

УДК 621.315.592

НОВЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В ЗОНЕ ПРОВОДИМОСТИ InSb ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ 77 К

Е. М. Шерегий, О. М. Лешко

В *n*-InSb проведено измерение фотопроводимости, возбужденной CO₂-лазером ($\lambda_1=10.62$, $\lambda_2=9.57$ мкм) в импульсных магнитных полях 0—400 кЭ в области температур 77—300 К. Впервые в данном температурном диапазоне наблюдались гармоники циклотронного резонанса, комбинационный резонанс и циклотрон-фононный резонанс с пусканием фононов. Впервые в полупроводниках наблюдались и детально исследованы циклотрон-фононные резонансы с поглощением фононов (краткое сообщение приведено в [1]). Температурный сдвиг исследованных резонансов применен для изучения зависимостей от температуры эффективной массы электронов на дне зоны проводимости m_c^* и ширины запрещенной зоны E_g .

В предыдущих работах по изучению параметров зонной структуры InSb посредством магнитооптических резонансов, включая исследования последних лет [2-8], измерения проводились при низких температурах (~4.2 К). Нам известны две работы [9, 10], в которых циклотронный резонанс (ЦР) использовался для получения зависимостей эффективной массы электронов на дне зоны проводимости $m_c^*(T)$ и ширины запрещенной зоны $E_g(T)$ в широкой области температур 4.2—160 К. Противоречивость в их выводах и несоответствие данным по магнитофононному резонансу (МФР) [11-13] предполагают необходимость дальнейшего рассмотрения этой проблемы и расширения температурного диапазона исследований до 300 К. При этом целесообразно использовать наряду с ЦР и другие, ранее не наблюдавшиеся в температурном интервале 77—300 К резонансы: гармоники циклотронного резонанса (ГЦР), комбинационный резонанс Рашбы (КР), циклотрон-фононный резонанс с испусканием продольного оптического фонона (ЦФР⁺). Кроме того, при $T > 77$ К по аналогии с магнитофононным резонансом и согласно предсказаниям теории [14] возможен новый тип переходов — циклотрон-фононные резонансы с поглощением фононов (ЦФР⁻)

$$\hbar\omega = E_{N\pm} - E_{0\pm} - \hbar\omega_{\phi}, \quad (1)$$

где ω — частота электромагнитного излучения; $E_{N\pm}$, $E_{0\pm}$ — энергии уровней Ландау; ω_{ϕ} — частота фононов и фононных комбинаций.

Целью данной работы является обнаружение новых магнитооптических переходов, удовлетворяющих условию (1), исследование других вышеуказанных резонансов и использование их температурного сдвига в области 77—300 К для изучения температурных зависимостей зонных параметров InSb.

Выполнение поставленных задач связано с необходимостью проведения магнитооптических измерений в магнитных полях, превосходящих критерий сильного в классическом и квантовом смысле магнитного поля при столь высоких температурах. Для преодоления этих трудностей была разработана методика исследований фотопроводимости в импульсных магнитных полях 0—400 кЭ.

1. Методика эксперимента и результаты исследований

Магнитное поле создавалось генератором импульсных магнитных полей (ГИМП) во внутренней полости соленоида диаметром 10, длиной 35 мм ($H_{\max}=400$ кЭ, $\tau_{\text{имп}}=4$ мс).

Образец размером $2 \times 2 \times 6$ мм устанавливался на держателе в антикристате, который входил во внутреннюю полость соленоида и обеспечивал температуру образца, не зависящую от среды, в которой находился соленоид. Источником излучения служил CO_2 -лазер ИЛГН-705. С помощью

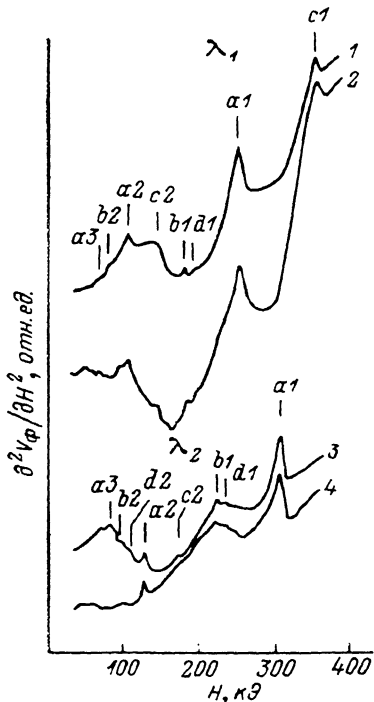


Рис. 1. Экспериментальные записи $\partial^2 V_{\phi}(H)/\partial H^2$ для образца № 1.

