

УДК 537.533

## ЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В $p$ -GaAs В КЛАССИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ЧАСТОТ

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

Обнаружен линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) в классической и переходной области частот возбуждающего излучения ( $\lambda=90\div 385$  мкм). Показано, что фототок и коэффициент поглощения света не зависят от длины волны. Исследованы концентрационная и температурная зависимости фототока, проанализированы его механизмы. Возникновение ЛФГЭ в классической области эквивалентно появлению квадратичной электропроводности нецентросимметричных кристаллов в постоянном электрическом поле.

Линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) в кристаллах без центра инверсии широко изучался в квантовой области частот возбуждающего света  $\hbar\omega \gg kT$ ,  $\omega\tau \gg 1$  ( $\tau$  — время релаксации импульса носителей).

В настоящей работе сообщается об обнаружении и исследовании ЛФГЭ в классической области частот, где справедливы обычные неравенства, и в переходной области частот. Возникновение ФГЭ в классической области практически эквивалентно появлению квадратичной электропроводности нецентросимметричных кристаллов в постоянном электрическом поле.

Исследования проводились в кристаллах  $p$ -GaAs с концентрацией примесей (Zn)  $5 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  в диапазоне температур 300—500 К. Образцы вырезались в форме пластины, на торцах которой по направлению  $[1\bar{1}0]$  располагались два омических контакта. Излучение падало вдоль направления  $[110]$  нормально к поверхности образца. Использовалось линейно-поляризованное излучение импульсного  $\text{NH}_3$  ( $\text{D}_2\text{O}$ ) лазера с оптической накачкой [1] с частотами  $\omega_1=2.0 \cdot 10^{13}$ ,  $\omega_2=1.2 \cdot 10^{13}$ ,  $\omega_3=0.47 \cdot 10^{13}$  с $^{-1}$  (длины волн  $\lambda=90.55$ , 152, 385 мкм).

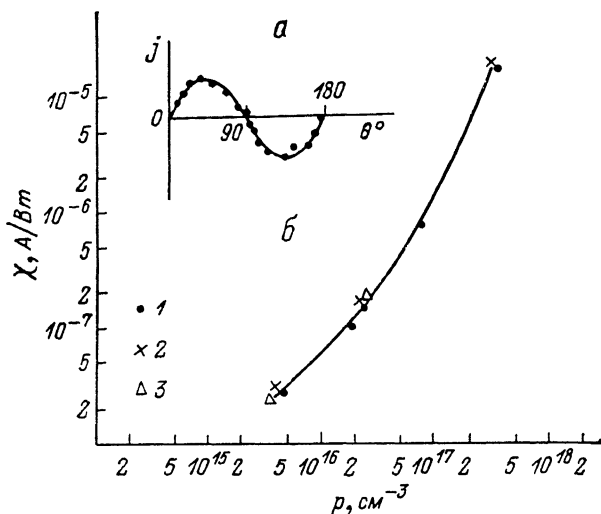
Наблюдаемый фототок зависел от угла  $\theta$  между вектором поляризации  $e$  и направлением  $[1\bar{1}0]$  как  $\sin 2\theta$  и менял знак при повороте образца вокруг оси  $[1\bar{1}0]$  на  $180^\circ$ , что соответствует феноменологической формуле, описывающей ЛФГЭ в кристаллах симметрии  $T_d$

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

где  $I$  — интенсивность световой волны,  $\chi$  — единственная линейно-независимая компонента фотогальванического тензора,  $\delta_{\alpha\beta\gamma}$  — единичный антисимметричный тензор.

Измерения показали, что константа  $\chi$  практически не зависит от длины волны в диапазоне 90—400 мкм и возрастает при повышении температуры. Концентрационная зависимость  $\chi$  (см. рисунок) состоит из линейного (при  $p < 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ) и квадратичного (при  $p > 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ) участков, изменение длины волны не меняет ее характера. Не зависит от длины волны и коэффициент поглощения света  $K$ . При 300 К его величина составляет  $2 \cdot 10^{-15}$  р см $^{-1}$ , рост температуры приводит к ее увеличению.

В [2] нами было показано, что на частоте  $\omega_1 = 2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  основным механизмом, ответственным за поглощение света и формирование фототока, является поглощение на свободных носителях с участием  $LO$  фононов. Характер температурной и концентрационной зависимостей коэффициента поглощения и тока ЛФГЭ сохраняется и для других исследованных частот, что свидетельствует о том, что во всем рассматриваемом диапазоне фототок связан с диссипацией энергии электромагнитной волны при поглощении  $LO$  фононов свободными носителями. В этом случае легко объясняется тот факт, что величина эффекта практически не зависит от частоты света и не меняет концентрационной зависимости. Если рассмотреть вопрос с классической точки зрения, то в области частот, где выполнены неравенства  $\hbar\omega \ll kT$ ,  $\omega\tau \ll 1$  (уже на частоте  $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3$  величины параметров  $\hbar\omega/kT = 0.55$ ,  $\omega\tau = 0.47$ ), как коэффициент поглощения света, так и вероятность рассеяния дырок, определяющие величину



Зависимость фототока от угла  $\theta$  между вектором поляризации света и направлением  $[110]$  (а). Концентрационная зависимость константы  $\chi$  (б) для  $\lambda = 90.55$  (1),  $152$  (2) и  $385 \mu\text{м}$  (3).

