

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.2\*8

**ФОТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ****И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	597
2. Фотоэлектромагнитный эффект . . . . .	598
а) Открытие и качественное объяснение ФЭМ-эффекта (598). б) Теория ФЭМ-эффекта (600). в) Эксперименты по исследованию ФЭМ-эффекта (602). г) ФЭМ-эффект на $p - n$ -переходе (608).	
3. Фототермоэлектромагнитный эффект . . . . .	609
а) Разогрев электронов излучением (609). б) Эксперименты по исследованию ФТЭМ-эффекта (611).	
4. Радиационный электромагнитный эффект . . . . .	614
5. Заключение . . . . .	615
Цитированная литература . . . . .	616

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Классические гальвано- и термомагнитные явления в металлах и полупроводниках весьма схожи друг с другом в качественном отношении. Специфика полупроводников проявляется, как правило, лишь в количественном отличии кинетических коэффициентов от соответствующих коэффициентов для металла, хотя такие отличия в ряде случаев могут достигать многих порядков величины. Но, в отличие от металла, движение носителей заряда в однородном полупроводнике может происходить не только за счет приложенного извне электрического поля, но и за счет диффузии. Такая диффузия подвижных зарядов связана с реальной возможностью создания в полупроводниках неоднородных распределений концентрации или энергии носителей. (В металлах это практически невозможно ввиду больших значений концентраций и энергий носителей и очень большой скорости релаксации этих величин к термодинамически равновесным значениям.) Взаимодействие диффузионных токов носителей с внешним магнитным полем (холл-эффект на диффузионном токе) приводит к ряду своеобразных явлений, которые можно классифицировать по способу генерации этого диффузионного тока:

а) Диффузия зарядов за счет градиента их концентрации, возникающего при облучении полупроводника светом, является причиной фотоэлектромагнитного (ФЭМ) эффекта.

б) Диффузия зарядов за счет градиента их энергии (при однородном распределении температуры решетки), возникающего при облучении полупроводника электромагнитным излучением, является причиной фототермоэлектромагнитного (ФТЭМ) эффекта.

в) Диффузия зарядов за счет градиента их концентрации (?), возникающего при облучении полупроводника частицами высокой энергии (например,  $\alpha$ -частицами), является причиной радиационного электромагнитного (РЭМ) эффекта.

Все перечисленные диффузионные эффекты зависят от особенностей энергетического спектра носителей заряда и их кинетических свойств. Поэтому, даже в изотропных кристаллах, следует ожидать анизотропии диффузионных явлений, а также особенностей, связанных с искажением электронного спектра внешним воздействием (давлением, квантующим магнитным полем и т. д.).

Из сказанного ясно, что диффузионные эффекты (ФЭМ, ФТЭМ, РЭМ) могут служить удобным методом изучения самых различных характеристик полупроводниковых кристаллов в условиях разнообразного воздействия на сам кристалл.

## 2. ФОТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ

### а) Открытие и качественное объяснение ФЭМ-эффекта

Фотоэлектромагнитный эффект (ФЭМ-эффект) был впервые обнаружен в 1934 г. на кристаллах закиси меди<sup>1</sup>. Он выражался в появлении электродвижущей силы в полупроводниковой пластине, помещенной в магнитное поле и освещаемой светом.

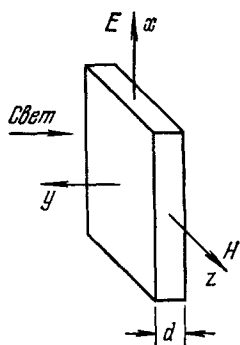


Рис. 1. Схема возникновения нечетного ФЭМ-эффекта.

Электрическое поле  $E$  нечетного ФЭМ-эффекта возникает по оси  $z$ .

Э.д.с. ФЭМ-эффекта возникала в направлении, перпендикулярном к направлениям пучка света и магнитного поля (рис. 1). В слабых магнитных полях э. д. с. ФЭМ-эффекта пропорциональна магнитному полю и меняет знак с изменением направления магнитного поля (нечетная фотоэлектромагнитная э. д. с.). Качественное объяснение ФЭМ-эффекта состоит в следующем.

При освещении образца сильно поглощаемым светом, в тонком приповерхностном слое освещенного образца возникает область с повышенной концентрацией электронно-дырочных пар, которые диффундируют вглубь образца. Диффундирующие носители отклоняются в магнитном поле в противоположные стороны, образуя фотомагнитный ток, плотность которого убывает по толщине образца вследствие рекомбинации избыточных носителей заряда. Если контакты образца замкнуты накоротко, то во внешней цепи течет ток короткого замыкания ФЭМ-эффекта. При разомкнутой внешней цепи возникает электрическое поле, направленное вдоль образца. Ток проводимости, вызванный этим полем, в среднем компенсирует магнитодиффузионный ток, и в стационарном состоянии этому соответствует некоторое значение э. д. с. ФЭМ-эффекта (в разомкнутой цепи).

Неоднородность плотности магнитодиффузионного тока приводит к циркуляции тока в образце. Действительно, процессы диффузии и рекомбинации рожденных светом носителей разыгрываются в слое образца протяженностью порядка диффузионной длины. Остальная же часть образца пассивна и служит проводником, замыкающим на себя э. д. с. ФЭМ-эффекта, что и приводит к возникновению замкнутого циркулирующего тока в образце. Очевидно, что в стационарном состоянии полный ток через все сечение образца в плоскости  $y, z$  (рис. 2) равен нулю. Наличие замкнутого циркулирующего тока в образце можно непосредственно продемонстрировать следующим простым экспериментом<sup>3</sup>. Цилиндрический образец из полупроводника помещается на острие иглы и помещается

в магнитное поле (рис. 3). Если образец освещается так, что угол  $\theta$  между направлением, вдоль которого распространяется пучок света, и направлением магнитного поля  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  ( $\theta$  — угол между диффузионным потоком носителей и магнитным полем), то образец начинает непрерывно

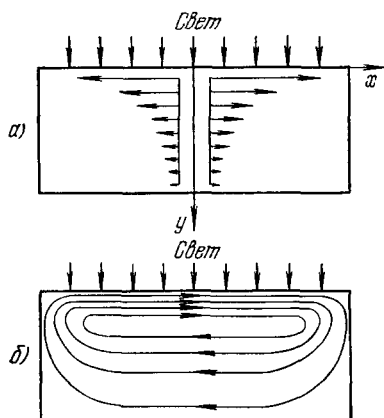


Рис. 2. К возникновению замкнутого циркулирующего тока в образце.

а) Изменение плотности магнитодиффузионного тока вдоль направления пучка света по оси  $y$  (магнитное поле — по оси  $x$ ); б) циркуляция тока в образце.

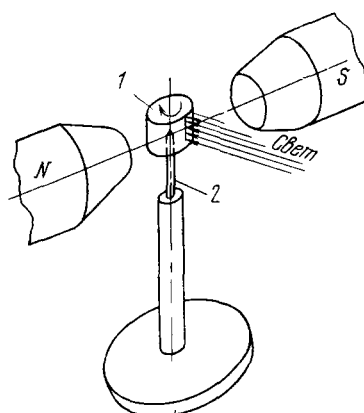


Рис. 3. Фотомагнитомеханический эффект.

1 — цилиндрический образец, — игла.

вращаться вокруг своей оси (прямое превращение света в механическую энергию). Фотомагнитный ток в описываемом эксперименте пропорционален  $B \cos \theta$ , и он взаимодействует с компонентой магнитного поля, равной  $B \sin \theta$ . Вращающий момент силы, действующей на рамку с током, пропорционален  $B \cos \theta \cdot B \sin \theta = (1/2) B^2 \sin 2\theta$ . Он остается неизменным при изменении направления магнитного поля на противоположное и достигает максимального значения при  $\theta = 45^\circ$  и  $135^\circ$ .

Изучение описанного явления, которое можно назвать фотомагнитомеханическим эффектом, удобно, потому что не требует электрических контактов.

Вскоре после обнаружения нечетного ФЭМ-эффекта было открыто другое явление — возникновение четной фотоэлектромагнитной разности потенциалов (не меняющей знака с изменением направления магнитного поля на противоположное)<sup>2</sup>, которая измеряется вдоль проекции магнитного поля на плоскость образца (вдоль  $bb'$  на рис. 4), когда магнитное поле составляет угол  $\theta \neq 90^\circ$  с нормалью к плоскости образца (см. рис. 4).

Четный ФЭМ-эффект появляется в результате действия магнитного поля на замкнутый циркулирующий ток<sup>30,31</sup>.

ФЭМ-эффект в настоящее время исследован почти на всех известных полупроводниках<sup>4-21</sup>. Он стал простым и надежным методом определения важнейших параметров полупроводниковых материалов — времени жизни,

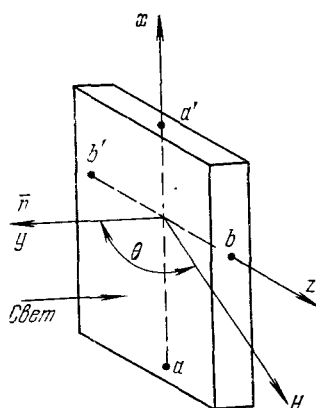


Рис. 4. Схема возникновения четного ФЭМ-эффекта. Электрическое поле четного ФЭМ-эффекта возникает в направлении  $b'b$ , нечетного —  $a'a$ .

скорости поверхностной рекомбинации, диффузионной длины, подвижности носителей. Методике определения этих параметров посвящено много статей и монографий<sup>24-29</sup>.