Для $\lambda_1=10.62$ мкм: 1 — 93, 2 — 120 К.
Для $\lambda_2=9.57$ мкм: 3 — 83, 4 — 98 К.

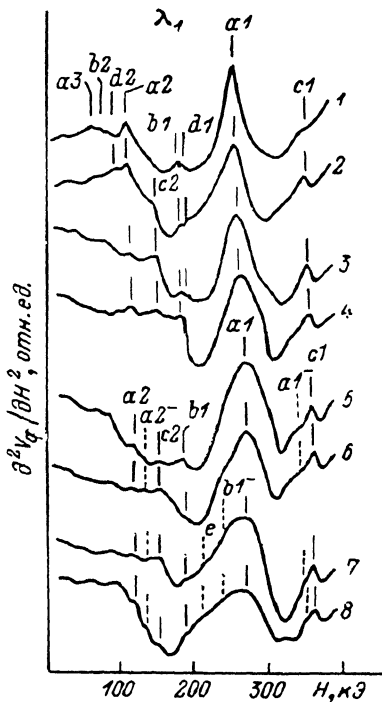


Рис. 2. Экспериментальные записи $\partial^2 V_{\phi}(H)/\partial H^2$ для образца № 2.

1 — 77, 2 — 90, 3 — 119, 4 — 142, 5 — 150,
6 — 160, 7 — 185, 8 — 220 К.

комбинированных фильтров выделялись отдельные линии этого излучения (последнее подводилось к образцу световодом — полый мельхиоровый трубкой, оканчивающейся фокусом) с длинами волн $\lambda_{1,2}=10.62$ и 9.57 мкм. Лепестковая диафрагма фотозатвора, синхронизированного с запуском ГИМП, пропускала излучение только во время импульса магнитного поля. Напряжение $V_{\phi}(H)$ от потенциальных зондов образца через дифференциатор подавалось на вход усилителя 1У14 запоминающего осциллографа С8-13. На экране осциллографа, таким образом, записывалась вторая производная $\partial^2 V_{\phi}(H)/\partial H^2$.

Обычно записывались кривые $\partial^2 V_{\phi}(H)/\partial H^2$ при возрастании магнитного поля и при спаде последнего. Положения наблюдаемых резонансов определялись усреднением положения соответствующих пиков на обеих кривых нарастания и спада поля.

Измерения проводились на образцах n -InSb, поверхности которых обрабатывались травителем СР-4А. Концентрации и подвижности образцов, полученные из холловских измерений при $T=77$ К, приведены в табл. 1.¹

¹ Кристаллы выращены В. В. Галавановым.

На рис. 1—3 показаны экспериментальные записи $\partial^2 V_\phi(H)/\partial H^2$ для трех из пяти исследованных образцов. Экспериментальные кривые для образца № 1 представлены на рис. 1. Они получены для двух длин волн падающего излучения: $\lambda_1=10.62$ и $\lambda_2=9.57$ мкм. Видно, что на всех кривых имеет место сильный и острый пик, обозначенный нами через $a1$. При λ_1 он наблюдается в магнитном поле ~ 255 кЭ, а при $\lambda_2 - H_{\text{рез.}} \approx 305$ кЭ. Этот пик соответствует ЦР, т. е. переходу электронов с наинизшего уровня Ландау 0^+ на уровень 1^+ . При $H < 200$ кЭ наблюдаются более слабые максимумы $a2, a3, b1, b2, d1, d2$. Эти резонансы наблюдались ранее при $T \leq 32$ К в работах [2, 3] при $\lambda = 10.59$ мкм (очень близкой к λ_1) также путем исследования фотопроводимости n -InSb в магнитных полях

