

УДК 621.315.592

## ЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

*Е. В. Берегулин, С. Д. Ганичев, К. Ю. Глух,  
Ю. Б. Лянда-Геллер, И. Д. Ярошецкий*

Обнаружен линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) в субмиллиметровой области спектра в  $p$ -GaAs. Установлено, что в этом диапазоне поглощение света и ЛФГЭ связаны с непрямыми оптическими переходами с участием фононов. Рассмотрены сдвиговые и баллистические механизмы ЛФГЭ, связанные с поглощением света при не прямых оптических переходах. Показано, что в этом случае возникает анизотропное распределение неравновесных носителей по импульсу. Вычислен сдвиговой ток, обусловленный смещением дырок в реальном пространстве при не прямых переходах.

В последние годы широко исследуется линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ), возникающий в однородных кристаллах при равномерном освещении и обусловленный анизотропией процессов фотовозбуждения, рассеяния и рекомбинации в кристаллах без центра инверсии. В кристаллах симметрии  $T_d$  ЛФГЭ описывается феноменологической формулой

$$j_a = I \chi | \delta_{\alpha\beta\gamma} | e_\beta e_\gamma, \quad (1)$$

где  $I$  — интенсивность света,  $e$  — вектор поляризации,  $\delta_{\alpha\beta\gamma}$  — единичный антисимметричный тензор. До сих пор этот эффект изучался при возбуждении светом видимого и ИК диапазонов [1-5].

Настоящая работа посвящена обнаружению и исследованию ЛФГЭ в субмиллиметровой (СБММ) области спектра. Исследования фототока проводились в  $p$ -GaAs.

Поглощение света на свободных носителях в полупроводниках с вырожденной валентной зоной обусловлено прямыми междозонными переходами и непрямыми переходами с участием фононов и примесей. Оба типа фотовозбуждения могут приводить к возникновению линейного фотогальванического тока, обусловленного сдвиговым [6, 7] и баллистическим [4, 8] механизмами.

В исследованном ранее случае [3, 4] возбуждения  $p$ -GaAs излучением  $\text{CO}_2$  лазера с длиной волны  $\lambda = 10.6$  мкм при  $T > 200$  К поглощение света определяется прямыми переходами между подзонами тяжелых и легких дырок.

При этом сдвиговой ток связан со смещением дырок в реальном пространстве в результате прямых оптических переходов или рассеяния на фононах фотовозбужденных носителей, анизотропно распределенных по импульсу. Баллистический ток обусловлен появлением у носителей направленной скорости как при прямых оптических переходах, сопровождаемых поглощением или испусканием одного фонона [4, 8], так и при двухфононной релаксации анизотропного распределения носителей.

При переходе в субмиллиметровый диапазон длин волн возникает новая ситуация, так как существенно возрастает коэффициент поглощения света на не прямых переходах и изменяется соотношение вкладов фононного и примесного механизмов в рассеяние фотоносителей.

# 1. Наблюдение ЛФГЭ в СВММ области спектра

Исследование ЛФГЭ проводилось в *p*-GaAs (Zn) с концентрацией примесей  $5 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в диапазоне температур 200—500 К. Источником линейно-поляризованного излучения служил импульсный лазер на  $\text{NH}_3$  с оптической накачкой [9, 10]. Длина волны излучения составляла 90.55 мкм, длительность импульса 40 нс. Образцы вырезались в форме узкой пластины, на торцах которой по направлению  $(1\bar{1}0)$  располагались два омических контакта. Излучение падало нормально к поверхности образца по направлению  $(1\bar{1}0)$ . При этом наблюдался сигнал, повторявший форму лазерного импульса и линейно зависевший от интенсивности света в области  $I < 100 \text{ кВт/см}^2$ . Наблюдавшаяся ЭДС при вращении плоскости поляризации относительно направления  $(1\bar{1}0)$  зависела от угла  $\theta$  между вектором поляризации и направлением  $(1\bar{1}0)$  как  $\sin 2\theta$  (рис. 1, а). Пово-

