

Фотоэлектрические и фотомагнитные свойства бесщелевого $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в инфракрасной и миллиметровой области спектра излучения при раскрытии энергетической щели

© С.Г. Гасан-заде, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Получена 19 декабря 1995 г. Принята к печати 19 февраля 1996 г.)

В бесщелевом полупроводнике $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.04-0.16$) получены магнитополевые и деформационные зависимости фотоэлектрических, фотомагнитных, а также фототермомагнитных характеристик при раскрытии энергетической щели. При возбуждении ИК излучением обнаруживается резкий рост фотосигнала с увеличением магнитного поля либо одноосной упругой деформации. В области квантового предела проявляются осцилляции большой амплитуды, связанные с участием в рекомбинации продольных оптических фононов. В миллиметровой области спектра проявляется гигантская осцилляция фотоотклика, связанная с изменением концентрации электронов. Последнее подтверждается полевой зависимостью фотоэффекта Холла. Показано, что фототермомагнитный эффект является дифференциальным сигналом по отношению к сигналу фотопроводимости.

Введение

Тройное полупроводниковое соединение $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) в достаточно широком диапазоне составов ($0 < x < 0.160$, $T = 4.2\text{ К}$) представляет собой полупроводник с нулевой запрещенной зоной или бесщелевой полупроводник (БП). Бесщелевое состояние в КРТ является следствием симметрии кристаллической решетки и характеризуется рядом особенностей: инверсным расположением зон, наличием примесных резонансных уровней и др. Вырождение зон в точке $k = 0$ (точке соприкосновения зоны проводимости и валентной зоны) может быть снято наложением на БП внешнего воздействия, понижающего симметрию кристалла. Таким воздействием может быть, например, магнитное поле или одноосная упругая деформация. При этом между зонами образуется энергетический зазор, величина которого практически линейно растет с увеличением напряженности магнитного поля H или одноосного напряжения P . Величина энергетического зазора может регулироваться в достаточно широких пределах. Например, магнитное поле с напряженностью $H = 50\text{ кЭ}$ может регулировать энергетическую щель в бесщелевом КРТ в пределах $0-40\text{ мэВ}$, что охватывает спектральный диапазон излучения от миллиметров до нескольких десятков микрометров.

Высокая чувствительность зонного спектра к внешним воздействиям делает бесщелевой КРТ перспективным материалом для разработки перестраиваемых фотоприемников в дальнем ИК и миллиметровом диапазонах излучения. В связи с этим представляют интерес исследования фотоэлектрических и фотомагнитных явлений в БП в условиях образования энергетической щели. Ранее сообщалось об измерениях фотопроводимости (ФП) бесщелевого КРТ в

магнитном поле в инфракрасном [1,2] и миллиметровом [3,4] диапазонах излучения.

В настоящей работе приводятся результаты исследования ФП, а также фотоэлектромагнитного эффекта (ФМЭ), фототермомагнитного эффекта (ФТМЭ) в бесщелевом КРТ при индуцировании энергетической щели магнитным полем и одноосной упругой деформацией. Одновременно у исследованных образцов в этих условиях измерялись коэффициент Холла R_H и изменение удельной проводимости σ .

Кратко рассмотрим воздействие магнитного поля и одноосной деформации на энергетический спектр БП вблизи краев основных зон [5]. В соответствии с инверсной моделью энергетического спектра бесщелевого КРТ зоны Γ_6 и Γ_8 имеют обратный порядок по сравнению с обычным полупроводником. Зона Γ_6 в БП имеет отрицательную кривизну и образует зону легких дырок. В точке $k = 0$ зоны Γ_8 остаются вырожденными. При этом подзона с легкой эффективной массой (*c*-симметрией) имеет положительную кривизну и составляет зону проводимости. Кривизна другой подзоны Γ_8 (*p*-симметрией) остается отрицательной и она образует обычную зону тяжелых дырок (рис. 1, *a*).

В магнитном поле между зонами Γ_8 образуется энергетический зазор (рис. 1, *b*), который описывается через параметры Латтинжера: $\delta(H) = (\gamma_1 - \gamma)\hbar\omega_c$. Здесь $\omega_c = eH/m_n$ — циклотронная частота электронов. В пренебрежении вкладом удаленных зон энергетическая щель хорошо описывается простым выражением $\delta(H) = \hbar\omega_c/4$. Акцепторный уровень E_A движется вслед за вершиной валентной зоны и при $H > H_0$ попадает в образованную полем щель (рис. 1, *c*).