Таблица 1

Концентрация и подвижности исследованных образцов, полученные из измерений эффекта Холла при $T = 77$ К

№ п/п	$n \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3}$	$\mu_n \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
1	0.9	5.5
2	4.0	3.5
3	0.85	5.7
4	3.0	4.5
5	2.5	5.0

до 200 кЭ. Положения в магнитном поле пиков $a2, a3, b1, b2, d1, d2$ хорошо согласуются с положением соответствующих резонансов в работах [2, 3] с учетом незначительного температурного сдвига, что позволяет принять их интерпретацию как гармоник ЦР (переходы $0^+ \rightarrow 2^+$ и $0^+ \rightarrow 3^+$) для пиков $a2$ и $a3$ соответственно; ЦФР⁺ (переходы $0^+ \rightarrow 1^+ + LO$ (Γ) и $0^+ \rightarrow 2^+ + LO$ (Γ)) для b_1 и b_2 ; КР (переходы $0^+ \rightarrow 1^-$ и $0^+ \rightarrow 2^-$) для $d1$ и $d2$.

При увеличении температуры, начиная с 90 К, на кривых $\partial^2 V_\phi(H)/\partial H^2$ появляются пики $c1$ ($H_{\text{рез.}} \approx 350$ кЭ) и $c2$ ($H_{\text{рез.}} \approx 150$ кЭ) при λ_1 и $H_{\text{рез.}} \approx 175$ кЭ при λ_2 .

На рис. 4 показаны кружками положения в магнитном поле резонансов серий a, b, c , для двух длин волн, обнаруженные на экспериментальных записях рис. 1.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты для образца № 2 с более высокой по сравнению с образцом № 1 концентрацией носителей и соответственно меньшей (на 36 %) их подвижностью. Здесь удалось получить экспериментальные записи $\partial^2 V_\phi(H)/\partial H^2$ с интервалом в 20 К и проследить темпера-

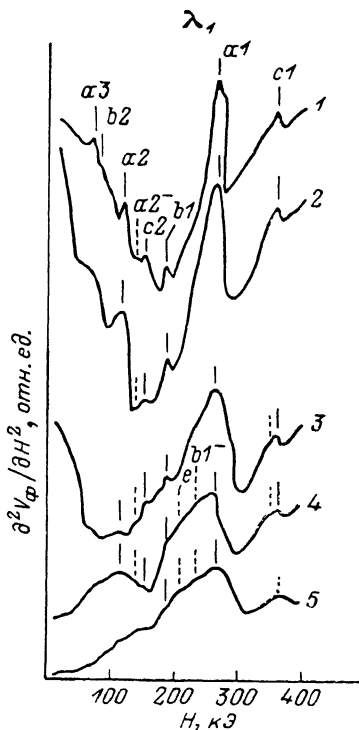


Рис. 3. Экспериментальные записи $\partial^2 V_\phi(H)/\partial H^2$ для образца № 3.

1 — 124, 2 — 137, 3 — 165, 4 — 240, 5 — 270 К.

турную зависимость положения и формы пиков от 77 до 220 К. Видно значительное уширение пика ЦР с возрастанием температуры, при $T \geq 110$ К проявляется асимметрия линии $a1$ за счет появления со стороны меньших магнитных полей широких дополнительных максимумов e и $b1^-$. Еще один дополнительный максимум $a1^-$ появляется, начиная с $T = 150$ К, в полях 330—350 кЭ.

В табл. 2 показаны положения в магнитном поле максимумов, которые появляются при $T > 90$ К: $c1, c2, a1^-, a2^-, e, b1^-$.

Таблица 2

Экспериментальные положения в магнитном поле некоторых резонансов и их интерпретация

Обозначения	$H_{рез.} \pm 3\% \text{ кЭ}$		Переходы	Тип резонанса
	λ_1	λ_2		
c1	356	—	$0^+ \rightarrow 1^+$ — LO (Γ)	ЦФР-
c2	150	175	$0^+ \rightarrow 2^+$ — LO (Γ)	ЦФР-
a1-	340	—	$0^- \rightarrow 1^-$	ЦР
a2-	135	156	$0^- \rightarrow 2^-$	ГЦР
e	212	235	?	?
b1-	234	258	?	?

