

МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В GaP

С. Б. Астафьев, В. Г. Лазарев, Ю. Б. Лянда-Геллер, В. М. Фридкин

Впервые обнаружен индуцированный магнитным полем линейный фотогальванический эффект¹ (ЛФГЭ) в холловском направлении и проанализированы возможные физические механизмы фототока. Сравнимые по величине вклады в ток холловского и нехолловского направлений связаны с искривлением траекторий носителей под действием силы Лоренца и с квантовыми поправками к их функции распределения в первом порядке по параметру $\hbar\Omega_c/E$ (Ω_c — циклотронная частота; E — кинетическая энергия носителей, возбуждаемых светом). При примесном фотовозбуждении существен не только баллистический вклад в ток, обусловленный направленной скоростью носителей, но и сдвиговой вклад, вызванный смещением нетермализованных носителей в реальном пространстве при рассеянии. Исследована температурная зависимость фототока. В соответствии с предсказаниями теории экспериментально измеренные компоненты ЛФГЭ холловского и нехолловского направлений практически одинаково зависят от температуры, близки по величине, но имеют разные знаки.

Начиная с середины семидесятых годов интенсивно исследуется объемный фотогальванический эффект, возникающий в однородных кристаллах при равномерном освещении и обусловленный анизотропией процессов фотовозбуждения, рассеяния и рекомбинации в кристаллах без центра инверсии [1-3].

Феноменологически этот эффект описывается формулой

$$j_\alpha = I (\chi_{\alpha\beta\gamma} (e_\beta e_\gamma^* + e_\beta^* e_\gamma) / 2 + \gamma_{\alpha\beta} \chi_\beta), \quad (1)$$

где I — интенсивность; e — вектор поляризации световой волны; псевдовектор $\chi = i(e \times e^*) = P_{\text{цирк}} \mathbf{q} / q$ определяет степень циркулярной поляризации света $P_{\text{цирк}}$; \mathbf{q} — волновой вектор света.

Фототок, описываемый тензором χ и называемый линейным фотогальваническим эффектом (ЛФГЭ), исследовался в целом ряде сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков — полупроводников. В случае эллиптически поляризованного возбуждения ток ЛФГЭ не зависит от знака и величины степени циркулярной поляризации света. Этим он отличается от циркулярного ФГЭ, который возникает в гиротропных кристаллах и описывается тензором γ .

Первоначально предполагалось, что как циркулярный, так и линейный ФГЭ обусловлены одним физическим механизмом — возникновением направленной скорости нетермализованных носителей. Поэтому интерес к изучению фотогальванических эффектов в магнитном поле был связан с возможностью получения информации о свойствах таких носителей и, в частности, с определением их фотохолловской подвижности.

Циркулярный ФГЭ в магнитном поле исследовался в теллуре [4]. Фототок линейного ФГЭ в холловском направлении, поперечном магнитному полю \mathbf{B} и току при $B=0$, изучался в ZnS [5], LiNbO₃ и LiI [6],

¹ В зарубежной научной литературе и некоторых отечественных работах используется также термин «объемный» или «аномальный фотовольтаический эффект».

$\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ [7]. В работе [8] фотохолловская подвижность в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ была измерена как для линейного, так и для циркулярного ФГЭ.

В [9] было выяснено, что наряду с обычным баллистическим механизмом, обусловленным появлением асимметрии функции распределения и направленной скорости носителей, в линейный ФГЭ вносит вклад сдвиговый механизм, вызванный смещением центра тяжести волнового пакета носителей при квантовых переходах.²

В магнитном поле баллистический вклад вследствие действия силы Лоренца приводит к току в холловском направлении [11]. Величина сдвига в классическом поле, т. е. при

$$\alpha_B = (\hbar\Omega_c/\bar{E}) \ll 1, \quad (2)$$

не меняется ($\Omega_c = eB/mc$ — циклотронная частота носителей с эффективной массой m ; \bar{E} — кинетическая энергия электронов, возбуждаемых светом).

Однако при $B=0$ появляется и новый механизм фототока — магнитоиндуцированный [12]. Этот механизм обусловлен асимметрией функции генерации носителей при учете квантовых поправок в первом порядке по параметру (2). В модели, рассмотренной в [12], магнитоиндуцированный ФГЭ приводит к току в холловском направлении, сравнимому по величине с обычной холловской составляющей.

Дело в том, что в отличие от магнитоиндуцированного ФГЭ для расчета баллистического тока при $B=0$ требуется учет рассеяния носителей и скорость фотогенерации вычисляется в первом порядке по параметру $\hbar/(\tau_p\bar{E})$ (τ_p — время релаксации импульса). Соответственно обычная холловская компонента, связанная с баллистическим фототоком при $B=0$, определяется величиной $\Omega_c\tau_p\hbar/(\tau_p\bar{E})$, т. е. тем же параметром (2), что и магнитоиндуцированная асимметрия фотогенерации. В результате учет магнитоиндуцированного механизма важен для правильной интерпретации экспериментов по измерению фотохолловской подвижности носителей. Отметим, что в работах [7, 8] получены данные, позволяющие говорить об экспериментальном подтверждении существования магнитоиндуцированного и сдвигового механизмов ФГЭ наряду с баллистическим.