Пропорциональность фотомagnetного тока интенсивности падающего света и напряженности магнитного поля позволило создать на основе ФЭМ-эффекта детекторы излучения и магнитометры, обладающие рядом ценных качеств. Фотодектормы на основе ФЭМ-эффекта, в отличие от фотодиодов, имеют очень широкую область линейной зависимости сигнала от интенсивности излучения. Кроме того, такие детекторы имеют малую постоянную времени и могут использоваться при изучении быстрых процессов.

Фотомagnetный магнитометр (см. п. 2), как и приемник излучения, не требует для работы приложения внешнего электрического поля и обладает малой инерционностью.

### б) Т е о р и я ФЭМ-э ф ф ф е к т а

Первое объяснение ФЭМ-эффекта было дано Френкелем<sup>22</sup>, который указал на принципиальную необходимость учета носителей тока с зарядами разного знака. Однако в этой работе предполагалось, что в условиях разомкнутой цепи плотность тока в каждой точке образца равна нулю. Ван-Рузбрек<sup>23</sup> показал, что это условие является слишком жестким: необходимо лишь, чтобы полный ток через сечение образца равнялся нулю.

Вычислим электрическое поле ФЭМ-эффекта в кристалле с изотропными законами дисперсии электронов и дырок для простой геометрии, показанной на рис. 1. В этом случае выражения для токов в направлениях, перпендикулярных к магнитному полю, можно записать в виде

$$j_x = \sigma_{xx}^{(n)} E_x + \sigma_{xy}^{(n)} \left( E_y + \frac{1}{e} \frac{\partial \xi_n}{\partial y} \right) + \sigma_{xx}^{(p)} E_x + \sigma_{xy}^{(p)} \left( E_y - \frac{1}{e} \frac{\partial \xi_p}{\partial y} \right), \quad (1)$$

$$j_y = \sigma_{yx}^{(n)} E_x + \sigma_{yy}^{(n)} \left( E_y + \frac{1}{e} \frac{\partial \xi_n}{\partial y} \right) + \sigma_{yx}^{(p)} E_x + \sigma_{yy}^{(p)} \left( E_y - \frac{1}{e} \frac{\partial \xi_p}{\partial y} \right), \quad (2)$$

где  $\sigma_{ik}^{(n)}$ ,  $\sigma_{ik}^{(p)}$  — компоненты тензоров проводимости электронов и дырок ( $\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = 0$ ),  $\xi_n$ ,  $\xi_p$  — химические потенциалы электронов и дырок. Выражения (1), (2) следует дополнить условиями равенства нулю плотности тока в направлении падения света

$$j_y = 0 \quad (3)$$

и полного тока через сечение  $y$ ,  $z$  образца

$$\int_0^d j_x dy = 0. \quad (4)$$

Предполагая, что компоненты тензоров проводимости не изменяются по толщине образца, что справедливо в условиях слабого возбуждения ( $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0$ ,  $p_0$ ), из уравнений (1) — (4) находим электрическое поле ФЭМ-эффекта:

$$E_x = \frac{(\sigma_{xy}^{(p)} \sigma_{yy}^{(n)} - \sigma_{xy}^{(n)} \sigma_{yy}^{(p)}) \Delta \xi_n - (\sigma_{xy}^{(n)} \sigma_{yy}^{(p)} - \sigma_{xy}^{(p)} \sigma_{yy}^{(n)}) \Delta \xi_p}{ed [(\sigma_{xx}^{(n)} + \sigma_{xx}^{(p)}) (\sigma_{yy}^{(n)} + \sigma_{yy}^{(p)}) - (\sigma_{xy}^{(n)} + \sigma_{xy}^{(p)}) (\sigma_{yx}^{(n)} + \sigma_{yx}^{(p)})]}, \quad (5)$$

которое выражается через величины  $\Delta \xi_n = \xi_n(0) - \xi_n(d)$ ,  $\Delta \xi_p = \xi_p(0) - \xi_p(d)$ , определяемые неоднородным распределением носителей в освещаемом образце.

Если носители не вырождены, то  $n \propto \exp(\zeta_n/kT)$ ,  $p \propto \exp(-\zeta_p/kT)$ , и имеем

$$\Delta\zeta_h = kT \ln \frac{n(0)}{n(d)}, \quad \Delta\zeta_p = -kT \ln \frac{p(0)}{p(d)}, \quad (6)$$

где  $n(0)$ ,  $n(d)$  и  $p(0)$ ,  $p(d)$  — соответственно концентрации электронов и дырок на освещаемой и темной сторонах образца. Для слабого возбуждения образца  $n$ -типа ( $\Delta n = \Delta p \ll p_0 \ll n_0$ )

$$-\Delta\zeta_p \approx kT \frac{\Delta p}{p_0} \gg \Delta\zeta_n = kT \frac{\Delta p}{n_0}.$$

При этом из (5) следует

$$E_x = \frac{kT}{ed} \frac{\Delta p}{p_0} \frac{\sigma_{xy}^{(n)}\sigma_{yy}^{(p)} - \sigma_{xy}^{(p)}\sigma_{yy}^{(n)}}{\sigma_{xx}^{(n)}\sigma_{yy}^{(n)} - \sigma_{xy}^{(n)}\sigma_{yx}^{(n)}}, \quad (7)$$

или, в более симметричном виде,

$$E_x = -\frac{kT}{ed} \frac{\Delta p}{p_0} (\rho_{xx}^{(n)}\sigma_{xy}^{(p)} + \rho_{yx}^{(n)}\sigma_{yy}^{(p)}), \quad (8)$$

где  $\rho_{ik} = \sigma_{ik}^{-1}$  — тензор сопротивления.

Таким образом, задача определения электрического поля ФЭМ-эффекта в конкретном полупроводнике (свойства которого определяются тензорами  $\sigma_{ik}^{(n)}$ ,  $\sigma_{ik}^{(p)}$ ) свелась к задаче нахождения распределения избыточных концентраций носителей по толщине освещаемого светом образца. Это распределение можно найти с помощью решения соответствующего уравнения диффузии с учетом характеристик излучения, а также особенностей рекомбинации неравновесных носителей в объеме и на поверхности образца.

В более общем случае произвольной ориентации магнитного поля относительно перпендикулярных друг к другу направления диффузии возбужденных светом носителей (единичный вектор  $\mathbf{q}$ ) и направления измерения электрического поля ФЭМ-эффекта (единичный вектор  $\mathbf{e}$ ) выражение (8) естественным образом обобщается и приобретает вид<sup>39</sup>

$$\mathbf{E}\mathbf{e} = -\frac{kT}{ed} \frac{\Delta p}{p_0} (e_i \rho_{ik}^{(n)} \sigma_{ij}^{(p)} q_j). \quad (9)$$

В слабом магнитном поле тензоры  $\rho_{ik}$ ,  $\sigma_{ij}$  можно разложить в ряды по степеням  $H$ . В результате для кубического кристалла получим (последний член в (10) получен В. Н. Собакиным; см. также<sup>33</sup>)

$$E_i = L_1 e_{ikh} q_h H_i + L_2 H_i q_h H_k + L_3 q_i H_k^2 + e_{ikh} [L_4 q_h H_k^2 + L_5 H_k (q_i H_k^2)], \quad (10)$$

где  $L_1, L_2, L_3, L_4, L_5$  — константы полупроводника,  $e_{ikh}$  — единичный совершенно антисимметричный тензор 3-го ранга (по подчеркнутым индексам суммирование не производится).

В этом выражении первые два члена соответствуют изотропному нечетному ( $E_-$ ) и четному ( $E_+$ ) ФЭМ-эффекту, а вторые два — описывают соответственно анизотропию четного и нечетного ФЭМ-эффекта. Анализ показывает, что независимо от ориентации кристалла нечетный ФЭМ-эффект является чисто анизотропным (он исчезает в изотропном случае), если векторы  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{q}$ ,  $\mathbf{H}$  лежат в одной плоскости, а четный ФЭМ-эффект является чисто анизотропным, если вектор  $\mathbf{e}$  перпендикулярен к плоскости векторов  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{H}$ .

Полное исследование фотомангнитных (и особенно анизотропных) эффектов требует знания тензоров  $\sigma_{ik}^{(n)}$ ,  $\sigma_{ik}^{(p)}$  при произвольных значениях магнитного поля и произвольной ориентации кристалла. Для Ge и Si анизотропией дырочных зон можно пренебречь по сравнению с очень

сильной анизотропией электронной изоэнергетической поверхности. Исследование зависимостей различных составляющих ФЭМ-эффекта от магнитного поля и ориентации кристалла проведено для этого случая в работах <sup>39,42</sup>. В качестве примера приведем выражение для электрического поля четного ФЭМ-эффекта в случае, когда освещаемая плоскость образца совпадает с кристаллографической плоскостью (111). В пределе слабого магнитного поля при этом имеем

$$E_+ = L_2 H^2 \sin 2\theta \cos \varphi_0 + L_3 H^2 \left[ \frac{1}{3} \sin 2\theta \cos \varphi_0 + \frac{1}{3\sqrt{2}} \sin^2 \theta \cos (3\varphi - 2\varphi_0) \right], \quad (11)$$

где  $\theta$  — угол между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости образца (см. рис. 4),  $\varphi$  — угол между направлением  $[110]$  и направлением измерения электрического поля  $E_+$ ,  $\varphi_0$  — угол между проекцией магнитного поля на плоскость образца и направлением измерения  $E_+$ . Большинство экспериментов по изучению анизотропии четного ФЭМ-эффекта проведено в геометрии, соответствующей  $\varphi_0 = \pi/2$ , когда  $E_+$  измеряется вдоль того же направления (направление  $bb'$  на рис. 4), что и нечетная фотомангнитная э. д. с. В этом случае (11) упрощается:

$$E_+ = -\frac{1}{3\sqrt{2}} L_3 H^2 \sin^2 \theta \cos 3\varphi. \quad (11')$$

Из общих соображений можно показать <sup>39, 42</sup>, что в кубических кристаллах анизотропная часть э. д. с. четного ФЭМ-эффекта насыщается в сильном (классическом) магнитном поле, анизотропная часть нечетной фотомангнитной э. д. с. имеет экстремум в промежуточном поле и пропадает в сильном магнитном поле.