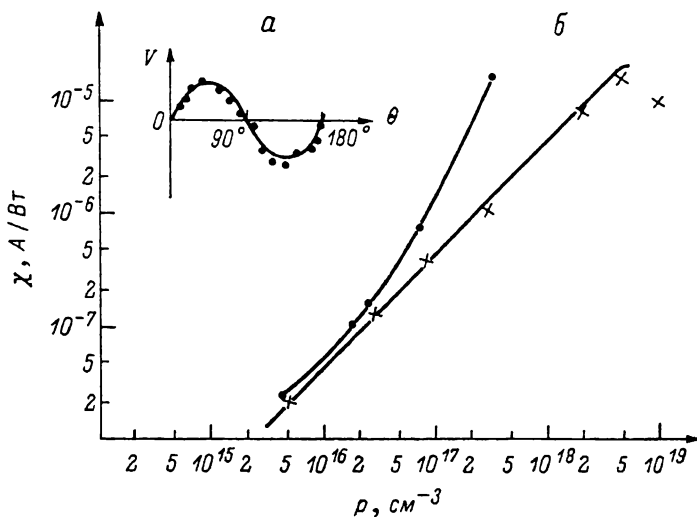


Рис. 1.

а — зависимость сигнала ФГЭ в *p*-GaAs на  $\lambda = 90.55 \text{ мкм}$  при  $T = 300 \text{ К}$  от угла  $\theta$ . б — зависимость константы ФГЭ  $\chi$  от концентрации дырок в *p*-GaAs,  $T = 300 \text{ К}$ . Кружки —  $\lambda = 90.55 \text{ мкм}$ , крестики —  $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$  [4].

рот образца вокруг оси  $(1\bar{1}0)$  на  $180^\circ$  при неизменном направлении распространения света приводил к изменению полярности сигнала. Таким образом, фототок вел себя в соответствии с феноменологическим выражением (1). Величина  $\chi$ , определяющая ток (1), связана с наблюдавшейся в эксперименте величиной ЭДС  $V$  следующим образом

$$\chi = Vsh \frac{Kd(1 - R \exp(-Kd))}{[1 - \exp(-Kd)](1 - R)I} \frac{1}{\sin 2\theta}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — проводимость,  $d$  — толщина образца,  $h$  — его ширина,  $I$  — интенсивность падающего на образец света,  $R$  — коэффициент отражения,  $K$  — полный коэффициент поглощения.

## 2. Поглощение света в *p*-GaAs

Поглощение излучения субмиллиметрового диапазона длин волн при температуре  $T > 200 \text{ К}$ , когда примеси ионизованы, может определяться либо прямыми, либо непрямыми оптическими переходами. С уменьшением энергии фотона коэффициент поглощения света при прямых переходах падает (при  $T = 300 \text{ К}$  коэффициент поглощения на  $\lambda = 90.55 \text{ мкм}$  примерно в 4 раза меньше [7, 11], чем на  $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ ), а коэффициент поглощения при не прямых переходах растет. Поэтому поглощение на не прямых пере-

ходах может играть существенную роль. В полупроводниках с вырожденной валентной зоной эти переходы происходят с участием фононов или примесей как в пределах одной подзоны, так и между подзонами.

Выражение для коэффициента поглощения света в результате непрямых оптических переходов  $K_{\text{непр}}$  в полупроводниках с простой зоной приведено в [12]. Учет структуры вырожденной валентной зоны приводит к его изменению. В случае, когда поглощение происходит с участием LO-фонона, а начальное, промежуточное и конечное состояния находятся в подзоне тяжелых дырок, это выражение имеет вид