Значительный интерес к изучению ФГЭ в магнитном поле связан и с тем, что, как показал симметричный анализ [1], наряду с компонентой тока в холловском направлении появляются и другие компоненты. Поэтому встала задача как экспериментального обнаружения этих компонент, так и теоретического изучения механизмов, ответственных за их возникновение.

В частности, в кристаллах симметрии $T_d(\sqrt{3}m)$, к которым относится и исследуемый в настоящей работе GaP, общее выражение для тока, содержащее не зависящую от магнитного поля компоненту и линейные по B члены, имеет вид

$$j_\alpha = I \{ \chi (e_{\alpha+1}e_{\alpha+2}^* + e_{\alpha+1}^*e_{\alpha+2})/2 + S_1 (z_\alpha (e_{\alpha+1}^*B_{\alpha+1} - e_{\alpha+2}^*B_{\alpha+2}) + e_\alpha^* (e_{\alpha+1}B_{\alpha+1} - e_{\alpha+2}B_{\alpha+2}))/2 + S_2 B_\alpha (|e_{\alpha+1}|^2 - |e_{\alpha+2}|^2) + Q (z_{\alpha+1}B_{\alpha+2} + z_{\alpha+2}B_{\alpha+1}) \}, \quad (3)$$

где $\alpha = x, y, z$ и подразумевается циклическая перестановка индексов. Первое слагаемое в (3) — не зависящая от B составляющая тока j_0 , которая в данном случае определяется одной линейно-независимой компонентой χ ; второе слагаемое — ток в холловском направлении; третье — нехолловская компонента линейного ФГЭ; четвертое слагаемое представляет собой индуцированный магнитным полем циркулярный фототок. Магнитоиндуцированный циркулярный ФГЭ, описываемый константой Q , исследовался экспериментально в кристаллах p -GaAs [13].

В настоящей работе впервые экспериментально и теоретически исследован линейный магнитофотогальванический эффект в нехолловском направлении. Эксперименты проводились на кристаллах GaP в области

² Сдвиговый механизм также вносит вклад в аномальный эффект Холла, циркулярную фотопроводимость и поверхностный ФГЭ [10].

примесного поглощения. Поэтому сначала в разделе 1 мы рассмотрим механизмы линейного ФГЭ при фотовозбуждении носителей с примесей. В разделе 2 приводятся результаты экспериментального исследования, которые затем обсуждаются в разделе 3.

1. Механизмы ЛФГЭ при фотовозбуждении носителей с примесей в магнитном поле

Сначала рассмотрим механизмы линейного ФГЭ при фотовозбуждении с примесей в случае, когда магнитное поле отсутствует. Как считалось до сих пор, ток ЛФГЭ в области примесного поглощения света связан с направленной скоростью носителей, возникающей непосредственно при фотоионизации примесных центров, а вклад в ток сдвигового механизма существенно меньше.

Однако наряду с определяющей направленную скорость асимметричной составляющей функции генерации носителей $g^{(as)}$ возникает и четная по волновому вектору k анизотропная составляющая

$$g_{l\mathbf{k}}^{(+)} = a_{l\mathbf{k}}(oe)^2, \quad (4)$$

где $o = k/k$; $a_{l\mathbf{k}}$ — сферически-симметричная функция; индекс « l » определяет номер зоны, в которую при фотовозбуждении попадает носитель. Так, в случае фотовозбуждения носителей с глубоких примесных центров \mathcal{L} s - и h -типа в классификации [14, 15] коэффициенты $a_{l\mathbf{k}}$ для зоны проводимости и подзон тяжелых и легких дырок вырожденной валентной зоны Γ_8 можно получить, используя результаты работы [15].

В результате рассеяния фотовозбужденных носителей, описываемых функцией распределения

$$f_{l\mathbf{k}}^{(+)} = g_{l\mathbf{k}}^{(+)} \tau_{l\mathbf{k}}, \quad (5)$$

определяющей их оптическое выстраивание, возникает фототок линейного ФГЭ. В частности, компонента функции распределения

$$f_{l\mathbf{k}}^{(oxoy)} = 2o_{xoy} e_{xoy} a_{l\mathbf{k}} \tau_{l\mathbf{k}} \quad (6)$$

в соответствии с формулой (3) вызывает фототок в направлении z .