Естественно, что возрастание температуры быстрее размывает максимумы в полях до 200 кЭ и практически не влияет (до $T=240$ К) на форму пика c1 при 350 кЭ. Его относительная интенсивность по сравнению с пиком ЦР (a1) возрастает в четыре раза при изменении температуры от 90 до 220 К.

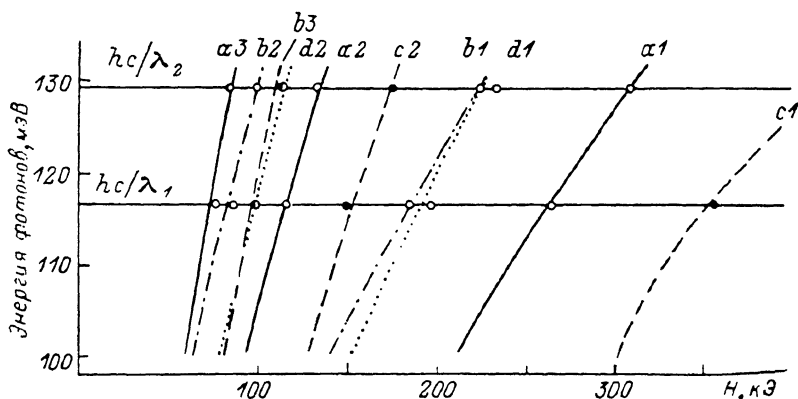


Рис. 4. Положения в магнитном поле исследованных резонансов и теоретические зависимости энергий переходов в функции магнитного поля для $T=93-98$ К.

Сплошные кривые — ЦР и ГЦР, штрихпунктирные — ЦФР+, штриховые — ЦФР-, пунктирная кривая — КР.

Подтверждением наблюдаемых температурных эффектов являются кривые $\partial^2 V_\phi(H)/\partial H^2$, полученные для образца № 3 с наиболее высокой подвижностью электронов и показанные на рис. 3.

Сравнивая пики a1 (ЦР) и c1 (ЦФР-), полученные для различных образцов, видно, что если изменение концентрации и подвижности заметно влияет на форму линии a1, то пик c1 остается неизменным по своей полширине.

На рис. 5 вертикальными отрезками, высота которых соответствует точности определения напряженности магнитного поля,² показано положение наблюдаемых резонансов a1, a2, b1, c1, c2, d1, а также особенностей a1-, a2-, b1- в магнитном поле при различных температурах. Видно, что температурный сдвиг резонансов небольшой и не превышает 4 % в исследованном интервале температур 77—300 К. Исключение составляет только особенность a1-, для которой этот сдвиг достигает 8 %.

² Абсолютная точность определения напряженности импульсных магнитных полей не лучше чем 3 %. Однако относительная точность, например, при температурном сдвиге не хуже 0.5 %.

2. Обсуждение результатов эксперимента

Для интерпретации экспериментальных результатов расчет уровней Ландау электронов проводимости в широком температурном интервале 77—300 К и магнитных полях до 400 кЭ был проведен нами с использованием выражения Джонсона и Дики [15] для энергии уровней Ландау. Этот метод расчета с применением современных вычислительных средств не