$$K = \frac{2}{3\pi} \frac{\epsilon^2}{\hbar c n_{\omega}} \frac{p (2\pi\hbar^2)^{3/2}}{(m_1^{3/2} + m_2^{3/2})} \left(1 - \exp\left[-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right]\right) \frac{\Omega}{\omega} \frac{\epsilon^2 m_1}{\hbar^2 \epsilon^*} \frac{(\hbar\omega)^{-2}}{(k_B T)^{1/2}} \times \\ \times [\hbar(\omega + \Omega) \exp[\hbar(\omega + \Omega)/2k_B T] K_1(\hbar(\omega + \Omega)/2k_B T) + \\ + \hbar|\omega - \Omega| \exp[\hbar|\omega - \Omega|/2k_B T] K_1(\hbar|\omega - \Omega|/2k_B T)]. \quad (3)$$

Здесь  $\omega$  — частота возбуждающего света,  $\Omega$  — частота оптического фонона,  $\epsilon^{-1} = \epsilon_0^{-1} - \epsilon_{\infty}^{-1}$ ,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_{\infty}$  — соответственно статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости,  $n_{\omega}$  — коэффициент преломления на частоте  $\omega$ ,  $m_1$  — масса тяжелых,  $m_2$  — масса легких дырок,  $K_1$  — функция Макдональда.

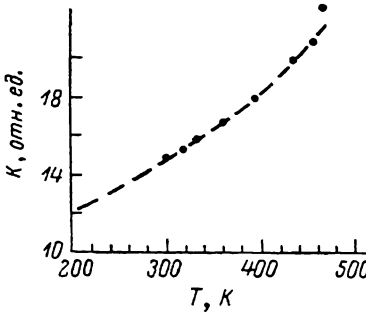


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения в  $p$ -GaAs ( $\lambda=90.55$  мкм) с  $p=5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  от температуры. Кружки — эксперимент, штрихи — расчет по формуле (3) с учетом поглощения на решетке.

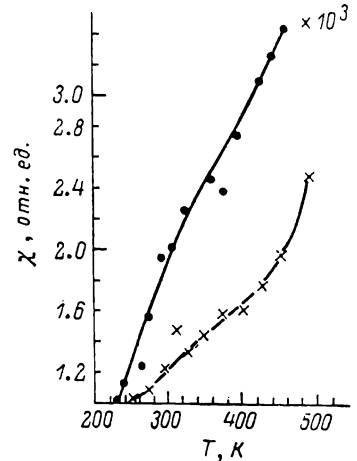


Рис. 3. Зависимость константы ФГЭ  $\chi$  от температуры в  $p$ -GaAs,  $\lambda=90.55$  мкм. Кружки —  $p=5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ , крестики —  $p=3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

Кроме процессов, происходящих внутри тяжелой подзоны, ощутимый вклад в поглощение вносят и непрямые переходы с участием состояний в подзоне легких дырок. Однако и без их учета при  $\lambda=90.55$  мкм и  $T=300$  К величина, определяемая формулой (3), в 1.5 раза больше коэффициента поглощения при прямых переходах.

Необходимо отметить, что величины вкладов в коэффициент поглощения света прямых переходов и непрямых переходов с участием фононов имеют противоположную температурную зависимость — рост температуры при  $T > 200$  К приводит к возрастанию поглощения на непрямых переходах и к уменьшению поглощения на прямых переходах.

Экспериментально исследовалось пропускание образцов  $p$ -GaAs с концентрацией свободных носителей  $5 \cdot 10^{15} - 7 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  в диапазоне температур 300—500 К. Полученные величины коэффициента поглощения при  $T=300$  К и  $\lambda=90.55$  мкм описываются следующей зависимостью от концентрации носителей:

$$K = S_{\text{нр}} p + K_{\text{р}}, \quad (4)$$

где  $S_{\text{нр}} = 2 \cdot 10^{-15}$  см $^2$  — сечение внутризонного поглощения света,  $K_{\text{р}} \cong \cong 5$  см $^{-1}$  — коэффициент поглощения на колебаниях решетки.