В кристаллах GaP при высоких температурах основным механизмом рассеяния носителей является рассеяние на полярных оптических фононах. Основной вклад в ток при этом связан с дырками вырожденной валентной зоны Γ_8 и спин-отщепленной подзоны Γ_7 , оператор взаимодействия которых с LO фононами включает в себя члены, связанные как с полярным (дальнодействующим), так и деформационным (короткодействующим) механизмом рассеяния [16]. При учете обоих механизмов рассеяния дырок интерференция различных путей переходов с участием двух фононов приводит к баллистическому вкладу в ток, а однофононное рассеяние обуславливает сдвиговый ФГЭ. Фототок, связанный с рассеянием фотовозбужденных электронов, значительно меньше, так как в отличие от ситуации, имеющей место для дырок, константа, определяющая короткодействующий механизм электрон-фононного взаимодействия, имеет релятивистскую малость. Попутно из сказанного выше следует, что если линейный ФГЭ связан с релаксацией оптического выстраивания (5), то при фотовозбуждении носителей с примесей сдвиговый механизм может быть сравним с баллистическим.

Перейдем к рассмотрению механизмов ЛФГЭ в магнитном поле. Действие силы Лоренца на носители, у которых в результате фотоионизации возникает направленная скорость, приводит к появлению поля ЛФГЭ в холловском направлении. Фототок линейного ФГЭ в нехолловском направлении, описываемый константой S_2 в формуле (3), при этом не возникает.

Магнитоиндуцированный механизм, связанный с учетом квантовых поправок первого порядка по параметру (2) к функции генерации носи-

телей при фотоионизации примесей, может привести и к холловскому, и к нехолловскому току. Однако по порядку величины соответствующий вклад в ток носителей, возбуждаемых в зону l , составляет

$$j_{\mathbf{B}}^{(l)} \sim j_{\text{сдв}}^{(l)} \beta_l,$$

где $j_{\text{сдв}}^{(l)}$ — сдвиговый фототок носителей зоны l ,

$$\beta_l = \Omega_c^{(l)} \tau_p^{(l)}. \quad (7)$$

Отношение магнитоиндуцированного тока к обычному холловскому составляет

$$j_{\mathbf{B}}^{(l)} / \delta j_{\text{балл}}^{(l)}(\mathbf{B}) \sim \beta_l j_{\text{сдв}}^{(l)} / \beta_l j_{\text{балл}}^{(l)} = j_{\text{сдв}}^{(l)} / j_{\text{балл}}^{(l)},$$

и в данном случае

$$j_{\mathbf{B}}^{(l)} / \delta j_{\text{балл}}^{(l)}(\mathbf{B}) \ll 1.$$

Соответственно ток линейного ФГЭ в холловском направлении практически полностью связан с действием силы Лоренца, а фототок нехолловского направления, вызванный магнитоиндуцированным механизмом, существенно меньше холловского тока.

Иная ситуация имеет место для механизмов, связанных с рассеянием фотовозбужденных носителей. В этом случае искривление траекторий носителей, обусловленное действием силы Лоренца, приводит к изменению компоненты функции распределения дырок, определяющей их оптическое выстраивание. В случае переходов дырок между подзонами валентной зоны аналогичный механизм нехолловского тока предложен в [17].

Для учета влияния магнитного поля на неравновесную добавку (5) следует решить кинетическое уравнение

$$\left[\frac{1}{\tau_p^{(l)}} + \frac{e}{\hbar c} (\mathbf{v}_{l\mathbf{k}} \times \mathbf{B}) \nabla_{\mathbf{k}} \right] f_{l\mathbf{k}} = g_{l\mathbf{k}}^{(+)} \quad (8)$$

с полевым членом, зависящим от \mathbf{B} , и генерационным членом $g_{l\mathbf{k}}^{(+)}$, вычисленным при $B=0$ (\mathbf{v} — скорость носителей).

Решая уравнение (8), получаем, что составляющая функции распределения $\delta f_{l\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{B})$, пропорциональная $o_x o_y$, в магнитном поле $\mathbf{B} \parallel z$ определяется формулой

$$\delta f_{l\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{B} \parallel z) = a_{l\mathbf{k}} \tau_l o_x o_y \frac{2e_x e_y - 2\beta_l (e_x^2 - e_y^2)}{1 + (2\beta_l)^2}, \quad (9)$$

а в магнитном поле $\mathbf{B} \parallel x$ формулой

$$\delta f_{l\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{B} \parallel x) = a_{l\mathbf{k}} \tau_l o_x o_y \frac{2e_x e_y + 2\beta_l^2 e_x e_x}{1 + \beta_l^2}. \quad (10)$$

Рассеяние дырок с анизотропным распределением по импульсу (9) наряду с фототоком $j_z \sim e_x e_y$ приводит к току в нехолловском направлении $j_z \sim B_z (e_x^2 - e_y^2)$, а рассеяние при наличии анизотропного распределения (10) вызывает холловский ток $j_z \sim B_x e_x e_x$. Из (9) и (10) следует, что для фототока, связанного со сдвигом носителей при рассеянии, компоненты S_1 и S_2 в слабых магнитных полях $\beta_l \ll 1$ оказываются равными по абсолютной величине, но противоположными по знаку.

