виду сказанное и принимая, согласно [5, 7],  $Y(\epsilon) \sim (\epsilon - \varphi_g)$ , получаем из (1) и (2)

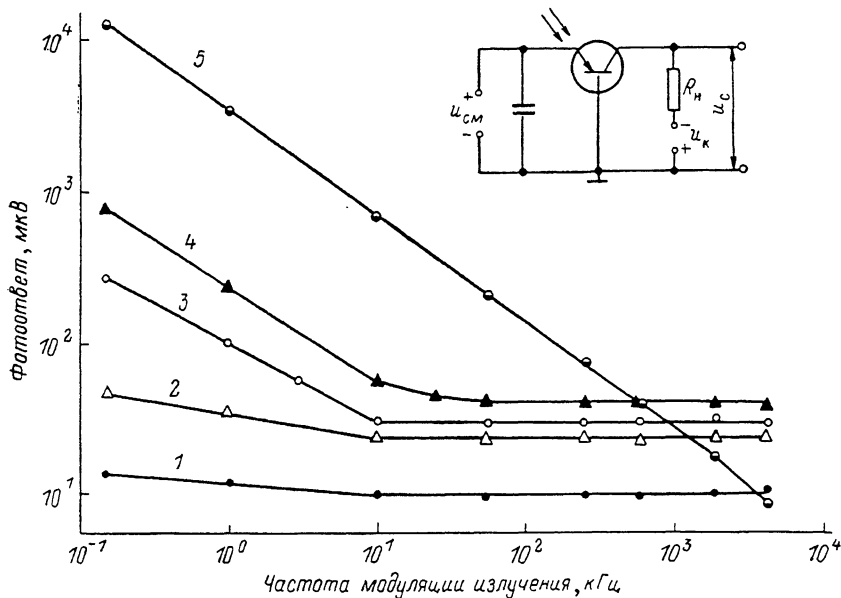
$$i_\phi \simeq \left[ K e^{-\varphi_g/kT_p} \frac{1}{\omega} + L (h\nu - \varphi_g)^2 \right] q, \quad (3)$$

где  $K$  и  $L$  — константы.

Первое слагаемое (3) описывает ток инжекции, обусловленный разогревом  $p-n$ -перехода в целом, и поэтому зависит от частоты; второе — отвечает фаулеровскому току, создаваемому носителями, энергия которых больше тепловой.

Приведенные на рисунке частотные характеристики снимались, как и в [5], в виде зависимостей сигнала на коллекторе биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой при закороченном по переменному току эмиттеру, что позволило менять в широких пределах смещение на последнем.

Регистрируемый при заданном смещении и 77 К фототок, как это следует из графиков, соответствует (3), т. е. содержит наряду с не зависящей от частоты составляющей инерционный компонент, убывающий примерно как  $1/\omega$ . Соотношение между этими составляющими зависит помимо частоты от величины смещения, управляющего высотой барьера  $p-n$ -перехода. При малых смещениях (высокий барьер) инерционная составляющая практически отсутствует, проявляясь с уменьшением барьера на тем больших частотах, чем ниже последний. Это означает, что увеличение смещения приводит к увеличению доли носителей, находящихся в равновесии с решеткой и перебрасываемых через



Зависимость фототока ( $u_c$ ) на коллекторе германиевого биполярного транзистора ГТ308 от частоты модуляции излучения 10.6 мкм, возбуждающего эмиттерный  $p-n$ -переход для различных напряжений смещения.

В правом верхнем углу — схема измерений.  $T, K: 1-4 - 77, 5 - 300$ . Напряжение прямого смещения эмиттера  $u_{см}, В: 1 - 0.56, 2 - 0.6, 3 - 0.64, 4 - 0.65, 5 - 0.26$ . Обратное смещение коллектора  $u_к - 5 В$ . Мощность возбуждающего излучения, мВт: 1, 4 — 100, 2, 3 — 25, 5 — 6. Сопротивление нагрузки коллектора  $R_н, Ом: 1, 5 - 10^3, 2, 3 - 10^2, 4 - 10$ .

барьер в результате повышения температуры. При 300 К, когда из-за изменившихся условий охлаждения  $p-n$ -переход греется излучением до более высокой температуры, чем в ванне из жидкого азота, а носители интенсивно обмениваются энергией с решеткой, не зависящая от частоты составляющая фототока не наблюдается вплоть до  $10^7$  Гц. Это, по-видимому, следует понимать как следствие максвеллизации фотоносителей до того, как они успели преодолеть барьер  $p-n$ -перехода.