Более сложный вид приобретает энергетический спектр БП при одноосном упругом напряжении [6-8]. Энергетическая щель в точке $k = 0$ линейно растет с

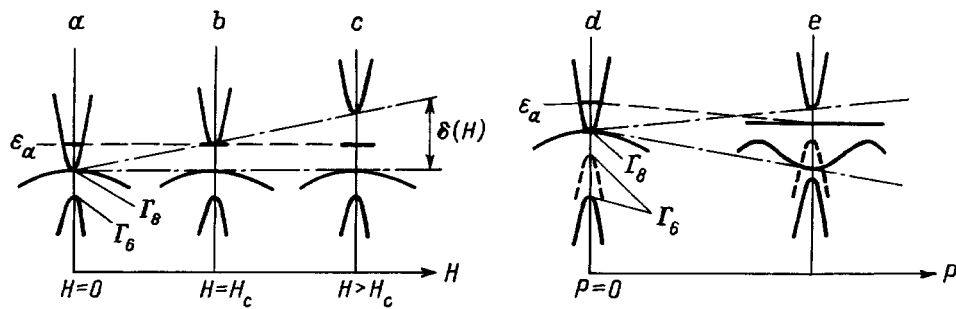


Рис. 1. Зонная структура бесщелевого полупроводника $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. *a, b, c* — в магнитном поле; *d, e* — при наложении одноосного напряжения (для двух различных составов x).

увеличением напряжения и зависит от кристаллографического направления. Например, для направления $P \parallel [100]$ $E(P) = \frac{1}{4}b(S_{11} - S_{12})P$. Здесь b — деформационная константа, S_{ij} — компоненты тензора упругой податливости. Помимо энергетического зазора в точке $k = 0$ у валентной зоны тяжелых дырок образуются боковые ($k \neq 0$) экстремумы (рис. 1, *e*). При этом, если в исходном состоянии энергетический зазор между зонами Γ_6 и γ_8 оказывается достаточно малым, $|F_g| < 100$ мэВ, то при больших напряжениях зона Γ_8 вблизи $k = 0$ может оказаться выше зоны Γ_6 (рис. 1, *d, e*, штриховые кривые) [7].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Трансформация зонного спектра бесщелевого КРТ приводит к качественным изменениям его кинетических и оптических характеристик. Это связано с изменением как концентрации, так и подвижности носителей тока. Кристаллы бесщелевого КРТ в исходном состоянии, как правило, имеют дырочный тип проводимости. В настоящей работе исследовались кристаллы p -КРТ с концентрацией электрически активных примесей $N_A - N_D = 3 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_A \gg N_D$. Разностная концентрация акцепторов N_A и доноров N_D оценивалась по насыщению коэффициента Холла R_H в магнитном поле $H = 75 \text{ кЭ}$ при температуре истощения примеси ($T = 78 \text{ К}$). Концентрация электронов в зоне проводимости определялась из периода осцилляций Шубникова-де-Гааза, а полная концентрация доноров — из измерений R_H при $T = 1.8 \text{ К}$. Образцы имели типичные размеры $0.5 \times 1.5 \times 7 \text{ мм}^3$. Параметры образцов приведены в таблице. В качестве источников излучения использовались лазеры (длина волны излучения $\lambda = 3.39 - 10.6 \text{ мкм}$), а также генераторы миллиметрового излучения ($\lambda = 2 - 15 \text{ мм}$). Из-за малой эффективной массы электронов доноры в бесщелевом КРТ остаются ионизованными вплоть до самых низких температур. Уровень Ферми при этом фиксирован в акцепторной зоне [5]. Поэтому в бесщелевом состоянии ($x < 0.160$; $H = 0$, $P = 0$),

несмотря на соотношение $N_A \gg N_D$, постоянная Холла определяется электронами с концентрацией $1/eR_H$ и подвижностью $R_H\sigma$.

На рис. 2, 3 приведены полевые и деформационные зависимости удельного электрического сопротивления ρ и постоянной R_H для образцов бесщелевого $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ разного состава x . Наблюдаемые резкие изменения кинетических характеристик БП имеют простое качественное объяснение. В квантующем магнитном поле, когда энергия нижнего уровня Ландау зоны проводимости $\hbar\omega_c$ превысит энергию акцептора E_A , электроны начинают вымораживаться на акцепторные состояния. При $H > 4E_A \cdot m_n/e\hbar$, $\hbar\omega_c \gg kT$ концентрация электронов в зоне проводимости экспоненциально уменьшается, что и приводит к наблюдаемым полевым зависимостям ρ и R_H .

При приложении одноосной упругой деформации определяющим также оказывается раскрытие энергетической щели, выход в нее акцепторного уровня и вымораживание электронов из зоны проводимости. Поэтому полевые и деформационные зависимости кинетических коэффициентов имеют схожий вид (рис. 2, 3). Резкое изменение концентрации электронов с ростом упругого напряжения происходит после пересечения уровня Ферми с дном зоны проводимости т. е. при $P > 4E_A/b(S_{11} - S_{12})$. Однако для кристаллов с очень малыми значениями E_g ($x = 0.155 - 0.159$) в области больших деформаций наблюдается специфическое поведение R_H и ρ (рис. 3). Такая деформационная зависимость связана, по-видимому, с изменением порядка зон Γ_6 и Γ_8 и появлением сво-

Параметры исследованных образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $T = 4.2 \text{ К}$

№ образца	Состав, x	$n, \text{ см}^{-3}$	$\mu_n, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
1	0.040	$1.27 \cdot 10^{15}$	$1.52 \cdot 10^5$
2	0.157	$3.83 \cdot 10^{14}$	$6.81 \cdot 10^5$
3	0.159	$8.27 \cdot 10^{14}$	$7.25 \cdot 10^5$
4	0.160	$3.78 \cdot 10^{14}$	$6.15 \cdot 10^5$
5	0.135	$5.28 \cdot 10^{14}$	$4.97 \cdot 10^5$

Примечание. Коэффициент Холла измерялся при $H = 0.5 \text{ кЭ}$.