Изменение баллистического двухфононного тока связано не только с влиянием магнитного поля на анизотропное распределение носителей (5), но и с влиянием поля непосредственно на асимметричную составляющую функции распределения, возникающую при двухфононной релаксации оптического выстраивания. Как и в случае баллистического тока, появляющегося при фотоионизации примесей, влияние магнитного поля на асимметричную составляющую приводит к появлению средней скорости только в холловском направлении. Соответствующий вклад в холловскую компоненту совпадает по величине и направлению с вкладом,

обусловленным влиянием поля на оптическое выстраивание, и в результате при $\beta_l \ll 1$ для баллистического двухфононного механизма холловская компонента S_1 в два раза больше нехолловской компоненты S_2 и имеет противоположный знак.

Существенные вклады в фототок холловского и нехолловского направлений при рассеянии фотовозбужденных носителей связаны не только с искривлением траекторий под действием силы Лоренца, но и с магнитоиндуцированным механизмом линейного ФГЭ. Средняя скорость и асимметрия функции распределения носителей вследствие учета квантовых поправок по параметру (2) к вероятности рассеяния появляются уже в результате поглощения или испускания одного фонона. Возникающий фототок сравним по величине с холловской и нехолловской компонентами баллистического двухфононного и сдвигового однофононного вкладов.

Причина этого состоит в следующем. С одной стороны, разворот в магнитном поле анизотропного распределения носителей, с которым эти вклады связаны, как видно из (9), (10), определяется параметром β_l . Однако, с другой стороны, и сдвиговой, и баллистический вклады при $B=0$ в силу свойств симметрии тензора χ к инверсии времени имеют малость по параметру $\hbar/(\tau_p \bar{E})$. Магнитоиндуцированный фототок такой дополнительной малости не имеет, и все вклады оказываются в итоге параметрически сравнимыми друг с другом.

Магнитоиндуцированная асимметрия рассеяния приводит к току как в холловском, так и в нехолловском направлении. Если магнитное поле $B \parallel z$, то нехолловский ток j_z обусловлен составляющей анизотропного распределения (5)

$$\delta f_{l\mathbf{k}}^{(+)} = 1/2 \cdot (e_x^2 - e_y^2) (o_x^2 - o_y^2) a_{l\mathbf{k}} \tau_{l\mathbf{k}}, \quad (11)$$

а холловский ток, например, в направлении y связан с составляющей

$$\delta f_{l\mathbf{k}}^{(+)} = 2e_y e_x o_y o_z a_{l\mathbf{k}} \tau_{l\mathbf{k}}. \quad (12)$$

Следует отметить, что в слабых полях $\beta_l \ll 1$ при учете магнитоиндуцированной асимметрии рассеяния разворот магнитным полем анизотропного распределения (5) приводит уже не к линейному, а к квадратичному по полю току, который можно не принимать во внимание.

Далее существует также еще один вклад в линейный магнитофотогальванический ток, связанный с квантовыми поправками к функции генерации (4). В первом порядке по параметру (2) или по параметру $g\mu_0 B/\bar{E}$ (μ_0 — магнетон Бора, g — g -фактор) возникает анизотропная составляющая функции распределения фотовозбужденных носителей, зависящая от знака проекции их спина m на волновой вектор, например,

$$\delta f_{lm\mathbf{k}} = \frac{m}{|m|} b_{l\mathbf{k}} (B_0) (e_0)^2. \quad (13)$$

Эта составляющая функции распределения описывает корреляцию между спином и импульсом носителей, возбуждаемых с примеси в зону l . Вероятность однофононного рассеяния с учетом интерференции дальнегодействующего и короткодействующего механизмов взаимодействия дырок с фононами также зависит от проекции спина. В результате при однофононной релаксации распределения (13) возникает асимметрия распределения носителей по импульсу и фототок в холловском и нехолловском направлениях. Величины компонент S_1 и S_2 в этом случае сравнимы с величинами компонент токов холловского и нехолловского направлений, характеризующих рассмотренные выше механизмы.

2. Экспериментальные результаты

Магнитоиндуцированный ЛФГЭ исследовался путем измерения зависимостей амплитуды и знаков линейных фототоков от ориентации плоскости поляризации света относительно кристаллографических осей.

Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. Измерялись линейный ток ФГЭ в отсутствие магнитного поля $j_{[001]}$, определяемый первым членом в выражении (3); ток в холловском направлении $j_{[110]}$, определяемый вторым членом в (3); ток в нехолловском направлении $j_{[\bar{1}10]}$, определяемый третьим членом в (3). В соответствии с феноменологическим соотношением для фототока, записанным в главных осях кристалла, зави-

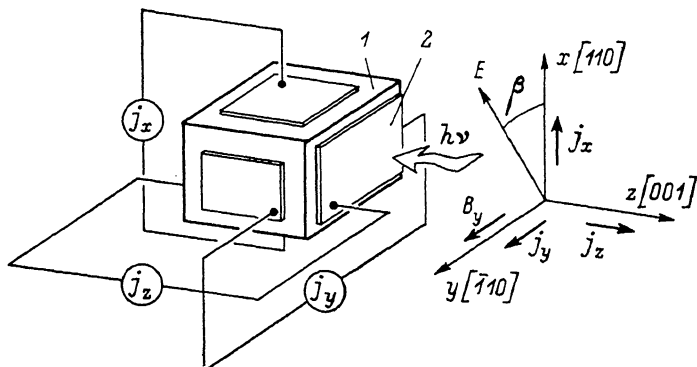


Рис. 1. Геометрия эксперимента по исследованию ЛФГЭ в магнитном поле в кристалле GaP.

1 — образец GaP, 2 — полупрозрачный электрод.

симость этих токов от угла β между плоскостью поляризации света и осью [110] дается выражениями (рис. 1)

$$\begin{aligned} j_x &= j_{[110]} = I(S_1 B \cos 2\beta - S_2 B), \\ j_y &= j_{[\bar{1}10]} = I S_2 B \sin 2\beta, \\ j_z &= j_{[001]} = I K \chi_{14} \cos 2\beta, \end{aligned} \quad (14)$$

где K — коэффициент поглощения света, $\chi_{14} = \chi/K$.

Исследования указанных ориентационных зависимостей выполнены с помощью He—Ne лазера в области примесного поглощения ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$)

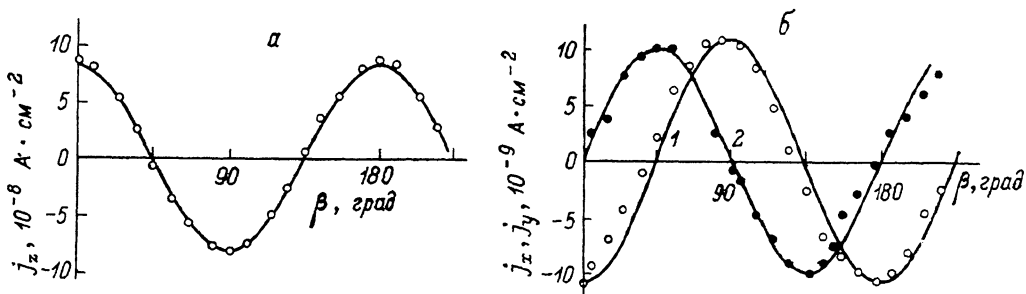


Рис. 2. Угловые зависимости токов j_z , j_x , j_y .

а — ток ЛФГЭ j_z в отсутствие магнитного поля; б — холловский j_x (1) и нехолловский j_y (2) токи магнитоиндуцированного ЛФГЭ $B=1 \text{ Тл}$.

с использованием модуляционной методики, позволяющей выделить только зависящие от поляризации света фотогальванические токи. Экспериментальная зависимость фотогальванического тока при $T=300 \text{ К}$ $j_z(\beta)$ (рис. 2, а) удовлетворительно согласуется с (14) при $\chi_{14} = 8.0 \cdot 10^{-6} \text{ А} \times \text{см} \cdot (\text{Вт})^{-1}$. Величина χ_{14} в исследованных кристаллах GaP превосходит в 10^3 раз известные значения для сегнето- и пьезоэлектриков [1-3].

Угловые зависимости магнитофотогальванических токов $j_x(\beta)$ и $j_y(\beta)$ представлены на рис. 2, б. Токи j_x и j_y линейно зависят от магнитного поля и меняют знак при изменении знака поля (рис. 3). Сравнение экспериментальных зависимостей $j_x(\beta)$ и $j_y(\beta)$ с (14) дает значения $S_1 =$

$= -2.06 \cdot 10^{-6}$ и $S_2 = 1.97 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cdot (\text{ВТ} \cdot \text{Тл})^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$. Таким образом, нехолловская компонента S_2 оказывается близкой по величине и обратной по знаку холловской компоненте S_1 , в то время как для всех ранее исследованных пьезо- и сегнетоэлектриков нехолловская компонента вообще экспериментально не наблюдалась.

На рис. 4 представлена температурная зависимость $\chi_{11}(T)$. На рис. 5 показаны зависимости от температуры холловской (1) и нехолловской (2) компонент линейного магнитофотогальванического тока. Видно, что во всем исследованном температурном интервале S_1 и S_2 близки по величине (с экспериментальной точностью 6—8 %) и противоположны по знаку.