Температурная зависимость коэффициента поглощения показана на рис. 2. Возрастание коэффициента поглощения с температурой свидетельствует, что поглощение определяется непрямymi переходами. Линейный рост поглощения с концентрацией наряду с его температурной зависимостью (рис. 2) говорит о том, что поглощение происходит с участием полярных оптических фононов, а ионизованные примеси в нем не участвуют. Коэффициент поглощения при прямых переходах, согласно [7], для  $T = 300$  К и  $\lambda = 90.55$  мкм равен  $2 \cdot 10^{-16}$  р, что составляет 10 % от экспериментально наблюдаемого. При более высоких температурах вклад прямых переходов в поглощение еще меньше.

### 3. Механизмы возникновения фотогоальванического эффекта в субмиллиметровой области спектра

Рассмотрим сначала, что происходит со вкладами в ЛФГЭ, связанными с поглощением света при прямых оптических переходах. Уменьшение энергии кванта приводит к понижению энергий начального и конечного состояний носителей, участвующих в поглощении. В СБММ диапазоне они оказываются меньше энергии оптического фонона. В результате исчезают вклады в ток, связанные с появлением асимметрии распределения носителей в импульсном или их сдвигом в реальном пространстве при испускании фонона. Отсутствие этих вкладов приводит к изменению температурной зависимости ЛФГЭ, связанного с поглощением света при прямых переходах. В этих условиях она практически совпадает с температурной зависимостью коэффициента поглощения, и соответственно рост температуры приводит к уменьшению величины фотогоальванического тока.

В субмиллиметровой области спектра наряду с указанными механизмами ЛФГЭ возможны механизмы, связанные с фотовозбуждением при непрямых переходах. Во-первых, это сдвиговый ток, обусловленный смещением центра тяжести волнового пакета дырок при непрямом оптическом переходе с участием фонона. Этот ток, пропорциональный первой степени концентрации носителей, рассматривается в Приложении. Во-вторых, это сдвиговые токи, обусловленные релаксацией анизотропного распределения носителей по импульсу, которое возникает и для непрямых переходов. В частности, в результате оптических переходов с поглощением  $LO$ -фонона с начальным, промежуточным и конечным состояниями в подзоне тяжелых дырок появляется анизотропная компонента функции распределения носителей по импульсу, пропорциональная  $o_x o_y$ ,

$$\delta f_{1k}^+ = -\frac{KI}{\hbar\omega} \tau_{1k} \eta_{\text{непр}} o_x o_y e^e x''_y, \quad (5)$$

где степень ориентации  $\eta_{\text{непр}}$  определяется формулой

$$\eta_{\text{непр}} = 6 \left[ \frac{D_0(\varphi)}{2} t - \frac{3}{5} D_3(\varphi) - \frac{7}{5} D_1(\varphi) + \frac{D_2(\varphi)}{2} (t + t^{-1}) + \frac{t^{-1}}{2} \left( \frac{18}{35} D_4(\varphi) + \frac{2}{7} D_2(\varphi) + \frac{D_0(\varphi)}{5} \right) \right], \quad (6)$$

$$\varphi = \frac{2k^2 + 2m_1(\Omega + \omega)/\hbar}{2k\sqrt{2m_1(\Omega + \omega)/\hbar}}, \quad t = \frac{k}{\sqrt{k^2 + 2m_1(\Omega + \omega)/\hbar}},$$

$k$  — волновой вектор дырок,  $D_i$  — функция Лежандра второго рода.