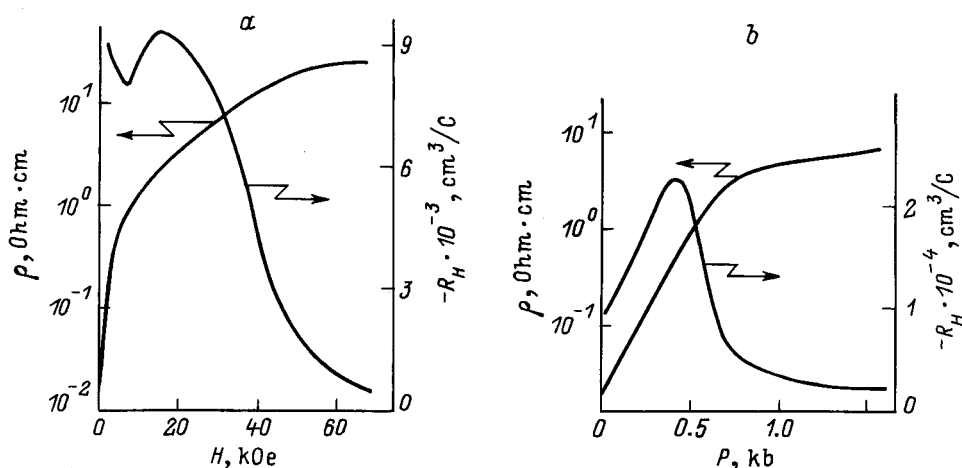


Рис. 2. Сравнение полевых (а) и деформационных (б) зависимостей ρ и R_H . Образец 1. $T = 1.7$ К.

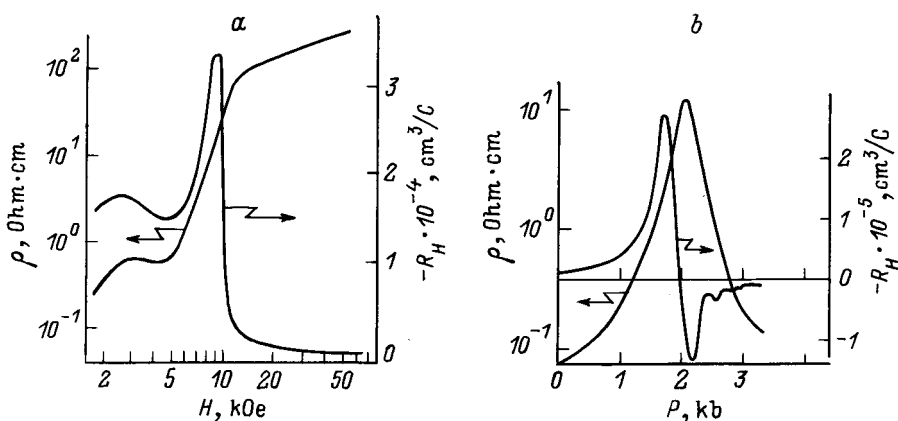


Рис. 3. Полевые (а) и деформационные (б) зависимости удельного электрического сопротивления и коэффициента Холла для образца 2. $T = 1.6$ К.

бодных дырок с малыми эффективными массами [7] (см. рис. 1, e, штриховая кривая).

В бесщелевом состоянии ФП, обусловленная отклонением концентрации носителей тока под действием излучения от равновесной, оказывается ничтожно малой. Это связано с очень высокой скоростью рекомбинации носителей. Само понятие рекомбинации в БП, как отмечено в [8], теряет смысл, поскольку она становится неотличимой от процесса рассеяния.

Возникновение энергетической щели приводит к появлению значительного сигнала междузонной ФП при $\lambda = 3-10$ мкм (рис. 4). Полевая зависимость ФП имеет ряд характерных особенностей. Из-за малого энергетического зазора и большого соотношения эффективных масс тяжелых дырок и электронов ($m_h/m_n \sim 10^2$ для $x = 0.155$) основной вклад в рекомбинацию вносят межзонные переходы — излучательный и ударный (типа Оже). Быстрый рост сигнала ФП с увеличением магнитного поля связан как раз с вымораживанием свободных электронов из зоны проводимости при $H > 4E_A \cdot m_n/e\hbar$. Тот факт,

что полевая характеристика сигнала ФП оказывается более крутой, чем у магнитосопротивления, указывает на преобладание механизма оже-рекомбинации. Действительно, магнитосопротивление в диапазоне H , который соответствует вымораживанию электронов, является практически линейной функцией концентрации электронов n . В то же время темп межзонной ударной рекомбинации Оже зависит от n квадратично.