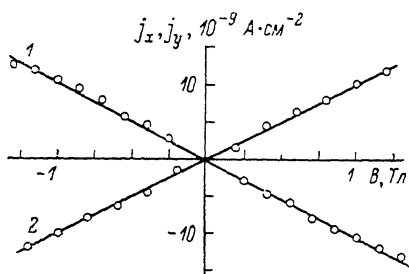


Рис. 3. Зависимость амплитуд токов j_x (1) и j_y (2) от магнитного поля B . $T = 300 \text{ К}$.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Зависимости фототока от направления плоскости поляризации света и магнитного поля (рис. 2, 3) полностью соответствуют феноменологическому соотношению (3). Таким образом, в проведенных экспериментах в отсутствие магнитного поля вдоль оси [001] наблюдался фототок линейного ФГЭ, определяемый компонентой χ , а при наличии магнитного поля были измерены ЛФГЭ холловского направления по оси [110] и

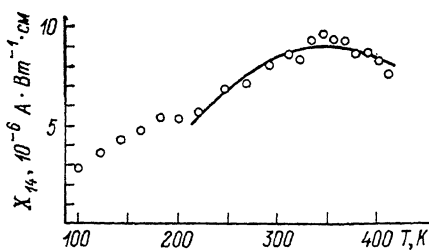


Рис. 4. Температурная зависимость χ_{11} . Точки — эксперимент, кривая — расчет по формуле (16).

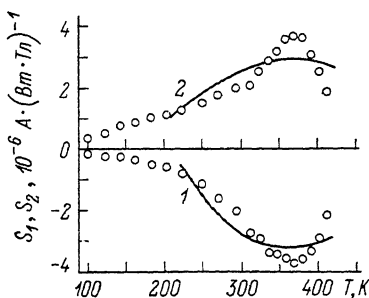


Рис. 5. Температурные зависимости холловской S_1 (1) и нехолловской S_2 (2) компонент. $B = 1 \text{ Тл}$.

Точки — эксперимент, кривые — расчет по формуле (17).

ЛФГЭ нехолловского направления вдоль оси [110]. Нехолловский ток линейного ФГЭ наблюдается впервые.

Возникает вопрос о том, какие именно механизмы ответственны за возникновение наблюдаемых эффектов.

Ширина запрещенной зоны GaP в случае прямых оптических переходов между вырожденной валентной зоной Γ_6 и зоной проводимости Γ_6 составляет 2.88 эВ, а в случае непрямых переходов между зоной Γ_6 и зоной проводимости X_{c1} 2.24 эВ [18]. Поскольку энергия кванта составляет 1.96 эВ, то наиболее вероятно, что оптическое возбуждение носителей связано с переходами между примесным уровнем и зоной. В пользу этого свидетельствует отсутствие температурной зависимости коэффициента поглощения света в диапазоне от 100 до 500 К, что исключает роль внутрizonных переходов.

При переходах между примесным уровнем и зоной ЛФГЭ или непосредственно связан с фотоионизацией примеси, или появляется при релаксации возникающего анизотропного распределения носителей по

импульсу. Как показано в разделе 1, в первом случае величина тока холловского направления должна значительно превышать величину нехолловского фототока. Однако эксперимент показывает, что величины компонент S_1 и S_2 , описывающих ФГЭ холловского и нехолловского направлений, близки друг другу в широком диапазоне температур (рис. 5). Следовательно, в нашем эксперименте фототок, возникающий при рассеянии фотовозбужденных носителей, играет заметную роль.

Возникает вопрос о том, с какими носителями — электронами или дырками — связан наблюдаемый ток линейного ФГЭ. В случае обычного электрического тока знак носителей, как известно, определяется знаком эффекта Холла. В случае линейного ФГЭ этот критерий в общем случае неверен. Вследствие того что фототок в холловском направлении обусловлен как действием силы Лоренца, так и магнитоиндуцированной асимметрией распределения носителей по импульсу, не исключена ситуация, когда эти два вклада имеют разный знак, а величина второго из них больше; в этом случае знак носителей не будет определяться знаком холловского тока. Следовательно, то обстоятельство, что знак наблюдаемой холловской компоненты ФГЭ отвечает дыркам, нельзя однозначно приписать дырочному механизму ФГЭ в GaP. Тем не менее имеются соображения, позволяющие утверждать, что носителями тока в нашем эксперименте вероятнее всего являются дырки.

Ясно, что, поскольку фототок в значительной мере связан с рассеянием фотовозбужденных носителей, их сдвиг или асимметрия распределения по импульсу обусловлены взаимодействием с примесями или фононами. При этом, как отмечалось в разделе 1, если формирование фототока связано с оптическими фононами, то основной вклад в ток ЛФГЭ вносят именно дырки. Чтобы выяснить, какой механизм рассеяния вызывает появление тока, обратимся к исследованию его зависимости от температуры. Эта зависимость определяется температурными зависимостями времени релаксации импульса носителей и коэффициента поглощения света, а также тем, насколько зависит от температуры процесс, приводящий к появлению тока. Коэффициент поглощения для $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ слабо зависит от температуры, и этой зависимостью можно пренебречь. Время релаксации импульса практически не зависит от температуры, если оно определяется рассеянием носителей на примесях, и падает с температурой в случае рассеяния на фононах. Так, для энергий дырок, больших энергии оптического фонона, зависимость времени поглощения или испускания фонона от температуры имеет вид [16]

$$\tau \sim 1/(2N_2 + 1), \quad (15)$$

где $N_2 = [-1 + \exp(\hbar\Omega/k_B T)]^{-1}$ — числа заполнения, Ω — частота LO фононов.