Величина  $\eta_{\text{непр}}$  для  $\lambda = 90.55$  мкм в 2—3 раза меньше степени ориентации  $\eta_{\text{пр}}$ , соответствующей анизотропному распределению дырок [7], возникающему при прямых оптических переходах ( $\eta_{\text{пр}} = -3$  и в отличие от  $\eta_{\text{непр}}$  не зависит от волнового вектора). Однако поскольку поглощение света в результате непрямых переходов преобладает, то и фототок, связанный с соответствующей анизотропией распределения, может превосходить

ток, обусловленный анизотропией фотовозбуждения при прямых переходах. Подчеркнем, что функция распределения носителей (5) четна по волновому вектору и потому непосредственно не обуславливает направленной скорости носителей. Однако в результате смещения дырок, описываемых функцией распределения (5), в реальном пространстве при рассеянии на фононах или примесях возникает сдвиговый фототок. Его зависимость от концентрации носителей связана как с тем, какой из механизмов рассеяния приводит к большему сдвигу, так и с тем, какой из механизмов рассеяния определяет эффективное время релаксации анизотропного распределения (5). Если и сдвиг, и время релаксации определяются одним и тем же механизмом рассеяния, то зависимость тока от концентрации носителей линейна. Если сдвиг связан с рассеянием на фононах, а время релаксации с рассеянием на ионизованных примесях, то ток от концентрации носителей не зависит. В случае, когда время релаксации определяется фононами, а сдвиг примесями, зависимость тока от концентрации носителей квадратична.

С анизотропией распределения носителей по импульсу, возникающей при непрямых переходах, связаны и баллистические вклады в ток. Однократное рассеяние фотовозбужденных дырок, приводящее к сдвиговому току, не приводит к появлению направленной скорости. Ее возникновение связано с интерференцией процессов, в которых участвуют фононы, примеси, или фононы и примеси одновременно.

В зависимости от механизма появления средней скорости баллистические вклады по-разному зависят от концентрации носителей. В частности, если время релаксации определяется взаимодействием с  $LO$ -фононами, то ток, связанный с интерференцией фононных процессов, линейен по концентрации, а ток, обусловленный процессами с участием фононов и ионизованных примесей, квадратичен. Баллистический вклад может возникать и в результате интерференции различных процессов перехода с участием фотона и двух фононов [13].

Рассмотрим наблюдаемые закономерности ЛФГЭ. На рис. 1, б представлена зависимость константы  $\chi$  от концентрации носителей. На этом же рисунке приведена аналогичная зависимость для случая возбуждения светом с  $\lambda=10.6$  мкм [4]. Видно, что для обоих случаев в области концентраций  $5 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$   $\chi$  линейно зависит от  $p$ , а абсолютные величины  $\chi$  в области 10.6 и 90.55 мкм близки. При концентрации  $p > 3 \times 10^{16}$  см $^{-3}$  в случае  $\lambda=10.6$  мкм  $\chi$  по-прежнему линейна по  $p$ , а в случае  $\lambda=90.55$  мкм зависимость становится более сильной и переходит в квадратичную. Проведенные исследования ЛФГЭ показали рост тока с температурой (рис. 3). Это исключает возможность того, что фототок в основном связан с поглощением света при прямых оптических переходах. Дело в том, что при изменении температуры от 200 до 500 К наблюдаемый ток растет  $\sim$  в 3 раза, а ток, обусловленный поглощением на прямых переходах, должен  $\sim$  в 6 раз уменьшиться.

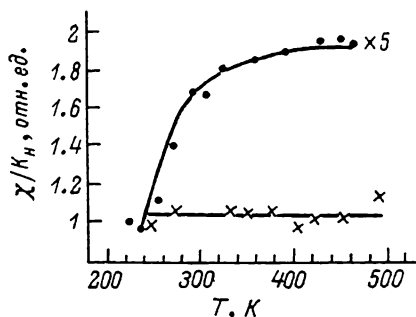
Проанализируем экспериментальные данные при малых концентрациях, когда фототок линейно зависит от концентрации носителей. В этом случае ЛФГЭ, как это следует из температурной зависимости, определяется механизмами, связанными с поглощением при непрямых оптических переходах. При этом линейной зависимости тока от концентрации отвечают механизмы, в которых как релаксация носителей, так и появление средней скорости или среднего сдвига носителей определяются рассеянием на оптических фононах. При этом фототок обусловлен асимметрией электрон-фотонного или электрон-фононного взаимодействия. Как показывает эксперимент, эффективность процессов, приводящих к асимметрии, с ростом температуры увеличивается (рис. 4, а). На этом рисунке приведена зависимость величины  $\chi$ , нормированной на коэффициент поглощения при непрямых переходах, от температуры образца. Нормировка выполнена с целью исключения температурной зависимости коэффициента поглощения и выявления того, в какой мере зависят от температуры процессы, ответственные за появление тока.