Другой важной особенностью ФП в магнитном поле оказывается наличие при низкой температуре осцилляций большой амплитуды в той области H , где полевые зависимости R_H и ρ остаются монотонными. На положение осцилляций ФП в магнитном поле не влияет изменение длины волны излучения. Это указывает на то, что причиной осцилляций является немонотонная зависимость времени жизни носителей тока τ от магнитного поля, а не особенности коэффициента поглощения.

Положение минимумов ФП в магнитном поле хорошо удовлетворяет условию равенства энергетической

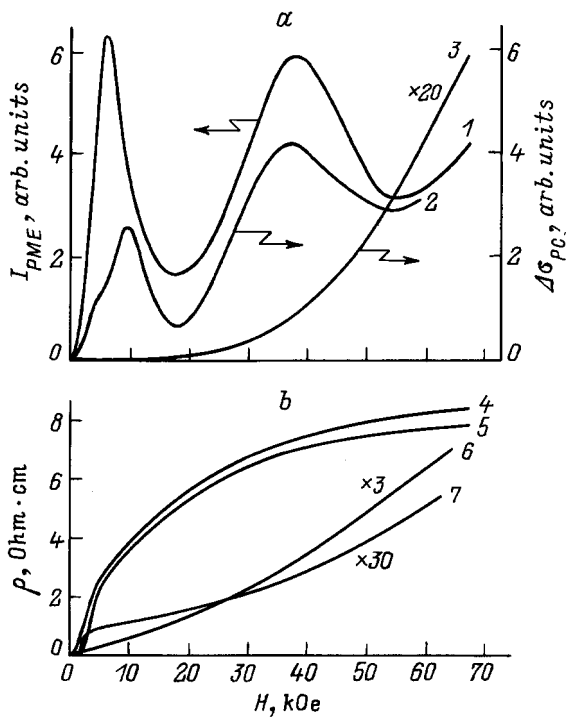


Рис. 4. Сравнение зависимостей эдс (а, кривая 1), фотопроводимости (а, 2, 3), продольного (b, 5, 7) и поперечного магнитосопротивления (b, 4, 6) от напряженности магнитного поля при низких температурах. Образец 3. 1, 2, 4, 5 — 4.2 К; 3, 6, 7 — 77 К.

щели $\delta(H)$ и энергии кратного числа продольных оптических фононов: $\delta(H) = n\hbar\omega_{LO}$ ($n = 1, 2, \dots$). Это соответствует резонансным рекомбинационным переходам электронов через энергетическую щель с участием продольных оптических фононов [1]. Используя выражение $\hbar eH/4m_n = \hbar\omega_{LO}$, для первого минимума V_{PC} получим значение энергетического зазора $\delta(H) = 16.8$ мэВ, что близко к энергии LO -фонона HgTe, основной подрешетки кристалла $Hg_{0.855}Cd_{0.155}Te$: $\hbar\omega_{LO} = 17.2$ мэВ. Положение второго минимума хорошо соответствует удвоенной энергии LO -фонона. В этом случае происходит рекомбинационный переход с участием двух оптических фононов. Таким образом, измерение межзонной ФП может случить чувствительным способом регистрации образования энергетической щели в БП и определения ее величины при низкой температуре. С другой стороны, измерив H_{min} и зная энергию LO -фонона, можно определить эффективную массу электронов в БП на дне зоны проводимости.

При более высокой температуре (77 К) темновая проводимость исследуемых образцов БП определяется собственной концентрацией электронов. Из-за большого отношения $kT/\hbar\omega_c$ в этом случае существенное изменение концентрации n в зоне проводимости под действием излучения и появление заметного сигнала ФП происходят при значительно больших

значениях H (рис. 4, кривая 3). По этой же причине осцилляции ФП при $T = 77$ К не выявляются.

Осцилляции, кратные энергии LO -фонона, проявляются при низкой температуре и в полевых зависимостях ФМЭ (рис. 4, кривая 1). В общем случае характеристики биполярного ФМЭ определяются параметрами неосновных носителей тока, т.е. в данном случае — электронов. Однако, поскольку при межзонных механизмах рекомбинации времена жизни электронов и дырок равны, положение осцилляций ФМЭ практически совпадает с осцилляциями ФП. В бесщелевом состоянии в ФМЭ значительный вклад может вносить разогрев электронов излучением [10–12]. Если время межэлектронного взаимодействия τ_{ee} оказывается много меньше времени релаксации энергии электронов на колебаниях решетки τ_r , то основная часть энергии горячего фотоэлектрона перераспределяется между равновесными электронами зоны проводимости. Это приводит к разогреву электронов в зоне проводимости. Из-за неравномерного поглощения света в образце возникает градиент электронной температуры. В поперечном магнитном поле это приводит к появлению разогревного ФМЭ — аналога эффекта Нернста–Эттингаузена на горячих электронах. Разогревная составляющая при низких температурах может доминировать в суммарном сигнале ФМЭ [11,12].