В результате, если процесс формирования тока связан с рассеянием носителей на примесях, соответствующий фототок либо слабо зависит от температуры, когда время релаксации импульса или анизотропии распределения носителей определяется рассеянием на примесях, либо уменьшается, если время релаксации определяется рассеянием на фононах.

Ярко выраженная температурная зависимость фототока ЛФГЭ, наблюдаемая в эксперименте (рис. 4), может быть объяснена, если предположить, что и процесс формирования фототока, и релаксация импульса носителей определяются поглощением или испусканием оптических фононов. Температурная зависимость двухфононного баллистического вклада может быть определена по формуле

$$\chi_{14}(T) = \frac{a_1 N_2^2 + b_1 N_2 (N_2 + 1) + c_1 (N_2 + 1)^2}{(2N_2 + 1)^2}, \quad (16)$$

где коэффициенты a_1 , b_1 , c_1 характеризуют возникновение направленной скорости соответственно при поглощении двух фононов, испускании

одного и поглощении другого фонона и испускании двух фононов. Вид знаменателя (16) обусловлен зависимостью от температуры времен релаксации анизотропии распределения (5) и импульса носителей; температурные зависимости этих времен практически не отличаются. Сдвиговой фототок, как показано в [17], в случае рассеяния на оптических фононах не зависит от чисел заполнения N_{Ω} . Тем не менее температурная зависимость полного тока ЛФГЭ при $B=0$, связанного с рассеянием фотовозбужденных носителей на LO фононах, также может быть определена по формуле (16), так как зависимость сдвигового вклада от температуры формально описывается ею при $a_1=c_1=b_1/2$. Сравнение формулы (16) с экспериментально наблюдаемой температурной зависимостью фототока (рис. 4) дает наилучшее согласие теории и эксперимента при $a_1=-3.28 \cdot 10^{-6}$, $b_1=1.57 \cdot 10^{-6}$, $c_1=-4.2 \cdot 10^{-8}$ А·см·(Вт)⁻¹. Фототок с ростом температуры и чисел заполнения фононов сначала увеличивается вследствие того, что процесс его формирования становится все более интенсивным, затем достигает максимума и далее уменьшается, когда начинает преобладать уменьшение времени релаксации с температурой.

Взаимодействие с LO фононами является основным механизмом рассеяния при высоких температурах. При $T < 250$ К могут быть существенны вклады в фототок, связанные с рассеянием на акустических фононах и примесях. Отметим, что для акустических фононов $N_{\Omega} \gg 1$ и, как следует из формулы (16), ток от температуры не зависит.

Перейдем к рассмотрению температурной зависимости ЛФГЭ холловского и нехолловского направлений. В случае, когда и механизм фототока, и механизм релаксации импульса определяются рассеянием на оптических фононах, эта зависимость определяется формулой

$$S_{1,2} = \frac{a_2 N_{\Omega}^2 + b_2 N_{\Omega} (N_{\Omega} + 1) + c_2 (N_{\Omega} + 1)^2}{(2N_{\Omega} + 1)^3}. \quad (17)$$

Лишняя по сравнению с (16) степень в знаменателе (17) для баллистического двухфононного и сдвигового однофононного механизмов обусловлена тем, что разворот в магнитном поле анизотропного или асимметричного распределения носителей по импульсу характеризуется параметром $\Omega_c \tau_p$. Что касается температурной зависимости фототока, связанного с обоими магнитоиндуцированными механизмами, то она определяется временем релаксации анизотропии распределения (11), (12) или (13), временем релаксации импульса, а также тем, что направленная скорость возникает уже при поглощении или испускании одного фонона. Эта зависимость может быть описана формулой

$$S_{1,2} = \frac{d N_{\Omega} + f (N_{\Omega} + 1)}{(2N_{\Omega} + 1)^2}, \quad (18)$$

где f характеризует вклад в ток, связанный с испусканием; d — вклад, связанный с поглощением фононов. Легко видеть, что зависимость (18) сводится к (17) при $a_2=d$, $b_2=d+f$, $c_2=f$. Наилучшее согласие с экспериментом (рис. 5) для холловского тока имеет место при $a_2=8.90 \cdot 10^{-7}$, $b_2=-5.33 \cdot 10^{-7}$, $c_2=3.52 \cdot 10^{-8}$ А·(Вт·Тл)⁻¹, а для фототока в нехолловском направлении при $a_2=-4.01 \cdot 10^{-7}$, $b_2=3.29 \cdot 10^{-7}$, $c_2=-1.8 \cdot 10^{-8}$ А × (Вт·Т)⁻¹.