В общем случае угловые и полевые зависимости измеряемого электрического поля, представляющего собой сумму изотропной и анизотропной составляющих четного и нечетного ФЭМ-эффекта, весьма сложны (см. ниже). Тем не менее, совпадение теории и эксперимента, относящихся к ФЭМ-эффекту в кубических кристаллах, можно считать хорошим.

Обсуждалась возможность возникновения ФЭМ-эффекта в монополярных полупроводниках <sup>74</sup>. В этом случае может существовать лишь нестационарный ФЭМ-эффект, связанный с установлением диффузионно-дрейфового равновесия в направлении градиента возбужденных светом избыточных носителей. Время установления такого равновесия (так называемое максвелловское время  $\tau_M \sim \varepsilon/\sigma$ ), как правило, очень мало, и поэтому величина нестационарного эффекта также должна быть очень малой.

#### в) Эксперименты по исследованию ФЭМ-эффекта

Мы не будем описывать многочисленные эксперименты по изучению изотропных нечетного и четного ФЭМ-эффектов <sup>1,2,4-29</sup>, в которых изучаются зависимости соответствующей фотомангнитной э. д. с. от напряженности магнитного поля, интенсивности освещения, скоростей объемной и поверхностной рекомбинации носителей и т. д. (см. обзор <sup>24</sup>). Остановимся лишь на более тонких экспериментах по исследованию анизотропии ФЭМ-эффектов, наличие которой было впервые обнаружено на образцах  $n = \text{Ge}$  <sup>32</sup> при исследовании четного ФЭМ-эффекта в слабом магнитном поле.

На рис. 5 показана полученная в этой работе асимметрия угловой зависимости  $E_+(0)$ , связанная с наличием анизотропной составляющей  $E_+$ .

Позже для исследования анизотропии фотомагнитных эффектов была разработана специальная методика<sup>3</sup>. При традиционной методике (при исследовании анизотропии гальваномагнитных эффектов) измерения проводятся на разных образцах, имеющих различную ориентацию кристаллографических осей, и из анализа полученных данных восстанавливается картина анизотропии. Однако э. д. с. ФЭМ-эффекта весьма чувствительна к значению параметра, характеризующего качество поверхности образца (скорость поверхностной рекомбинации). Вследствие этого весьма сложно

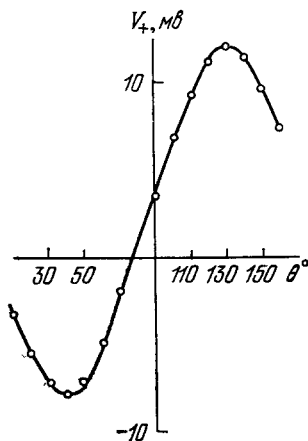


Рис. 5. К открытию анизотропии четного ФЭМ-эффекта.

Асимметрия угловой зависимости четной э. д. с. ФЭМ-эффекта в монокристаллическом германии:  $V_+(\theta = 90^\circ) \neq 0$ ,  $H = 1,5 \text{ тл}$ ;  $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$ .

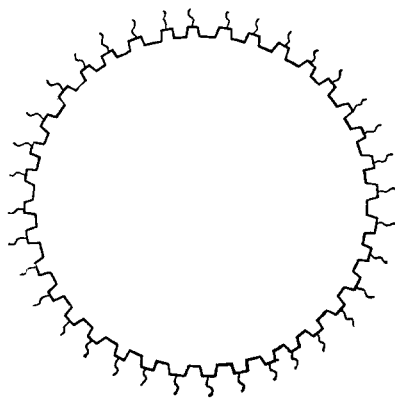


Рис. 6. Форма образца для изучения анизотропии ФЭМ-эффектов.

К зубцам диска припаяны проводники для создания хорошего омического контакта.

приготовить серию идентичных образцов с одинаковым значением фотомагнитной разности потенциалов (из-за разной скорости поверхностной рекомбинации у разных образцов). Поэтому методика исследования анизотропии ФЭМ-эффекта предусматривала возможность снятия кривых анизотропии на одном и том же образце. Образцы имели форму плоского диска (рис. 6), по периферии которого вытачивались зубцы-контакты. Диски вырезались так, что плоскость их совпадала с одной из кристаллографических плоскостей (111), (110) или (100). Вращая образец в магнитном поле вокруг оси, перпендикулярной к плоскости диска (угол  $\varphi$ ) и измеряя фотомагнитную э. д. с. между диаметрально расположенными контактами, можно получить кривую анизотропии для исследуемого образца. Измеряется также зависимость э. д. с. ФЭМ-эффекта от угла  $\theta$  (угол между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости образца). При исследовании анизотропных фотомагнитных эффектов часть опытов была проведена в условиях, когда направление падающего на образец пучка света (направление диффузионного потока носителей) совпадало с направлением магнитного поля. При этом никакие изотропные фотомагнитные эффекты не возникают. Наиболее удобными для таких измерений являются цилиндрические образцы. Образец помещался в магнитное поле таким образом, чтобы ось цилиндра (рис. 7) была перпендикулярна к магнитному полю (направленному по оси  $z$ ). Освещение образца осуществлялось так, чтобы направление пучка света было параллельно магнитному полю, причем освещалась узкая полоска на боковой поверхности цилиндра, параллельная его оси. При вращении образца вокруг оси меняется взаимная ориентация кристаллографических осей образца и маг-

нитного поля. Опыты проводились на образцах Ge и Si, ориентированных так, что ось цилиндра совпадала с кристаллографической осью [111].

Описанный метод измерения анизотропных фотомагнитных эффектов при освещении вдоль магнитного поля удобен тем, что при этом имеется возможность непрерывного изменения угла поворота образца ( $\varphi$ ) в магнитном поле. Ценность метода несколько снижается повышенными требованиями к однородности поверхности образца, поскольку при его вращении свет попадает на различные участки боковой поверхности цилиндра.

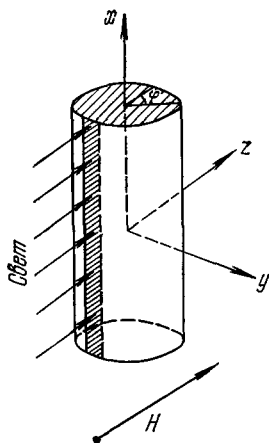


Рис. 7. Цилиндрический образец для исследования анизотропии ФЭМ-эффектов при освещении образца вдоль магнитного поля.

Э. д. с. четного и нечетного ФЭМ-эффектов измеряются в направлении оси  $x$ .

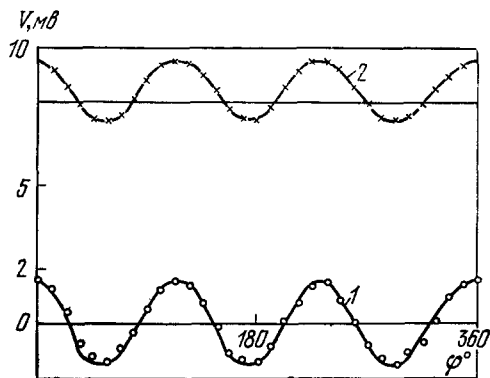


Рис. 8. Кривые анизотропии четного ФЭМ-эффекта в германии.

Ось [111] перпендикулярна к поверхности образца.  $H = 1,5 \text{ тл}$ ;  $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$ . 1 — измерение при  $\theta = 90^\circ$ , 2 — измерение при  $\theta = 45^\circ$ .

При недостаточной однородности поверхности это обстоятельство может привести к искажению кривой анизотропии. Начнем с рассмотрения экспериментальных данных, относящихся к четному ФЭМ-эффекту.

На рис. 8 приведена кривая 2 зависимости э. д. с. четного ФЭМ-эффекта от угла поворота  $\varphi$  при значении угла  $\theta = 45^\circ$ . Измерения проведены на образце в виде диска в направлении проекции магнитного поля на плоскость диска, которая совпадает с плоскостью (111). Видно, что четный ФЭМ-эффект имеет ярко выраженный анизотропный характер. Кривая анизотропии имеет период  $2\pi/3$ , поскольку нормаль к поверхности образца совпадала с кристаллографической осью, имеющей симметрию 3-го порядка. При снятии кривой анизотропии при  $\theta = 90^\circ$  (плоскость образца параллельна магнитному полю) изотропная часть четного ФЭМ-эффекта отсутствует (кривая 1 на рис. 8), и измеряемая э. д. с. ФЭМ-эффекта обязана своим происхождением анизотропии. Действительно, кривая 1 на рис. 8 имеет совершенно симметричный относительно оси  $\varphi$  вид. Кривая 2 на рис. 8 представляет собой сумму изотропной и анизотропной составляющих четного ФЭМ-эффекта. Чисто анизотропная составляющая ФЭМ-эффекта измеряется также при освещении образца вдоль магнитного поля. Кривая зависимости четной фотомагнитной э. д. с. от угла поворота цилиндрического образца (ось которого совпадает с кристаллографической осью и перпендикулярна к магнитному полю) имеет характер, идентичный кривой на рис. 8, а. Кроме того, оказалось, что угловые зависимости, описываемые соответствующими соотношениями (10), сохраняются



и в той области магнитных полей, где четный ФЭМ-эффект уже не квадратичен с магнитным полем (магнитные поля  $\sim 0,5-3$  тл и при  $T = 300^\circ\text{K}$ ). В этой области магнитных полей анизотропия и изотропия составляющие четного ФЭМ-эффекта имеют разную зависимость от магнитного поля

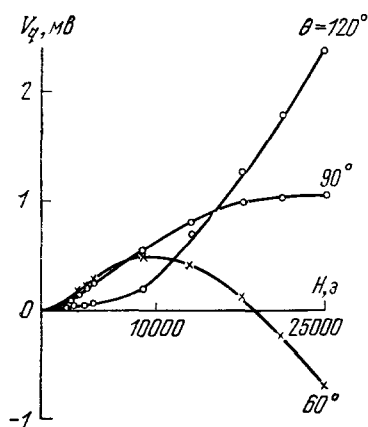


Рис. 9. К смене знака э. д. с. четного ФЭМ-эффекта с магнитным полем.