Однако при раскрытии энергетической щели магнитным полем, по мере роста H концентрация электронов в зоне проводимости быстро убывает и при $H > 4E_A \cdot m_n / eh$ становится экспоненциально низкой. А величина τ_{ee} определяется именно концентрацией n : $\tau_{ee} \sim E^{3/2}/n$. Поэтому при соответствующих значениях H (для образца 2 $H_{cr} = 4.5$ кЭ) разогревной составляющей в ФМЭ можно пренебречь. Такое утверждение основывается на сопоставлении результатов полевых зависимостей ФМЭ и ФП.

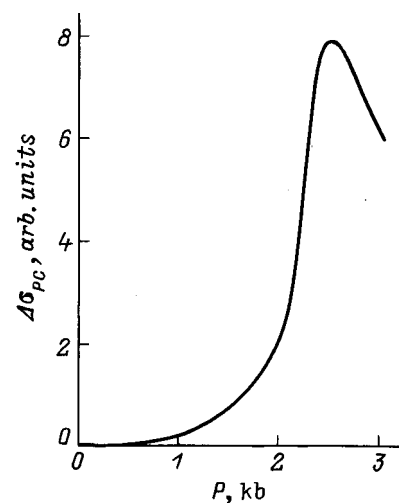


Рис. 5. Фотопроводимость образца 4 при наложении одноосного напряжения. $T = 4.2$ К.

При одноосной деформации раскрытие энергетического зазора также приводит к появлению заметного сигнала ФП (рис. 5). С увеличением P фотопроводимость резко возрастает и достигает максимума при $P = 2.2-2.5$ кбар.

Рассмотрим далее взаимодействие миллиметрового (СВЧ) излучения с бесщелевым КРТ. Как известно, в обычных полупроводниках с малой эффективной массой и достаточно большой концентрацией электронов ($n > 5 \cdot 10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$), например в InSb, в СВЧ-ФП доминирует так называемая μ -ФП [13]. Она обусловлена изменением подвижности электронов при повышении их эффективной температуры T_e из-за разогрева электронов излучением. Одной из особенностей бесщелевого состояния является не активационная, а степенная зависимость концентрации собственных носителей тока от температуры: $n_i \sim T^{3/2}$. Казалось, что такой вид температурной зависимости n_i позволяет заметным образом изменять концентрацию электронов при их разогреве. Это изменение должно быть особенно заметным при низкой температуре, когда можно достичь большего увеличения T_e . Однако именно при низкой температуре концентрация n_i оказывается много меньше n — концентрации примесных электронов в зоне проводимости (при $T = 4.2 \text{ К}$, $n/n_i = 10^2-10^3$; $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Поэтому, измеряя R_H при воздействии миллиметрового излучения на бесщелевой КРТ, нам не удавалось зафиксировать изменения концентрации электронов. Таким образом, в БП в отсутствие P и H фотопроводимость в миллиметровом диапазоне излучения, по-видимому, имеет ту же природу, что и в обычных полупроводниках, т.е. является обычной μ -фотопроводимостью.

При образовании энергетического зазора между зоной проводимости и валентной зоной возникают возможности и для других механизмов взаимодействия длинноволнового излучения с БП. Становится возможным прямой заброс электронов через энергетический зазор квантами длинноволнового излучения. Спектральная зависимость такой ФП должна иметь порог со стороны длинных волн излучения, что касается болометрического эффекта — прямого разогрева образца излучением, то при используемой мощности 10^{-4} мВт им можно полностью пренебречь. Фотосигнал, связанный с разогревом электронов излучением, по крайней мере на 2 порядка превышает сигнал от болометрического эффекта [3,14].

При разогреве электронов излучением помимо обычной μ -ФП может возникать и концентрационная составляющая ФП, обусловленная тепловым забросом электронов через энергетическую щель. Такая составляющая ФП связана с тепловым перераспределением электронов между акцепторной зоной и зоной проводимости при повышении T_e . Ее появление становится возможным благодаря резкому уменьшению исходной концентрации электронов в зоне