Рассмотрим теперь случай больших концентраций  $p > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , когда зависимость фототока от концентрации меняется с линейной на квадратичную. В этом случае, как и прежде, ток связан с поглощением при не прямых оптических переходах с участием фононов. Эффективность процессов, отвечающих за появление тока, практически не зависит от температуры (рис. 4, б). Квадратичная зависимость от концентрации указывает на то, что реализуется случай, когда время релаксации неравновесных дырок определяется рассеянием на оптических фононах, а сдвиг или возникновение средней скорости носителей связаны с рассеянием на ионизованных примесях.

Таким образом, в субмиллиметровой области спектра качественные зависимости указывают на то, что ЛФГЭ связан с поглощением света при не прямых оптических переходах с участием фононов и на его формирование существенное влияние оказывают примесные центры.

Рис. 4. Зависимость константы ФГЭ, нормированной на коэффициент поглощения при не прямых переходах  $\chi/K_{\text{непр}}$  в  $p$ -GaAs ( $\lambda=90.55 \text{ мкм}$ ), от температуры.

Кружки —  $p=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , крестики —  $p=3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .



Расчет этого тока, обусловленного различными механизмами, необычайно громоздок и выходит за рамки данной работы. Выполненный расчет сдвигового вклада при не прямых оптических переходах показал, что его величина на  $\lambda=90.55 \text{ мкм}$  при  $T=300 \text{ К}$   $\sim$  в 80 раз больше наблюдаемой величины ЛФГЭ. Можно предположить, что, как и в случае  $\lambda=10.6 \text{ мкм}$  [7], вклады в ток сравнимы по величине и имеют различные знаки. Поэтому суммарный эффект по величине меньше каждого из вкладов.

Отметим, что в экспериментальных зависимостях на  $\lambda=90.55 \text{ мкм}$  не проявляется ЛФГЭ, обусловленный поглощением света при прямых переходах. Расчет двух вкладов, обусловленных асимметрией взаимодействия дырок с фононами, баллистического и сдвигового, при использовании формул, полученных в [7, 8], дает величину тока для  $\lambda=90.55 \text{ мкм}$  и  $T=300 \text{ К}$  в 1.5 раза меньше экспериментальной. По-видимому, вклады, связанные с асимметрией взаимодействия дырок с фотонами, еще более уменьшают величину тока.

В заключение отметим, что при переходе к низким температурам  $T=78 \text{ К}$ , когда в  $p$ -GaAs происходит вымораживание носителей на примесь, наблюдается изменение полярности ЛФГЭ.

В  $n$ -GaAs, так же как и при возбуждении светом с  $\lambda=10.6 \text{ мкм}$  [14], в области  $p 5 \cdot 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  наблюдается сигнал, не зависящий от угла  $\theta$  и не связанный с ЛФГЭ. Наблюдение ЛФГЭ в  $n$ -GaAs на  $\lambda=90.55 \text{ мкм}$  при более сильном легировании затруднительно ввиду сильного плазменного отражения излучения.

## П Р И Л О Ж Е Н И Е

Вычислим фототок, обусловленный смещением носителей в реальном пространстве при не прямых оптических переходах.