фототока, не зависят от частоты света. Отсутствие частотной зависимости  $\chi$  легко понять и с квантовой точки зрения, так как ЛФГЭ в случае любого из механизмов его формирования определяется величиной энергий и волновых векторов начального и конечного состояний носителей, участвующих в акте поглощения света. В исследуемом частотном диапазоне эти величины практически не зависят от длины волны, так как квант излучения много меньше энергий оптического фонона и начального состояния оптического перехода.

Кратко обсудим микроскопические механизмы возникновения эффекта. Существуют два вклада в ЛФГЭ — баллистический, связанный с направленной скоростью носителей, и сдвиговой, связанный с их смещением в реальном пространстве [3]. Баллистический ток в классической области частот [4] обусловлен несферичностью распределения электронов по импульсам под действием электрического поля световой волны и асимметрией их последующего рассеяния. В квантовой области баллистический ток связан, во-первых, с асимметрией актов поглощения света при соударении электронов с рассеивателями и с индуцированной светом асимметрией процессов рассеяния (эти квантовые переходы составляют замкнутый цикл), а во-вторых, с асимметрией рассеяния носителей, анизотропно распределенных после акта поглощения света. Расчет [4] баллистического вклада для квантовой и классической областей приводит к одному и тому же результату в промежуточном случае.

Сдвиговой вклад в ток при  $\hbar\omega > kT$  связан со смещением электронов в акте поглощения света и с их смещением при последующем рассеянии.

В классической области частот фототок, обусловленный смещением носителей в реальном пространстве, определяется тремя компонентами. Во-первых, к появлению тока приводит сдвиг при рассеянии носителей, несферически распределенных под действием электрического поля световой волны. Во-вторых, с этим же сдвигом при рассеянии связано изменение энергии носителя в электрическом поле, что в конечном счете приводит к асимметрии функции распределения носителей, аналогичной рассмотренной в [5]. В-третьих, при изменении электрического поля электрон приобретает добавочную скорость, что также приводит к его смещению в реальном пространстве. Рассеяние носителей и их движение в электрическом поле при классическом способе рассмотрения составляет замкнутый цикл подобно тому, как в квантовом случае замкнут цикл переходов с участием рассеивателей и фотонов. В промежуточной области частот возможны как классический, так и квантовый подходы.

Для оценки величины тока в классическом пределе  $\omega\tau \ll 1$  можно использовать формулу для эффекта квадратичной электропроводности [6]

$$|j| = \pm E \frac{eEa_0}{kT}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — проводимость; величина  $a_0$  имеет физический смысл среднего смещения носителей для сдвиговых механизмов или длины, на которой носители теряют направленную скорость, обусловленную асимметрией элементарных электронных процессов, для баллистических механизмов.

В области концентраций дырок  $p < 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  формирование тока связано с рассеянием на оптических фононах, что приводит к линейной зависимости тока от  $p$  [2]. Величина  $a_0$ , определенная из эксперимента согласно (2), составляет  $3 \cdot 10^{-11}$  см. Согласно [6], порядок величины  $a_0$  в данном случае определяется отношением констант деформационного и полярного механизмов взаимодействия носителей с  $LO$  фононами  $d_0/C = 4.6 \cdot 10^{-8}$  см. Различие между этой оценкой и экспериментальным значением свидетельствует о том, что различные вклады в ток ЛФГЭ в  $p$ -GaAs в классической области частот в значительной мере компенсируются. Сильная компенсация вкладов имеет место и в случае  $\hbar\omega > kT$  [7].

При  $p > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  появление средней скорости или сдвига носителей связано с рассеянием на примесях и фототок квадратичен по  $p$ . Асимметрия рассеяния на примесях может быть связана с их октупольным моментом или с дипольным моментом примесных центров, ориентированных по эквивалентным кристаллографическим направлениям при наличии примесных комплексов. Экспериментально определенная величина  $a_0$  при этом составляет  $3 \cdot 10^{-10}$  см при  $p = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и линейно возрастает с увеличением концентрации.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 7. С. 297—299.
- [2] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Глух К. Ю. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 730—736.
- [3] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 2. С. 649—661.
- [4] Белиничер В. И. // Автореф. докт. дис. Новосибирск, 1982. 326 с.
- [5] Лянда-Геллер Ю. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 47. № 10. С. 388—390.
- [6] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 268—270.
- [7] Лянда-Геллер Ю. Б., Расулов Р. Я. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 4. С. 945—951.