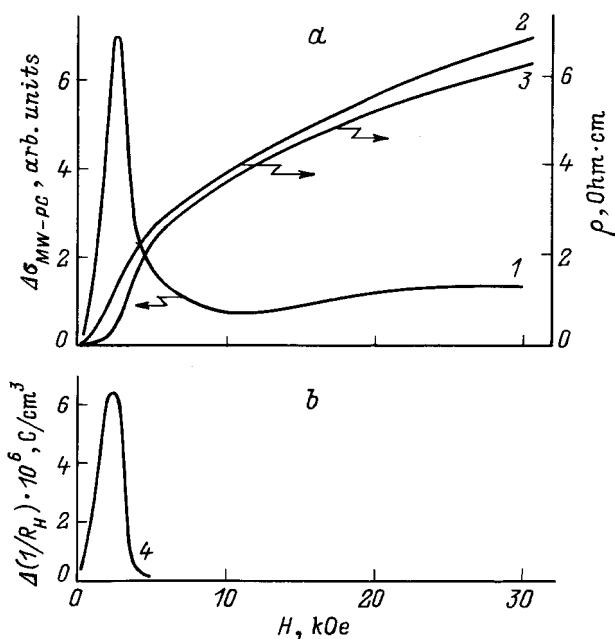


Рис. 6. Полевые зависимости СВЧ (MW) фотопроводимости (а, кривая 1), поперечного (а, 2) и продольного (а, 3) магнитосопротивления, а также изменения концентрации $\left(\Delta\left(\frac{1}{R_H}\right)\right)$ носителей (b, 4) для образца 4. $T = 4.2 \text{ К}$.

проводимости из-за их вымораживания магнитным полем или деформацией. Таким образом, изменение проводимости БП с ростом T_e может быть связано как с изменением подвижности, так и концентрации электронов:

$$\Delta\sigma = e \left(n \cdot \frac{d\mu}{dT_e} + \mu \cdot \frac{dn}{dR_e} \right) \Delta T_e. \quad (1)$$

В достаточно слабом магнитном поле ($H < H_{cr}$) в выражении для $\Delta\sigma$ очевидно должна доминировать первая составляющая. А при $H > H_{cr}$ по мере роста H основной вклад в фотосигнал начинает вносить концентрационная составляющая [3]. Чтобы проверить эти предположения, нами наряду с СВЧ-ФП на одних и тех же образцах проводились измерения коэффициента Холла при освещении и ФТМЭ в миллиметровом диапазоне излучения.

На рис. 6 представлены полевые зависимости ρ и СВЧ-ФП для образца 4. В области относительно слабых полей ($H < 3 \text{ кЭ}$) осцилляции ФП практически совпадают с осцилляциями Шубникова-де-Гааза для ρ . Они малы по амплитуде и в силу этого не отражены на рисунке. При дальнейшем росте H на фоне монотонного роста ρ наблюдается осцилляция фотоотклика очень большой величины. Приведенная полевая зависимость СВЧ-ФП хорошо согласуется с результатами [3]. В указанной работе область слабых H , включая осцилляции, подробно проанализирована. Поэтому мы сосредоточим свое основное

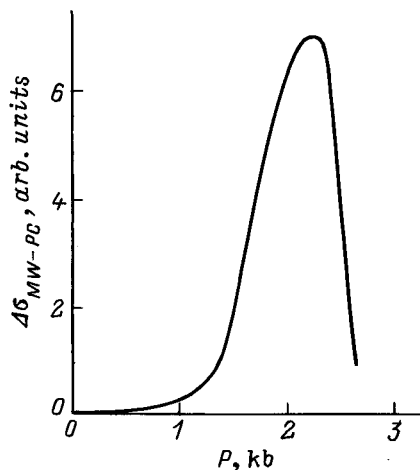


Рис. 7. Зависимости СВЧ фотопроводимости (MW-PC) образца 5 от величины одноосного сжатия. $T = 4.2$ К.

внимание на так называемом гигантском максимуме фотосигнала.

Изменение частоты возбуждающего излучения в диапазоне 2–15 мм не приводит к изменению формы сигнала и положения максимума в шкале H . Это означает, что СВЧ-ФП не связана с прямыми оптическими переходами носителей тока через созданный магнитным полем энергетический зазор. Поэтому можно считать, что основной вклад в фотосигнал вносит разогревая концентрационная составляющая σ . В сильном поле, когда уровень Ферми пересекается с последним уровнем Ландау, изменение темновой проводимости определяется вымораживанием электронов из зоны проводимости на акцепторные состояния. В этой ситуации СВЧ-ФП, связанная с изменением T_e , в ультраквантовом пределе может быть записана в виде [3]

$$\Delta\sigma \sim e\mu N_e \frac{\hbar\omega_c}{(kT)^2} \left(1 + \frac{\hbar\omega_c}{|E_g|}\right)^{1/4} \Phi(\eta)\Delta T_e. \quad (2)$$

Здесь функция распределения Φ может быть записана в виде однопараметрического интеграла с параметром $\eta = \frac{E_F - \delta(H)}{kT_e}$; плотность электронных состояний с учетом разогрева $N_e = 2 \left(\frac{m_n kT_e}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$. Уровень Ферми фиксирован в акцепторной зоне и не зависит от магнитного поля и температуры в диапазоне низких температур ($T < 4.2$ – 10 К). С ростом магнитного поля функция Φ проходит через максимум при $\eta = -0.85$. Значение напряженности поля H , которое удовлетворяет приведенному выше равенству, соответствует максимуму СВЧ-ФП. Физически это означает, что для данного образца может быть получено оптимальное значение энергетической щели $\delta(H_{\max})$. Оно приводит к такому перераспределению электронов между состояниями зоны проводимости и акцепторной зоны, которое обеспечивает максимальное значение сигнала ФП при изменении T_e .