$T = 300^\circ\text{K}$ , образец  $p\text{-Ge}$ . При  $\theta = 90^\circ$  измеряется анизотропная составляющая четного ФЭМ-эффекта, при  $\theta = 120^\circ$  и  $60^\circ$  — сумма изотропной и анизотропной составляющих эффекта.

(рис. 9). Именно это обстоятельство и приводит к смене знака с увеличением магнитного поля измеряемой на опыте четной фотомангнитной э. д. с. на кристаллах германия при некоторых значениях углов  $\theta$  и  $\varphi$ . (Измеряемая

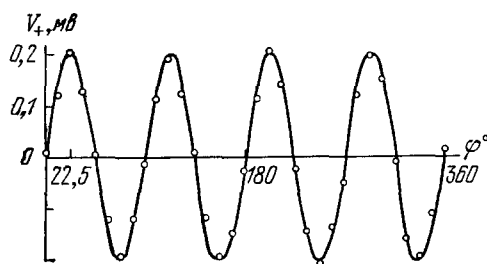


Рис. 10. Кривая анизотропии э. д. с. четного ФЭМ-эффекта в германии.

Ось  $[100]$  перпендикулярна к поверхности образца:  $T = 300^\circ\text{K}$ ;  $H = 1,6$  тл;  $\varphi_0 = \pi/2$ ;  $\theta = 60^\circ$ .

э. д. с. представляет собой сумму изотропной и анизотропной составляющих четного ФЭМ-эффекта. Эти составляющие имеют при заданных значениях углов разные знаки и разную зависимость от магнитного поля) <sup>34,35</sup>. Кривая анизотропии для образца, плоскость которого совпадает с кристаллографической плоскостью (100), представлена на рис. 10 ( $\theta = 60^\circ$ ,  $H = 1,6$  тл).

Описанная выше анизотропия фотомангнитного эффекта обязана своему происхождению особенностям формы изоэнергетической поверхности носителей тока в германии и кремнии. И хотя форма изоэнергетической поверхности в  $n$ -германии, как известно, существенно отличается от формы этой поверхности в  $p$ -германии, характер кривых анизотропии, полученных при  $T = 300^\circ\text{K}$  и в магнитных полях до 3 тл, практически одинаков, как для электронных, так и для дырочных образцов германия. Такая нечувствительность анизотропии к форме изоэнергетической поверхности объясняется тем, что описанные выше опыты относятся к сравнительно небольшим значениям эффективных магнитных полей (по параметру  $\mu H/c$ , где  $\mu$  — подвижность носителей).

Опыты, проведенные в магнитных полях 3 тл при  $T = 77^\circ\text{K}$  <sup>36,37</sup> (величина параметра  $\mu H/c$  при этом сильно возрастает за счет роста подвижности носителей  $\mu$  с понижением температуры), а также при  $T = 300^\circ\text{K}$  и  $H \sim 15$  тл <sup>38</sup> показали существенное различие в кривых анизотропии для образцов германия  $n$ - и  $p$ -типа.

На рис. 11, а показана кривая зависимости анизотропной четной фотомангнитной э. д. с. от угла поворота  $\theta$  для образца  $n$ -германия, ориентированного так, что кристаллографическая ось  $[111]$  совпадает с нормалью к освещаемой поверхности образца. Значение угла  $\varphi_0 = \pi/2$ ,  $T = 77^\circ\text{K}$ . Отдельные кривые соответствуют разным значениям магнитного поля, указанным на рисунке. При разных значениях угла  $\theta$  анизотропная

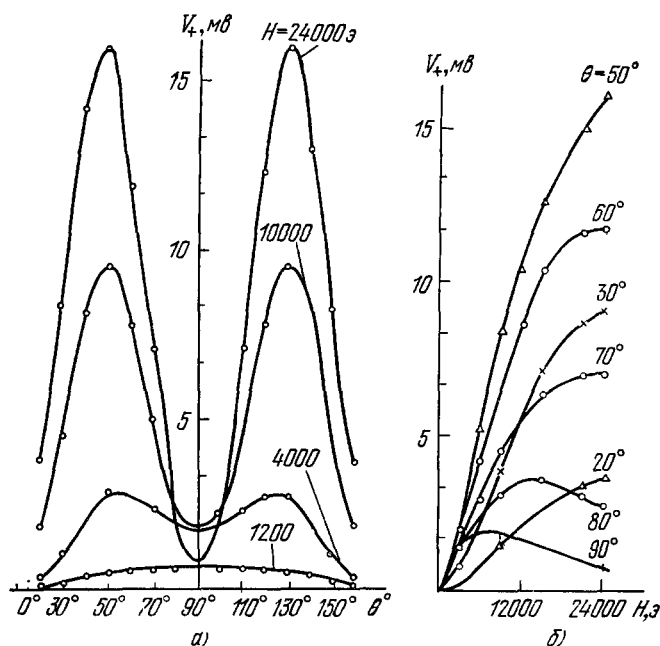


Рис. 11. а) Анизотропия э. д. с. четного ФЭМ-эффекта в больших эффективных магнитных полях (зависимость четной анизотропной э. д. с. ФЭМ-эффекта для  $n$ -Ge от величины угла  $\theta$  при  $T = 78^\circ\text{K}$ ; ось  $[111]$  перпендикулярна к поверхности образца); б) зависимость четной анизотропной э. д. с. ФЭМ-эффекта в  $n$ -Ge от магнитного поля при  $T = 78^\circ\text{K}$  (ось  $[111]$  перпендикулярна к поверхности образца).

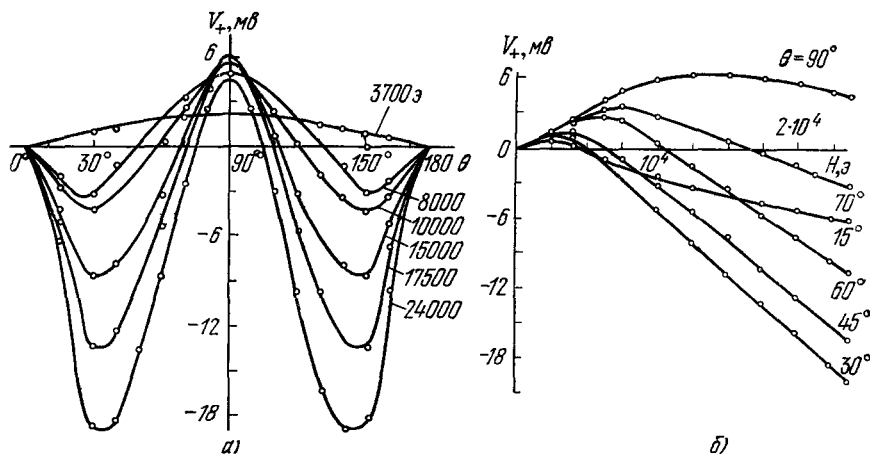


Рис. 12. а) Анизотропия э. д. с. четного ФЭМ-эффекта в больших эффективных магнитных полях в  $p$ -Ge (зависимость четной анизотропной э. д. с. ФЭМ-эффекта для  $p$ -Ge от величины угла  $\theta$  при  $T = 78^\circ\text{K}$ ; ось  $[111]$  перпендикулярна к поверхности образца); б) зависимость четной анизотропной э. д. с. ФЭМ-эффекта в  $p$ -Ge от магнитного поля при  $T = 78^\circ\text{K}$  (ось  $[111]$  перпендикулярна к поверхности образца).

четная э. д. с. ФЭМ-эффекта при этих условиях по-разному зависит от магнитного поля (рис. 11, б). Аналогичные кривые для монокристалла *p*-германия имеют существенно иной характер (рис. 12).

Теоретическое рассмотрение анизотропии в больших эффективных магнитных полях было проведено в работе <sup>39</sup>. Эта теория оказалась в превосходном согласии с экспериментальными данными.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных, относящихся к нечетному ФЭМ-эффекту.

Из общих соображений следует, что в кристаллах с кубической симметрией (германий, кремний) любые эффекты, строго линейные по магнитному полю, должны быть изотропны. Анизотропия таких эффектов может появиться лишь при условии отклонения величин этих эффектов от линейной зависимости по полю <sup>40</sup>. В монокристаллах германия отклонение зависимости э. д. с. нечетного ФЭМ-эффекта от линейной наступает в полях  $\sim 0,5$  тл ( $T = 300^\circ \text{K}$ ). Опыты проводились на дискообразных образцах германия и кремния по вышеописанной методике <sup>40</sup>. Кривая анизотропии э.д.с. нечетного ФЭМ-эффекта для образца германия, нормаль к плоскости которого совпадают с кристаллографической осью [111], приведена на рис. 13, 1; при этом  $H = 2,4$  тл;  $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi_0 = \pi/2$ .