Используя, как и в [6], теорию возмущений, можно показать, что сдвиг  $R_{l'k'l'k}$ -центра тяжести волнового пакета дырок при не прямом переходе из состояния  $lk$  в состояние  $l'k'$  определяется формулой

$$R_{l'k'l'k} = -(\nabla_{\mathbf{k}} + \nabla_{\mathbf{k}'}) \Phi_{l'k'l'k} + \Omega_{l'k'} - \Omega_{lk}, \quad (\text{II, 1})$$

где  $\Omega_{lk}$  — диагональная по волновому вектору часть матричного элемента координаты,  $\Phi_{l'k'l k}$  — фаза составного матричного элемента  $M_{l'k'l k}$ , который для переходов в пределах подзоны тяжелых дырок имеет вид

$$M_{l'k'l k} = \frac{eA_{\omega}}{c} \left[ \frac{e\hat{v}_{l'k'l k'} \hat{D}_{l'k'l k}}{E_{l'k'} - E_{l k} - \hbar\Omega} + \frac{\hat{D}_{l'k'l k} e\hat{v}_{l k l k}}{-\hbar\omega} \right]. \quad (\text{II}, 2)$$

Здесь  $A_{\omega}$  — амплитуда вектор-потенциала световой волны,  $e$  — вектор поляризации,  $\hat{v}$  — оператор скорости,  $\hat{D}$  — оператор взаимодействия дырок с фононами с учетом полярного и деформационного механизма рассеяния, определяемый формулой (10) работы [7]. В результате сдвига (II, 1) возникает фототок

$$j = e \sum_{l k, l' k'} W_{l'k'l k} R_{l'k'l k}, \quad (\text{II}, 3)$$

где  $W_{l'k'l k}$  — вероятность перехода  $l k \rightarrow l' k'$

Для вклада в ток, связанного с переходами в пределах ветви тяжелых дырок, после суммирования по вырожденным состояниям и усреднения по телесным углам  $\theta$  и  $\theta'$  векторов  $k$  и  $k'$ , получим

$$j = Ie \frac{d_0}{\sqrt{3}} \frac{e^2 \Omega N_{\Omega}}{c \varepsilon^*} \frac{\hbar e^2 m_1 (\Omega + \omega)}{c n_{\omega} (\hbar\omega)^4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} k^2 dk k'^2 dk' f_{l k} \delta \times \\ \times (E_{l k} - E_{l' k'} - \hbar\omega - \hbar\Omega) (26D_4(\varphi) + 65D_2(\varphi) + 21D_0(\varphi)) / 245. \quad (\text{II}, 4)$$

Интегрирование по модулю волновых векторов дает величину  $\chi = 4.5 \times 10^{-22} \text{ А} \times \text{см}^3 / \text{Вт}$ . Вклад, связанный с другими непрямыми переходами, сравним с рассчитанным.

Авторы благодарят Е. Л. Ивченко и Г. Е. Пикуса за полезное обсуждение.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. Фотогальванические эффекты в полупроводниках. В сб.: Проблемы современной физики (к 100-летию со дня рождения А. Ф. Иоффе). Л.: Наука, 1980, с. 275—293.
- [2] Белиничер В. И., Стурман Б. И. УФН, 1980, т. 130, № 3, с. 415—458.
- [3] Андрианов А. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 532—535.
- [4] Андрианов А. В., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я., Ярошецкий И. Д. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 6 (10), с. 2080—2094.
- [5] Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я. В сб.: Оптика и спектроскопия полупроводников и диэлектриков. Тбилиси, 1986, с. 209—215.
- [6] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 2, с. 649—661.
- [7] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я. ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3362—3368.
- [8] Лянда-Геллер Ю. Б., Расулов Р. Я. ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 945—951; Ю. Б. Лянда-Геллер. ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 952—955.
- [9] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Ярошецкий И. Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 10, с. 479—481.
- [10] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ярошецкий И. Д. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 7, с. 297—299.
- [11] Ребане Ю. Т. ФТП, 1980, т. 14, № 2, с. 289—294.
- [12] Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 616 с.
- [13] Белиничер В. И. ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 2, с. 640—652.
- [14] Андрианов А. В. Автореф. канд. дис., Л., ФТИ АН СССР, 1983. 150 с.

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

Поступило в Редакцию  
9 сентября 1987 г.