Для экспериментальной проверки приведенных выше оценок были проведены измерения полевой зависимости коэффициента Холла бесщелевого образца в двух состояниях: в отсутствие облучения (R_H) и при облучении его миллиметровым излучением (R_H^1). Как видно из рис. 6, кривая 4, полевая зависимость $\Delta\left(\frac{1}{R_H}\right) = \frac{1}{R_H^1} - \frac{1}{R_H}$ имеет отчетливый максимум, положение которого практически совпадает с максимумом СВЧ-ФП в шкале H . Такое совпадение является прямым экспериментальным доказательством концентрационной природы наблюдаемой гигантской осцилляции СВЧ-ФП в сильном магнитном поле.

При наложении упругой одноосной деформации также образуется энергетическая щель и происходит уменьшение концентрации электронов в зоне проводимости. В результате, как и в сильном магнитном поле, возникает заметный сигнал СВЧ-ФП с характерным максимумом при определенном значении P_{\max} (рис. 7). Значение P_{\max} соответствует пересечению уровня Ферми с дном зоны проводимости: $E_F = \frac{b}{4}(S_{11} - S_{12})P_{\max}$ для направления [100].

На рис. 8 приведено сопоставление полевых зависимостей СВЧ-ФП и ФТМЭ. Как известно, эдс ФТМЭ возникает в поперечном магнитном поле из-за градиента электронной температуры при неоднородном поглощении образцом миллиметрового излучения [15]. По существу ФТМЭ является аналогом эффекта Нернста-Эттингаузена (Н-Э) на горячих электронах, т.е. в отсутствие заметного разогрева кристаллической решетки. Обращает на себя внимание, что полевая зависимость ФТМЭ в области сильных магнитных полей имеет вид, близкий по

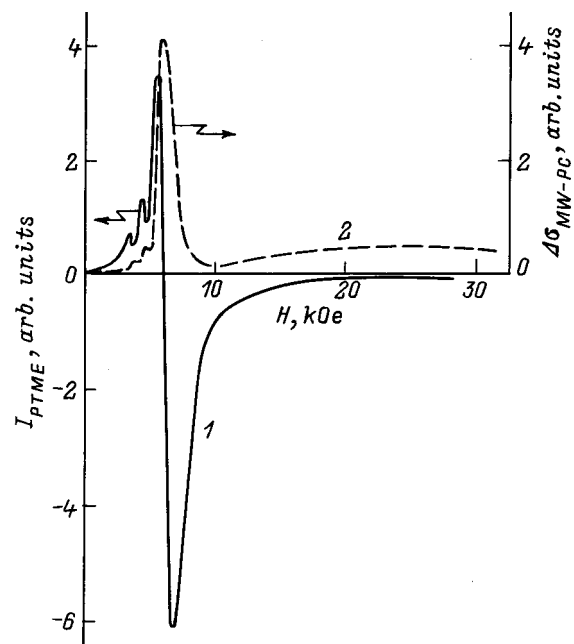


Рис. 8. Сравнение полевых зависимостей фототермоманнитного эффекта (1) и СВЧ-ФП (2) образца 3. $T = 4.2$ К.

форме к первой производной $V_{PC}(H)$ по H . Чтобы выяснить причину такой особенности ФТМЭ, следует проанализировать полевую зависимость коэффициента H -Э в области квантовых осцилляций [16].

Эдс ФТМЭ может быть выражена через коэффициент H -Э Q :

$$E_{PTME} = -Q \cdot \nabla T_e; \quad Q = \frac{\sigma_{11} \cdot \beta_{12} - \sigma_{12} \cdot \beta_{11}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2}, \quad (3)$$

где σ_{ij} , β_{ij} — кинетические коэффициенты в формулах для гальваномагнитных и термомагнитных явлений соответственно.

В классически сильном магнитном поле ($\mu H/c \gg 1$) выполняется неравенство $(\sigma_{12})^2 \gg (\sigma_{11})^2$.

Диагональные компоненты тензоров кинетических коэффициентов могут быть записаны в следующем виде:

$$\sigma_{11} = \sigma_{11}^0 \int dE \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) g^2(E_F) W(E),$$

$$\beta_{11} = \beta_{11}^0 \int dE \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) g^2(E_F) W(E) \frac{E - E_F}{T} \quad (4)$$

Здесь σ_{11}^0 и β_{11}^0 — размерные коэффициенты, $f(E)$ — функция распределения, $W(E)$ — плавная функция, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

При сильном вырождении электронов

$$\sigma_{11} \sim g^2(E_F); \quad \beta_{11} \sim g(E_F) \frac{\partial g}{\partial E_F}.$$

В этом случае Q в сильном магнитном поле имеет вид $Q \simeq \frac{\beta_{11}^0}{\sigma_{12}^0} C(E_F) \frac{\partial g}{\partial E_F}$. Здесь $G(E_F)$ — плавная функция.