Анизотропная составляющая нечетного ФЭМ-эффекта измеряется в направлении магнитного поля (или его проекции на плоскость образца), т.е. при  $\varphi_0 = 0^\circ$ . Опыты по измерению анизотропной составляющей нечетного эффекта вдоль магнитного поля требуют большой точности в установке угла поворота образца  $\varphi$  в магнитном поле.

На рис. 13, кривая 1, видно, что амплитуда «модуляции», характеризующая величину анизотропной компоненты, составляет около 2% от изотропной компоненты. Если, поэтому, при неточной установке значения угла  $\varphi_0 \neq 0$ , то к измеряемой величине анизотропной компоненты нечетного ФЭМ-эффекта добавляется составляющая изотропной компоненты, равная  $V_{\text{изотр.}} \sin \varphi_0$ . Это может исказить кривую анизотропии. Именно поэтому предъявляются большие требования к прибору, на котором исследуется анизотропия ФЭМ-эффектов (точность установки угла должна быть порядка  $30''$ ). Кривая зависимости анизотропной компоненты нечетного ФЭМ-эффекта от угла поворота  $\varphi$  при измерении в направлении магнитного поля приведена на рис. 13, 2).

Кривая соответствует симметрии 6-го порядка и описывается функцией  $V_- \sim \sin 6\varphi$ . Зависимость анизотропной компоненты нечетного ФЭМ-эффекта от магнитного поля близка к закону  $V_- \sim H^3$ . Анизотропия нечетного ФЭМ-эффекта исследована также на монокристаллах кремния. Исследования в больших эффективных магнитных полях <sup>41</sup> показали, что кривые анизотропии для монокристаллов *n*- и *p*-германия существенно отличаются друг от друга. Теоретическое рассмотрение этих вопросов проведено в работе <sup>42</sup>, результаты которой хорошо совпадают с данными эксперимента.

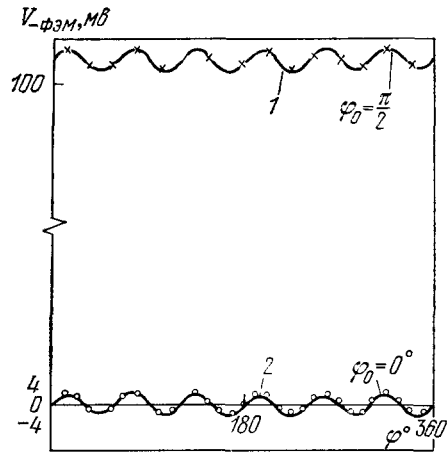


Рис. 13. Анизотропия нечетного ФЭМ-эффекта в монокристаллах германия.  
1 — измерения при  $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi_0 = \pi/2$ ;  
2 — измерение вдоль магнитного поля.

г) ФЭМ-эффект на  $p-n$ -переходе

Фотомагнитный эффект на  $p-n$ -переходе был открыт в 1961 г.<sup>63</sup>. Эффект наблюдался на образце германия, одна часть которого имела проводимость  $p$ -типа, а другая —  $n$ -типа, и заключается в том, что при освещении  $p-n$ -перехода, помещенного в магнитное поле, через плоскость  $p-n$ -перехода протекает фотомагнитный ток.

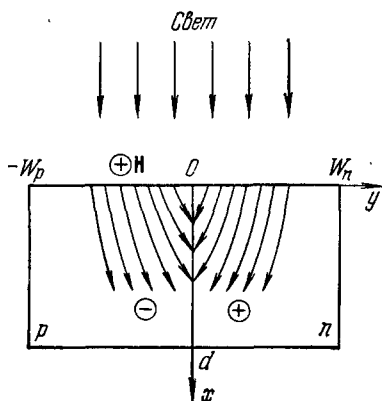


Рис. 14. Условия наблюдения ФЭМ-эффекта в  $p-n$ -переходе.

Возникновение нечетного ФЭМ-эффекта в  $p-n$ -переходе объясняется следующим образом (рис. 14). Неосновные носители, рожденные светом, диффундируют вглубь образца и к  $p-n$ -переходу. Фотоносители, достигшие перехода, проходят через него и создают фото-э. д. с. на  $p-n$ -переходе. Магнитное поле, указанное на рис. 14, отклоняет потоки электронов и дырок к  $p-n$ -переходу. И в  $p$ - и  $n$ -областях составляющие потока неосновных носителей по направлению к  $p-n$ -переходу увеличиваются по сравнению с их потоком без магнитного поля. Это и приводит к увеличению фототока и фото-э. д. с. на  $p-n$ -переходе в маг-

нитном поле. При противоположном направлении магнитного поля фотоносители отклоняются в другую сторону, и фотоэффект уменьшается. Эффект пропорционален магнитному полю и меняет знак при изменении направления магнитного поля на противоположное.

В работах<sup>64,65</sup> была создана теория ФЭМ-эффекта на  $p-n$ -переходе, хорошо согласующаяся с данными экспериментов<sup>63,66</sup>. Для симметричного  $p-n$ -перехода (одинаковые подвижности носителей  $\mu_n = \mu_p = \mu$ ) э. д. с. ФЭМ-эффекта при достаточно большой интенсивности света (в условиях насыщения фотомагнитного тока с ростом освещенности) равна<sup>24</sup>

$$U_- = \frac{kT}{e} \frac{2}{\pi} \frac{\mu H}{c}. \quad (12)$$

Этот эффект можно использовать для измерения напряженности магнитного поля. Для увеличения чувствительности магнитометра на одной полупроводниковой пластине создают большое число последовательно расположенных  $p-n$ -переходов. При освещении такой пластины побочные фотовольтаические эффекты на соседних  $p-n$ -переходах взаимно уничтожаются (поскольку фото-э. д. с. на  $p-n$ - и  $n-p$ -соседних переходах имеют разные знаки), а фотомагнитные — складываются (знаки э. д. с. ФЭМ-эффектов на соседних  $p-n$ - и  $n-p$ -переходах одинаковы). При этом ФЭМ-эффект можно наблюдать в чистом виде, а не на фоне первичной фото-э. д. с. Опыт, реализующий эту идею, был поставлен на пластине из монокристаллического германия  $n$ -типа ( $\rho = 30 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ). Набор  $p-n$ -переходов был изготовлен с помощью облучения образца  $\alpha$ -частицами, пропускаемыми через специальную маску с прорезами, расположенную перед образцом. В качестве источника  $\alpha$ -частиц служит циклотрон. Как известно<sup>67</sup>, при облучении  $\alpha$ -частицами в монокристаллах германий  $n$ -типа происходит инверсия типа проводимости, и  $n$ -германий переходит в  $p$ -германий. Это и было использовано для создания набора  $p-n$ -переходов. На пластине с размерами  $16 \times 5 \times 0,3 \text{ мм}^3$  было создано 12  $p-n$ -переходов (рис. 15). Опыт проводился в магнитном поле  $0,6 \text{ тл}$  при интенсив-



облучении светом. Ясно, что фотомангнитная э. д. с. должна существовать и при других механизмах возникновения потока носителей. Если последний связан с градиентом температуры кристалла, то возникает термомагнитный эффект Нернста — Эттинсгаузена, который в ряде случаев может существенно превышать «чистый» ФЭМ-эффект. Эффект Нернста — Эттинсгаузена, по-видимому, объясняет результаты работ<sup>43-45</sup> по наблюдению «фотомангнитной» э. д. с. в висмуте.

Другой причиной возникновения потока носителей является, например, их неоднородный разогрев падающим на образец излучением (видимый свет или излучение более длинноволнового диапазона). Это возможно при условии, что избыточная энергия возбужденных светом фотоэлектронов быстро (по сравнению со временем их жизни) передается системе равновесных электронов благодаря межэлектронному взаимодействию. Если передача энергии от равновесных электронов решетке замедлена, то они могут разогреться и их эффективная температура  $T_e$  будет превышать температуру решетки  $T_0$ . При облучении полупроводника в этих условиях наряду с градиентом концентрации носителей возникает и градиент их эффективной температуры, который при слабом возбуждении и низких температурах решетки может определять все особенности фотомангнитных явлений<sup>58-60</sup>, которые в данном случае связаны с фототермоэлектромангнитным эффектом.

В рассматриваемом случае будет по-прежнему справедливо выражение (5) для электрического поля фотомангнитного эффекта (считаем  $T_e \ll T_0$ ). Рассмотрим для простоты полупроводник  $n$ -типа с невырожденными электронами. В этом случае  $n = N_c \exp(\xi_n/kT_e)$  и при  $n = \text{const}$  получаем  $\Delta \xi_n \approx -k\Delta T_e \ln(N_c/n)$ , где  $\Delta T_e = T_e(0) - T_e(d)$ ,  $T_e(0)$ ,  $T_e(d)$  — эффективные температуры электронов на освещаемой и темной поверхностях образца. Подставляя найденное выражение для  $\Delta \xi_n$  в (5), находим (считаем, что дырки не греются и  $\Delta \xi_p = 0$ )

$$E_x = -\frac{kT_0}{ed} \frac{\Delta T_e}{T_0} (\rho_{xx}^{(n)} \sigma_{xy}^{(p)} + \rho_{yx}^{(n)} \sigma_{yy}^{(p)}). \quad (13)$$

Видно, что задача свелась к определению величины электронной температуры и ее распределения по толщине образца. В отличие от классического ФЭМ-эффекта, определяемого изменением концентрации неосновных носителей (см. (8)) величина рассматриваемого ФТЭМ-эффекта зависит от разогрева основных носителей.