Отметим, что более резкая зависимость от температуры ЛФГЭ холловского и нехолловского направлений по сравнению с током ЛФГЭ при $B=0$ находится в полном соответствии с предположением о том, что время релаксации импульса носителей определяется рассеянием на фононах. Подводя итоги обсуждения температурной зависимости фототока, можно утверждать, что при $T > 250$ К эта зависимость может быть качественно объяснена только при условии существенной роли механизмов, связанных с рассеянием на оптических фононах носителей, воз-

буждаемых с примесей. Как отмечалось в разделе 1, носителями тока в этом случае являются дырки.

Более сложен вопрос количественного согласования микроскопической теории и эксперимента. Детальный количественный расчет фототока, связанного с различными механизмами, аналогичный расчетам [17, 19, 20], выходит за рамки данной работы. Однако такого рода оценка для баллистического двухфононного и сдвигового однофононного вкладов дает значение токов, заниженное более чем на порядок по сравнению с токами, наблюдавшимися экспериментально в настоящей работе. В то же время отношение фототока при $B=0$ к холловскому или нехолловскому току находится в хорошем согласии с микроскопической теорией.

Интересен вопрос, каким из механизмов определяются ЛФГЭ холловского и нехолловского направлений. Согласно экспериментальным данным, компоненты, описывающие эти эффекты, практически одинаковы по величине и имеют разные знаки. Такое соотношение между компонентами S_1 и S_2 характерно для сдвигового тока при рассеянии фотовозбужденных носителей, однако его зависимость от температуры существенно отличается от экспериментально наблюдаемой, и поэтому он не может быть единственным механизмом фототока, хотя и может вносить определенный вклад. Как показано в разделе 1, разные знаки констант S_1 и S_2 характерны и для двухфононного баллистического механизма, однако их абсолютные величины в этом случае отличаются множителем 2. Тем не менее наблюдаемое экспериментально соотношение холловской и нехолловской компонент можно объяснить при естественном предположении о том, что магнитоиндуцированные вклады и двухфононный ток частично компенсируют друг друга.

Итак, в настоящей работе впервые обнаружен и изучен ток ЛФГЭ в нехолловском направлении. Его величина близка к величине тока в холловском направлении, и температурные зависимости обоих токов незначительно отличаются друг от друга. Интересной особенностью тока ЛФГЭ, линейного по магнитному полю, является то, что он связан не только с искривлением траекторий носителей под действием силы Лоренца, но и с магнитоиндуцированной асимметрией генерации или рассеяния. Это характерно для тока и в холловском и нехолловском направлениях.

Поэтому при изучении ЛФГЭ нужно с большой осторожностью подходить к интерпретации результатов измерения подвижности нетермализованных носителей. Подвижность сохраняет свой обычный смысл только в том случае, если ток ЛФГЭ связан главным образом с фотоионизацией примеси и вклады, связанные с рассеянием фотовозбужденных носителей, пренебрежимо малы.

В заключение выражаем признательность Е. Л. Ивченко и Г. Е. Пикусу за обсуждение работы и полезные замечания и Б. И. Стурману за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. 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—456.
- [3] Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики. М.: Наука, 1979, гл. 5.
- [4] Asnin V. M., Bakun A. A., Danishevskii A. M. et al. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 49, Supple A, p. 639—641.
- [5] Фридкин В. М., Попов Б. Н. ДАН СССР, 1980, т. 265, с. 63—65.
- [6] Леванюк А. П., Погосян А. Р., Уюкин Е. М. ДАН СССР, 1980, т. 265, с. 60—62.
- [7] Esayan S. K., Ivchenko E. L., Lemanov V. V. et al. Jap. Appl. Phys., 1985, vol. 524, p. 299—301.
- [8] Фридкин В. М., Лазарев В. Г., Шленский А. Л. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 6, с. 275—278.
- [9] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 6, с. 649—661.
- [10] Лянда-Геллер Ю. Б. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 10, с. 388—390.
- [11] Белиничер В. И. ФТТ, 1981, т. 23, № 7, с. 1799—1800.

- [12] *Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я.* ФТП, 1984, т. 18, № 1, с. 93—101.
- [13] *Андреанов А. В., Ярошецкий И. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 4, с. 131—133.
- [14] *Келдыш Л. В.* ЖЭТФ, 1963, т. 45, № 1, с. 364—377.
- [15] *Перель В. И., Ясевич И. Н.* ЖЭТФ, 1981, т. 82, № 1, с. 237—245.
- [16] *Андреанов А. В., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е.* и др. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 6, с. 2080—2094.
- [17] *Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я.* ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3362—3368.
- [18] Landolt—Börnstein Tables, Springer—Verlag, 1974, vol. 17a.
- [19] *Лянда-Геллер Ю. Б., Расулов Р. Я.* ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 945—951.
- [20] *Лянда-Геллер Ю. Б.* ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 952—955.

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

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.