Таким образом, в области осцилляций — сильной немонотонности Q — член, содержащий производную $\partial g / \partial E_F$, становится доминирующим. По этой причине осцилляции коэффициента H -Э имеют большую амплитуду, а также фазовый сдвиг по сравнению с осцилляциями проводимости, а ФТМЭ — вид производной $V_{PC}(H)$ по H .

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что бесщелевой $Cd_xHg_{1-x}Te$ при наложении внешних воздействий — магнитного поля и одноосной упругой деформации проявляет фоточувствительность в широком диапазоне спектра излучения. Этот диапазон может быть перестраиваемым посредством изменения величины внешнего воздействия. При этом вольт-ваттная чувствительность фотоприемников на основе БП может превосходить чувствительность приемников, основанных на обычной μ -ФП. Последнее основывается на том, что в проводимости БП доминирует изменение концентрации электронов, а не их подвижности.

Авторы благодарны Государственному фонду фундаментальных исследований ГКНТ Украины за частичную поддержку этой работы.

Список литературы

- [1] R. Dornhaus, G. Nimtz, B. Schlödt. *Narrow-Gap Semiconductors* (Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokio: Springer Verlag, 1985).
- [2] С.Г. Гасан-заде, В.А. Ромака, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский. Письма ЖЭТФ, **39**, 553 (1984).
- [3] Ю.Г. Арапов, А.Б. Давыдов, Г.Л. Штрапенин. ФТП, **18**, 1185 (1984).
- [4] Ю.Н. Гаврилюк, С.Г. Гасан-заде, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский. ФТП, **13**, 1640 (1979); S.G. Gasanzade, E.A. Sal'kov, G.A. Shepelsky. *Digest of 2nd Int. Conf. on Millimeter Wave and Far-Infrared Technology* (Beijing, China, 1992) p. 278.
- [5] I.M. Tsidilkovski, G.I. Narus, N.G. Shelushinina. *Adv. Phys.*, **34**, 43 (1985).
- [6] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., 1972).
- [7] Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, В.А. Ромака, Г.А. Шепельский. Письма ЖЭТФ, **45**, 100 (1989).
- [8] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, Е.Л. Румянцев, О.Е. Рут. ЖЭТФ, **97**, 242 (1988).
- [9] Н.С. Барышев. *Матер. IV Всес. симп. "Полуметаллы и полупроводники с узкой запрещенной зоной"* (Львов, 1975) ч. 5, с. 7.
- [10] Р.И. Лягущенко, Р.В. Парфеньев, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт, И.Н. Ясиевич. ФТТ, **10**, 2241 (1968).
- [11] С.Д. Лазарев, Г.А. Шепельский, Г.Д. Ефремова. ФТТ, **12**, 1718 (1970).
- [12] Ю.Н. Гаврилюк, С.Г. Гасан-заде, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский. ФТП, **11**, 1571 (1977).
- [13] Ш.М. Коган. ФТТ **4**, 1891 (1962).
- [14] А.А. Маненков, Г.Н. Михайлова, А.С. Сеферов, В.Д. Чернецкий. ФТТ, **16**, 2719 (1974).
- [15] А.Н. Выставкин, Ш.М. Коган, Т.М. Лифшиц, П.Г. Мельник. *Радиотехника и электроника*, **8**, 994 (1963).
- [16] V.A. Pogrebnyak, D.D. Khalamwida, V.V. Yakovenko. *Sol. St. Commun*, **68**, 891 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoelectric and photomagnetic properties of gapless $Cd_xHg_{1-x}Te$ in infrared and microwave region of irradiation spectra as a result of energy gap formation

S.G. Gasanzade, E.A. Salkov and G.A. Shepelsky

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Science of Ukraine,
252650, Kiev, the Ukraine

Abstract Photoelectric, photomagnetic and photothermodynamic phenomena dependence on magnetic field strength and uniaxial stress have been investigated in gapless semiconductor $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.04-0.16$) as a result of energy gap formation. Infrared excitation makes the photoconductivity grow sharply with the increase of magnetic field or uniaxial stress magnitudes. Within the quantum limit fields there are oscillations of a very high amplitude as a result of

recombination with the participation of longitudinal optical phonons. Millimeter region photoconductivity exhibits the giant oscillation which is caused by the changing of the electron concentration. The last is confirmed by the field dependence of photo-Hall-effect. It is shown that photothermomagnetic effect response corresponds to a first derivative of the photoconductivity signal with respect to the magnetic field value.