Распределение  $T_e(y)$  определяется энергией  $\varepsilon_{\text{эфф}}$ , отдаваемой одним фотоэлектроном системе основных электронов, и временем  $\tau_e$  релаксации энергии последних<sup>58-60</sup>

$$\Delta T_e \propto \varepsilon_{\text{эфф}} \tau_e. \quad (14)$$

Величина  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  существенно зависит от концентрации электронов: при больших значениях  $n$  вся энергия фотоэлектрона (равная  $h\nu - \varepsilon_g$ , где  $\nu$  — частота света,  $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны) передается системе основных электронов, а при малых  $n$  фотоэлектроны теряют энергию в основном за счет испускания оптических фононов и лишь остаток отдают системе основных электронов. В последнем случае спектральная зависимость  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  (и  $T_e$ ) осциллирует с периодом, равным частоте оптического фонона. Соответственно должна осциллировать и величина  $E_x$ .

В квантующем магнитном поле вероятность испускания оптического фонона фотоэлектроном максимальна (а, значит, величина  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  минимальна) при условии  $N\Omega = \omega_0$ , где  $\Omega$  — циклотронная частота,  $N$  — целое число. Это должно приводить к магнитофононным осцилляциям ФЭМ-эффекта. Кроме того, должны, конечно, наблюдаться и обычные

(шубниковские) осцилляции  $E_x$ , связанные с квантовыми осцилляциями проводимости.

Энергетическое время релаксации  $\tau_e$  зависит от температуры решетки. Так, в InSb при  $T_0 > 20^\circ\text{K}$  основной вклад в потери энергии вносят оптические фононы. При этом  $\tau_e \propto \exp(\hbar\omega_0/T_0)$ , где  $\omega_0$  — предельная частота оптического фонона. Быстро меняющаяся экспонента определяет температурную зависимость разогретного фотомагнитного эффекта в области температур  $20 - 100^\circ\text{K}$ . При более низких температурах  $\tau_e$  определяется взаимодействием электронов с акустическими фононами.

Для полупроводников с малой концентрацией носителей и малым временем жизни фотоэлектронов последние не успевают потерять избыточную энергию (речь идет об «остатке» после быстрого испускания оптических фононов). Разогрева основных носителей здесь не происходит и все особенности фотоэлектрических и фотомагнитных явлений связаны с малой группой высокоэнергетичных фотоэлектронов<sup>57</sup>. Такая модель справедлива для чистых полупроводников ( $n \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) в слабом магнитном поле ( $H \lesssim 0,01 \text{ Т}$ ).

# б) Эксперименты по исследованию ФТЭМ-эффекта

Исследования ФЭМ-эффекта при гелиевых температурах начались в 60-х годах. И уже самые первые эксперименты обнаружили целый ряд особенностей фотомагнитного эффекта, не укладывающихся в рамки обычной диффузионной теории. В 1966 г. были обнаружены осцилляции нечетного и четного ФЭМ-эффекта с магнитным полем<sup>46</sup>.

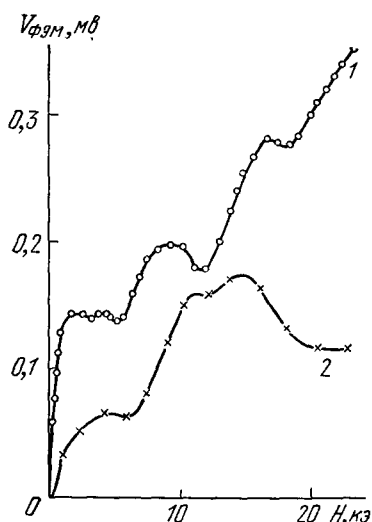


Рис. 17. Осцилляции э. д. с. нечетного (кривая 1) и четного (2) ФЭМ-эффектов с магнитным полем.  
 $T = 4,2^\circ\text{K}$ ,  $n\text{-InSb}$ ,  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

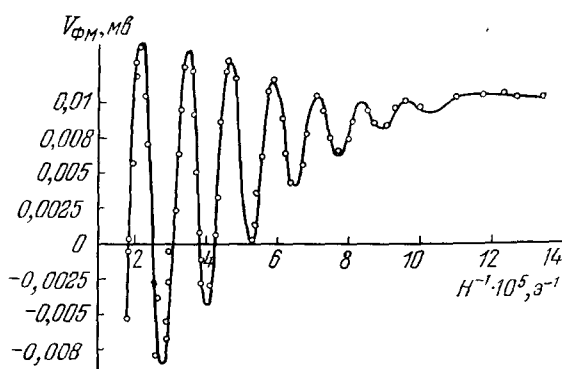


Рис. 18. Гигантские знакопеременные осцилляции ФЭМ-эффекта с магнитным полем.  
 $T = 4,2^\circ\text{K}$ ,  $n\text{-InAs}$ ,  $n = 9,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Эксперименты проводились на монокристаллах  $n\text{-InSb}$  с концентрацией носителей  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 4,2^\circ\text{K}$  (рис. 17). В 1967 г. на монокристаллах  $n\text{-InAs}$  были обнаружены осцилляции ФЭМ-эффекта, приводящие к периодическому изменению знака фотомагнитной э. д. с. с магнитным полем (рис. 18). Эксперименты проведены в диапазоне температур  $1,7 - 4,2^\circ\text{K}$  в магнитных полях до  $6,5 \text{ тл}$ <sup>47</sup>.

Попытка объяснить осцилляции фотомагнитного тока следствием квантовых (шубниковских) осцилляций сопротивления образца в маг-

нитном поле оказалось неудачной. Фотомагнитный ток осциллирует гораздо сильнее, чем магнитосопротивление. Осцилляции ФЭМ-эффекта на некоторых образцах InSb и InAs носят знакопеременный характер, что никак нельзя объяснить осциллирующей зависимостью магнитосопротивления. Следует отметить еще одну особенность осцилляций фотомагнитного тока. На рис. 17 видно, что область существования осцилляций (образец  $n$ -InSb,  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) простирается до магнитных полей 1,7 тл. Это значение магнитного поля лежит за квантовым пределом для образца с такой концентрацией носителей (т. е.  $\hbar\Omega > \varepsilon_F$  и, следовательно, условия квантования не выполняются). Дальнейшие исследования<sup>48</sup> показали, что наряду с осцилляциями ФЭМ-эффекта типа Шубникова — де Гааза наблюдаются и магнитофононные осцилляции<sup>49</sup>, которые возникают вследствие резонансного характера неупругого рассеяния электрона на оптических колебаниях кристалла. Взаимодействие электронов с оптическими фононами периодически усиливается всякий раз, когда энергия продольного оптического фонона  $\hbar\omega_0$  становится равной расстоянию между уровнями Ландау  $\hbar\Omega$ . Период магнитофонных осцилляций не зависит от концентрации носителей (в отличие от осцилляций типа Шубникова — де Гааза) и определяется эффективной массой электрона и предельной фононной частотой. Такие осцилляции могут наблюдаться

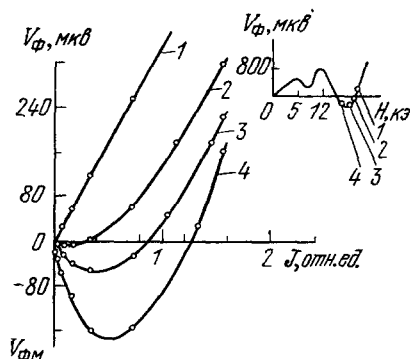


Рис. 19. Аномальная зависимость э. д. с. ФЭМ-эффекта от интенсивности падающего света для образца  $n$ -InSb при  $n = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 4,2^\circ \text{ К}$ .

Кривые 1—4 соответствуют различным магнитным полям, величина которых может быть получена из рисунка в правом верхнем углу.

в квантовом пределе, когда осцилляции Шубникова — де Гааза невозможны. Для магнитофонных осцилляций необходимо возбуждение оптических колебаний, поэтому они обычно наблюдаются при существенно более высоких температурах, чем осцилляции Шубникова — де Гааза. Осцилляции же ФЭМ-эффекта наблюдались при температуре  $T \approx 4^\circ \text{ К}$ , когда оптические колебания нормально не возбуждены и на других кинетических эффектах подобных осцилляций нет.

Следует отметить также еще ряд работ, результаты которых не укладывались в рамки диффузионных представлений. В<sup>50, 51</sup> при гелиевой температуре были обнаружены осцилляции ФЭМ-эффекта с изменением частоты падающего света. Период этих осцилляций равен частоте продольного оптического фонона  $\omega_0$ . Измерения про-

ведены на образцах InSb, как  $n$ -, так и  $p$ -типа. Температурные измерения фотомагнитного тока замыкания в  $n$ -InSb показали возрастание тока (в 30—40 раз) с понижением температуры от 50 до  $15^\circ \text{ К}$ . При дальнейшем понижении температуры величина тока достигала насыщения. При этом время жизни электронов и дырок изменялось незначительно<sup>52, 53</sup>.