Приведенные результаты и данные [5], дополняя друг друга, позволяют считать, что функция распределения неравновесных носителей при комнатной температуре близка к максвелловской. Для 77 К и энергии  $0.5 h\nu \leq \epsilon \leq h\nu$  она описывается постоянной величиной, а при энергиях, соизмеримых с тепловой ( $\epsilon \leq kT_0$ ) или превышающих энергию кванта ( $\epsilon \geq h\nu$ ), может быть аппроксимирована экспонентами. Таким образом, снижение высоты барьера (увеличение прямого смещения) сопровождается качественным изменением фотоинжекционного тока, который из фотонного превращается в тепловой.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Валов П. М., Вейнгер А. И., Рывкин Б. С., Ярошецкий И. Д., Ясиевич И. Н. О токе через  $p-n$ -переход, обусловленном разогревом электронного газа. — ФТП, 1972, т. 6, в. 11, с. 2270—2272.  
 [2] Мармур И. Я., Оксман Я. А. Ток разогретых носителей через  $p-n$ -переход. — ФТП, 1974, т. 8, в. 11, с. 2216—2217.

- [3] Андрианов А. В., Валов П. М., Суханов В. Л., Тучкевич В. В., Шмидт Н. М. Фотоэффект на  $p-n$ -переходе из кремния в условиях внутризонного разогрева носителей светом. — ФТП, 1980, т. 14, в. 5, с. 859—864.
- [4] Ашмонтас С., Ширмулис Э., Стонис С. Исследование фотоэдс, возникающей на  $p-n$ -переходе германия при освещении его импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера. — Лит. физ. сб., 1984, т. 24, № 3, с. 76—78.
- [5] Мармур И. Я., Оксман Я. А. Внутренняя фотоэмиссия в электронно-дырочных переходах. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 486—489.
- [6] Комолов В. Л., Ясевич И. Н. Функция распределения электронов, разогретых светом, при взаимодействии с оптическими фононами. — ФТП, 1974, т. 8, в. 6, с. 1125—1133.
- [7] Elabd H., Kosonocky W. F. — RCA Rev., 1982, v. 43, N 4, p. 569—589.

Получено 9.07.1987  
 Принято к печати 21.08.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

## ДВУХУЗЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ БИПОЛЯРОНА МАЛОГО РАДИУСА

Петухов А. Г.

В последнее время большое внимание привлечено к исследованию биполярона в различных материалах [1-3]. В 1975 г. Андерсон [4] для объяснения отсутствия сигнала ЭПР в халькогенидных стеклах предложил использовать модель биполярона малого радиуса. Согласно Андерсону [4], образование биполярона происходит при выполнении неравенства  $U < 2W$ , где  $U$  — хаббардовская энергия отталкивания электронов на дефекте,  $W$  — локальный поляронный сдвиг. Эта оценка, однако, получена без учета эффектов туннелирования электронов между локализованными состояниями. Поэтому представляет интерес проанализировать условия образования биполярона в рамках учитывающей туннелирование двухузельной модели, обобщив известную двухузельную модель полярона [5]. Далее будет показано, что двухузельная модель биполярона допускает точный анализ поведения адиабатических термов при  $T=0$ .

В модели Холстейна [5] предполагается, что электрон, локализованный на  $i$ -м узле, линейно связан с локальной решеточной модой  $u_i$  ( $i=1, 2$ ). Гамильтониан задачи  $H_{\text{tot}}$  можно представить в виде  $H_{\text{tot}}=H_0+H$ , где  $H_0$  не содержит электронных операторов и описывает смещенный гармонический осциллятор, соответствующий симметричной деформации  $Q=1/2(u_1+u_2)$ , а оператор  $H$  учитывает взаимодействие электронов с асимметричной деформацией  $Q=u_1-u_2$  [5]. С учетом членов, описывающих локальные многоэлектронные эффекты [4],

$$H = \frac{P^2}{2\mu} + \frac{1}{2}\mu\omega^2 Q^2 - \frac{1}{2}\lambda Q \sum_{\sigma} (n_{1\sigma} - n_{2\sigma}) + V \sum_{i \neq j, \sigma} a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + C \sum_{i \neq j, \sigma, \sigma'} n_{i\sigma} n_{j\sigma'} \quad (1)$$

где  $i=1, 2$ ;  $n_{i\sigma} = a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma}$  — число заполнения  $i$ -го одноэлектронного состояния со спином  $\sigma$ ;  $a_{i\sigma}^+$  и  $a_{i\sigma}$  — соответствующие операторы рождения и уничтожения;  $P$  — импульс, сопряженный с координатой  $Q$ ;  $\omega$  — частота локального фоновая;  $\mu$  — приведенная масса;  $\lambda$  — деформационный потенциал;  $V$  — интеграл туннелирования между локализованными состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ ;  $U$  — внутрицентровая хаббардовская энергия;  $C$  — межцентровый кулоновский интеграл.

Очевидно, что биполярному соответствует значение  $N = \sum_{i\sigma} n_{i\sigma} = 2$  (для  $N=1, 3$  задача сводится к двухузельной модели электронного или дырочного полярона). Частичная диагонализация гамильтониана (1) для  $N=2$  проводится так же, как