В условиях слабого светового сигнала ( $\Delta n \ll n_0$ ) в образцах InSb и InAs наблюдалось отклонение от линейной зависимости между фотомагнитной э. д. с. и световым потоком<sup>54</sup>. При некоторых значениях магнитного поля э. д. с. ФЭМ-эффекта меняет знак с увеличением интенсивности падающего света (рис. 19). Измерения проведены как при освещении образца белым светом, так и при освещении монохроматическим светом в довольно широком спектральном интервале.



Наряду с ФЭМ-эффектом при низких температурах исследовались и другие фотоэффекты — фотопроводимость<sup>55</sup>, фотоэлектрический эффект Холла<sup>56</sup> и т. д. При их изучении был наблюден также ряд интересных явлений. Наиболее интересное из них — знакопеременные осцилляции фотопроводимости с магнитным полем (образец  $n = \text{InAs}$ ,  $T = 4,2^\circ\text{K}$ ). Как видно из рис. 20, при некоторых значениях магнитного поля сопротивление образца увеличивается при освещении.

Экспериментальное исследование фотоэлектромагнитных явлений при низких температурах привело к перестройке теории фотоэффектов.

Все особенности фотомангнитных и фотоэлектрических явлений в квантовых магнитных полях, полученные при измерении вырожденных

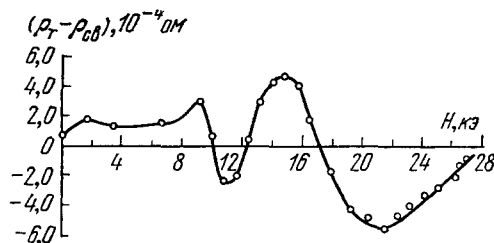


Рис. 20. Фотопроводимость в поперечном магнитном поле для образца  $n\text{-InAs}$  при  $n = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 4,2^\circ\text{K}$ .

По оси ординат отложена разность темнового сопротивления образца  $\rho_T(H)$  и сопротивления освещенного образца в поперечном магнитном поле  $\rho_{св}(H)$ .

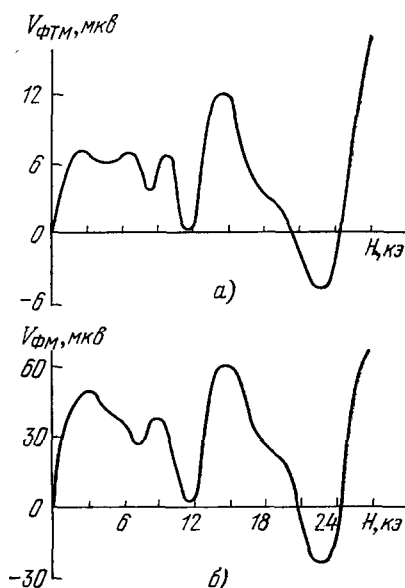


Рис. 21. ФЭМ-эффект (а) и фототермомагнитный эффект (б) в образце  $n\text{-InSb}$ .

$n = 3,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 4,2^\circ\text{K}$ . Длина волны СВЧ излучения  $\lambda = 15 \text{ мм}$ .

полупроводников (с концентрацией  $n \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) получили хорошее теоретическое обоснование в модели разогретых падающим на образец излучением электронов. Решающим аргументом в пользу такого представления был опыт по сравнительному исследованию фотомангнитного эффекта и фототермомагнитного эффекта, возникающего при разогреве электронов СВЧ излучением<sup>61</sup>.

Кривые зависимости э. д. с. ФЭМ-эффекта и фототермомагнитного эффекта (рис. 21) от магнитного поля оказались полностью идентичными. В частности, оба эффекта меняют знак при одном и том же значении магнитного поля. Отсюда следует, что наблюдаемая э. д. с. в действительности есть проявление эффекта Нернста на горячих электронах, который в принципе может менять знак в магнитном поле. Вклад диффузионного члена является пренебрежимо малым. Становится понятным существование магнитофононных осцилляций ФЭМ-эффекта при гелиевых температурах, которое объясняется осцилляциями потерь энергии горячими фотоэлектронами на оптических фононах. Следует заметить, что при измерении фототермомагнитного эффекта магнитофононные осцилляции не наблюдаются, поскольку при этом отсутствуют фотоэлектроны. Измерения ФЭМ-эффекта и фототермомагнитного эффекта на одном и том же образце могут служить удобным методом обнаружения магнитофононных осцилляций.

В рамках этой модели удастся объяснить практически все «аномалии», наблюдающиеся при исследовании ФЭМ-эффекта при низких температурах. Спектральные осцилляции ФЭМ-эффекта в этой модели определяются осцилляциями энергии  $\epsilon_{\text{эфф}}$ , отдаваемой фотоэлектронами системе равновесных электронов. В диффузионной теории ФЭМ-эффект не зависит от частоты падающего света. Экспоненциальный рост фотоманнитного тока с понижением температуры связан с увеличением вклада в эффект разогретых электронов. При низких температурах выполняются условия для эффективного разогрева носителей падающим излучением, и эффекты, связанные с избыточной электронной температурой, преобладают над концентрационными эффектами. Фотопроводимость обусловлена разогревом равновесных электронов за счет электрон-электронного взаимодействия с релаксирующими фотоэлектронами, что приводит к изменению подвижности «равновесных» электронов и к изменению темновой проводимости. И если фотопроводимость по диффузионной теории не может менять знака в зависимости от магнитного поля  $H$ , то в случае разогрева электронов падающим излучением в квантующих магнитных полях фотопроводимость становится отрицательной в магнитных полях, соответствующих минимуму магнитосопротивления<sup>62</sup>. Этот результат согласуется с экспериментальными данными.

#### 4. РАДИАЦИОННЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ

В последнее время<sup>72</sup> были поставлены эксперименты, в которых однородный образец из монокристаллического германия, помещенный в магнитное поле, вместо освещения облучается потоком ионизирующих частиц ( $\alpha$ -частицы, протоны). При этом в направлении, перпендикулярном к магнитному полю и направлению потока частиц возникает э. д. с.

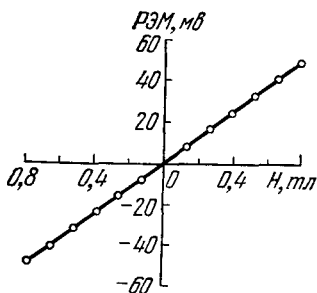


Рис. 22. Радиационный электромагнитный эффект в монокристалле германия.

Зависимость э. д. с. от магнитного поля. Поток  $\alpha$ -частиц  $N = 8 \cdot 10^{11}$  частиц/см<sup>2</sup>сек, энергия  $\alpha$ -частиц 40 Мэв.

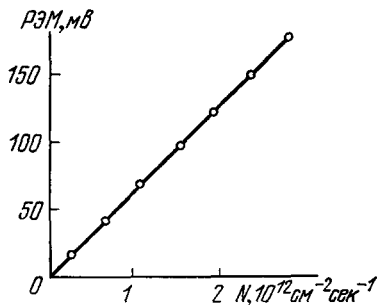


Рис. 23. Зависимость радиационного электромагнитного эффекта от интенсивности потока  $\alpha$ -частиц,

$n\text{-Ge}$ ,  $H = 0,8$  тл.

радиационного электромагнитного эффекта (РЭМ-эффект), меняющая знак с изменением направления магнитного поля на противоположное. Источником  $\alpha$ -частиц служил циклотрон. Эксперименты проводились на монокристаллических образцах германия  $n$ - и  $p$ -типа (удельное сопротивление 30—60 ом·см), облучение которых проводилось одиночными импульсами длительностью 100—400 мксек (во избежание разогрева образца). Контакты наносились на необлучаемую поверхность и были защищены от непосредственного попадания на них пучка  $\alpha$ -частиц.

На рис. 22, 23 представлены графики, иллюстрирующие линейную зависимость э. д. с. РЭМ-эффекта от напряженности магнитного поля

и потока  $\alpha$ -частиц для образца  $n$ -германия (энергия  $\alpha$ -частиц — 40 Мэв). Величина эффекта слабо зависит от энергии  $\alpha$ -частиц (диапазон энергий 5—40 Мэв).

Измерения фотоманитного эффекта и эффекта Холла на облученных  $\alpha$ -частицами образцах показали сильное уменьшение (более чем в 10 раз) фотоманитной э. д. с. (по сравнению с эффектом на необлученном образце) и инверсию знака холловской э. д. с. на образцах  $n$ -германия. Образец под действием облучения становится резко неоднородным вдоль направления облучения. В образце образуется лицевой  $p$  —  $n$ -переход. Измеренная вольт-амперная характеристика на облученном образце (электроды расположены на лицевой облученной и обратной грани образца) имела типичный для  $p$  —  $n$ -перехода вид. РЭМ-эффект разыгрывается, по-видимому, в основном на создаваемом в процессе облучения  $p$  —  $n$ -переходе. Для формирования резкого  $p$  —  $n$ -перехода требуется хорошая монохроматичность  $\alpha$ -излучения (в опытах на циклотроне разброс  $\alpha$ -частиц по энергиям составлял менее 1—2%). При «размазывании» энергетического спектра  $\alpha$ -частиц (когда один и тот же образец последовательно облучался  $\alpha$ -частицами различной энергии) измеряемая э. д. с. РЭМ-эффекта уменьшалась практически до нуля. При исследовании РЭМ-эффекта с использованием в качестве источника  $\alpha$ -частиц радиоактивного препарата  $Pu^{238}$  <sup>73</sup>, вылетающие  $\alpha$ -частицы в результате поглощения в материале подложки имеют большой разброс по энергиям. РЭМ-эффект, измеренный при этих условиях, сильно падал по мере увеличения продолжительности облучения. При измерении РЭМ-эффекта на  $n = Ge$  ( $\rho = 30$  ом·см) с использованием  $\alpha$ -частиц, ускоренных на циклотроне, э. д. с. РЭМ-эффекта со временем возрастала от импульса (облучения) к импульсу и после 40—50 импульсов облучения (поток  $\alpha$ -частиц —  $10^{12}$  частиц/см<sup>2</sup>сек, продолжительность импульса 200 мсек) дальнейшее облучение уже не влияло на величину э. д. с. Очевидно, что 40—50 импульсов облучения при такой интенсивности потока  $\alpha$ -частиц полностью формировало  $p$  —  $n$ -переход в исследуемых образцах. Поставленные опыты исключают возможность приписать возникновение исследуемой э. д. с. каким-либо явлением, связанным с эмиссией электронов, вызванной бомбардировкой образца  $\alpha$ -частицами. Очевидно, что электронная эмиссия не может зависеть ни от размазывания энергетического спектра  $\alpha$ -частиц, ни от числа импульсных облучений образца. Исследовался также четный РЭМ-эффект. Величина э. д. с. четного РЭМ-эффекта по порядку величины в  $\sim 10$  раз меньше соответствующей э. д. с. нечетного эффекта. Количественная теория РЭМ-эффекта пока не создана.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время основные механизмы и закономерности фотоманитных эффектов в полупроводниках можно считать установленными. Однако, как и во всяком «живом» направлении исследований, здесь имеется целый ряд физических проблем, еще ждущих своего теоретического или экспериментального решения.

Время показывает, что в процессе развития представленного здесь направления происходит смещение центра тяжести исследований. Как представляется, в ближайшее время наиболее актуальными в рассматриваемом круге проблем будет исследование физики РЭМ-эффекта, анизотропии разогретного ФТЭМ-эффекта и ФЭМ-эффекта в квантующем магнитном поле. Эти исследования, несомненно, расширят наши представления о данных явлениях.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. К. Кикоин, М. М. Носков, *Phys. Zs. Sowjetunion* **5**, 586 (1934).
2. И. К. Кикоин, *ДАН СССР* **3**, 418 (1934).
3. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *J. Phys. and Chem. Sol.* **28**, 1237 (1967).
4. T. S. Moss, L. Pincherle, A. M. Woodward, *Proc. Phys. Soc.* **B66**, 743 (1953).
5. P. Aigrain, H. Bulliard, *C. R. Ac. Sci.* **236**, 595, 672 (1953).
6. H. Bulliard, *Phys. Rev.* **94**, 1564 (1954).
7. S. W. Kurnick, R. N. Zitter, *J. Appl. Phys.* **27**, 278 (1956).
8. C. Hilsum, D. J. Oliver, G. J. Richayesen, *Electronics* **1**, 134 (1955).
9. I. R. Dixon, *Phys. Rev.* **107**, 374 (1957).
10. М. П. Михайлова, Д. Н. Наследов, С. В. Слободчиков, *ФТТ* **4**, 1227 (1962).
11. A. Amith, *Phys. Rev.* **116**, 793 (1959).
12. T. S. Moss, *Proc. Phys. Soc.* **B66**, 993 (1953).
13. I. Z. Auth, *J. Phys. and Chem. Sol.* **18**, 261 (1961).
14. Б. Т. Коломиец, А. А. Малькова, *ФТТ* **5**, 1219 (1963).
15. K. Thiesse, G. Jung, *Phys. Stat. Sol.* **2**, 473 (1962).
16. A. P. De Carvalho, *C. R. Ac. Sci.* **244**, 461 (1957).
17. Д. Х. Амирханов, *ФТТ* **2**, 1125 (1960).
18. Г. Н. Север, В. И. Николаев, *ФТП* **8**, 1364 (1974).
19. F. Adduci et al., *J. Appl. Phys.* **45**, 5000 (1974).
20. F. Adduci et al., *ibid.* **48**, 342 (1977).
21. Р. Найманбаев, *Изв. АН Узб. ССР*, **6**, 74 (1976).
22. Я. И. Френкель, *Phys. Zs. Sowjetunion* **5**, 597 (1934); **8**, 185 (1935).
23. W. Van Roosbroeck, *Phys. Rev.* **101**, 1713 (1956).
24. Ю. И. Равич, «Фотомангнитный эффект в полупроводниках и его применение», М., «Советское радио», 1967.
25. С. Г. Калашников, Е. Г. Ландсберг, *ЖТФ* **28**, 1387 (1958).
26. А. А. Гринберг, *ФТТ* **2**, 836 (1960).
27. T. M. Bueck, F. S. McKim, *Phys. Rev.* **106**, 904 (1957).
28. А. П. Комар, Н. М. Рейнов, С. С. Шалыт, *ДАН СССР* **96**, 47 (1954).
29. В. П. Сушков, М. И. Шлицын, *ФТТ* **6**, 3107 (1964).
30. Е. М. Лифшиц, *Phys. Zs. Sowjetunion* **9**, 641 (1936).
31. H. Bulliard, *Ann. de Phys.* **15**, 52 (1954).
32. И. К. Кикоин, Ю. А. Быковский, *ДАН СССР* **116**, 3 (1957).
33. Ю. М. Каган, Я. А. Смородинский, *ЖЭТФ* **34**, 1346 (1958).
34. И. К. Кикоин, Ю. А. Быковский, *ДАН СССР*, **109**, 4 (1956).
35. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *ibid.* **135**, 1371 (1960).
36. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *ЖЭТФ* **39**, 1471 (1960).
37. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *ФТТ* **7**, 2564, 1965.
38. И. К. Кикоин, И. Н. Николаев, *ЖЭТФ* **45**, 1678 (1963).
39. Yu. M. Kagan, V. N. Sobakin, *J. Phys. and Chem. Sol.* **26**, 597 (1966).
40. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *ЖЭТФ* **41**, 1332 (1961).
41. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *Письма ЖЭТФ* **2**, 75 (1965).
42. Ю. М. Каган, В. Н. Собакин, *ibid.*, с. 71.
43. T. Joung, *Phys. Rev.* **117**, 5 (1960).
44. R. N. Zitter, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 14 (1965).
45. T. Morimoto, M. Chiba, S. Takeda, *Phys. Lett.* **A62**, 107 (1977).
46. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *Письма ЖЭТФ* **3**, 434 (1966).
47. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, *ibid.* **5**, 393 (1967).
48. Р. В. Парфеньев, И. И. Фарбштейн, С. С. Шалыт, *ЖЭТФ* **53**, 1573 (1967).
49. В. Л. Гуревич, Ю. А. Фирсов, *ЖЭТФ* **40**, 1999 (1961).
50. Д. Н. Наследов, Ю. Г. Попов, Ю. С. Сметанникова, *ФТТ* **6**, 3728 (1964).
51. Д. Н. Наследов, Ю. Г. Попов, Ю. С. Сметанникова, И. Н. Ясневич, *ФТТ* **8**, 2853 (1966).
52. Д. Н. Наследов, Ю. Г. Попов, *ФТТ* **5**, 3031 (1963).
53. Р. И. Лягущенко, Д. Н. Наследов, Ю. Г. Попов, И. Н. Ясневич, *Письма ЖЭТФ* **6**, 845 (1967).
54. I. K. Kikoïñ, S. D. Lazarev, G. A. Sherelskii, G. D. Efremova, *Phys. Lett.* **A30**, 282 (1969).
55. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, Г. А. Шенельский, Г. Д. Ефремова, *ЖЭТФ* **58**, 60 (1970).
56. I. K. Kikoïñ, S. D. Lazarev, Yu. E. Moiseyev, *Phys. Lett.* **A37**, 171 (1971).
57. В. Ф. Елесин *ФТП* **1**, 473 (1967); **2**, 1179 (1968).

58. Р. И. Лягущенко, И. Н. Яснеевич, ФТТ 9, 3547 (1967).
59. В. Н. Абакумов, Р. И. Лягущенко, И. Н. Яснеевич, ФТТ 10, 2920 (1968).
60. Р. И. Лягущенко, И. Н. Яснеевич, ЖЭТФ 56, 1432 (1969).
61. С. Д. Лазарев, Г. А. Шенельский, Г. Д. Ефремова, ФТП 4, 419 (1970).
62. Ю. М. Гальперин, И. Н. Яснеевич, ФТТ 12, 2171 (1970).
63. И. К. Кикоин, И. Н. Николаев, ЖЭТФ 41, 1692 (1961).
64. А. А. Гринберг, И. И. Николаев, ДАН СССР 147, 1057 (1962).
65. Ю. Н. Равич, ФТТ 4, 2405 (1962).
66. W. Dunstan, Proc. Phys. Soc. 77, 459 (1961).
67. H. Y. Fann, K. Lark-Horowitz, in: Report of Conference of Defects in Crystalline Solids, Phys. Soc. of London, 1954.
68. L. Pensak, B. Goldstein, J. Appl. Phys. 30, 155 (1959).
69. Э. И. Адирович, В. М. Рубинов, Ю. М. Юабов, ДАН СССР 168, 1037 (1966); 174, 545 (1967).
70. Э. И. Адирович, Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника, Ташкент, «Фан», 1972.
71. Э. И. Адирович, Э. М. Мастов, Ю. М. Юабов, ДАН СССР 188, 1254, (1969); ФТП 5, 1415 (1971).
72. I. K. Kiko in, L. I. Kiko in, S. D. Lazarev, J. Phys. C10, L 653 (1977).
73. Д. Л. Симоненко, АЭ 31, 237 (1971).
74. А. А. Гринберг, С. М. Рывкин, ФТТ 3, 2470 (1961).