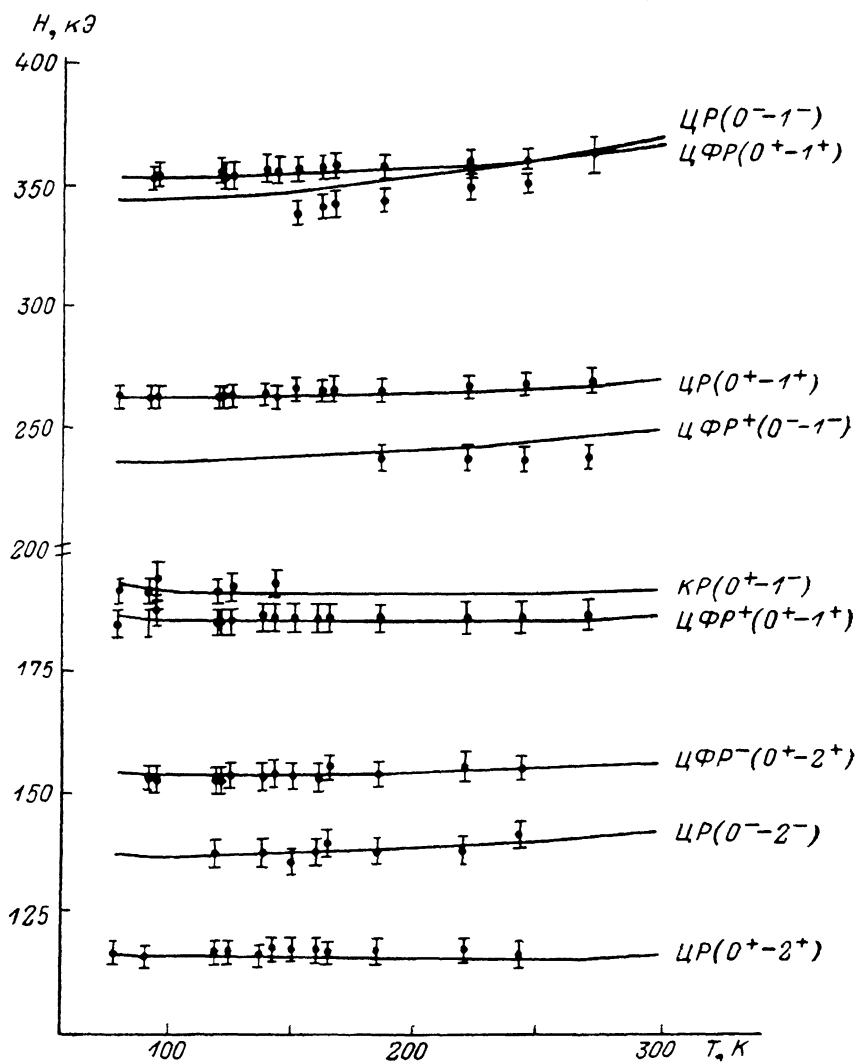


Рис. 5. Положения в магнитном поле исследованных резонансов в функции температуры для λ_1 и теоретические зависимости $H_{\text{рез}}^{n\pm, 0\pm}(T)$.

уступает по точности методу Пидженона и Брауна [16] и имеет то преимущество, что эффективная масса электронов на дне зоны проводимости m_c^* и ширина запрещенной зоны E_g в формулу энергии уровня Ландау входят явным образом. Это дает возможность учесть зависимость от температуры этих зонных параметров (принималось, что $\Delta = 810$ мэВ и от температуры не зависит). Сдвиг, обусловленный тем, что с возрастанием температуры составляющая квазимпульса электрона $k_z \neq 0$, мы учитывали по методу Матсуды и Отсуки [10]. При нашей величине $\omega\tau > 200$ он не превышал 0.2 % при $T = 200$ К.

В предыдущей нашей работе [13] было проведено параллельное вычисление $m_c^*(T)$ и $E_g(T)$ исходя из температурного сдвига МФР в области

77—240 К. Эти данные использованы нами при вычислении $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}(T)$ для различных типов резонансов. Экстраполяция зависимостей $m_c^*(T)$ и $E_g(T)$ на температуру 300 К дает следующие их значения: 0.0124 m_0 и 180 мэВ соответственно.

Результаты расчетов приведены на рис. 4, 5. На рис. 4 показаны полученные при $T=95$ К значения $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}$ для различных энергий падающих фотонов $\hbar\omega=100-130$ мэВ.

На рис. 5 сплошные кривые — расчетные зависимости $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}(T)$ для различных типов переходов. Видно, что представленные здесь зависимости $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}(T)$ для ЦР, ГЦР (переход $0^+ \rightarrow 2^+$), ЦФР⁺ ($0^+ \rightarrow 1^+ + LO(T)$) не являются монотонными. В интервале температур 77—100 К теория [15] предсказывает сдвиг резонансов в слабые магнитные поля с возрастанием температуры, а в интервале 120—300 К — в сторону больших полей. В то же время для МФР [13] аналогичный расчет с использованием тех же зависимостей $m_c^*(T)$ и $E_g(T)$ дает монотонный сдвиг в сторону меньших полей. Такой же результат получим для любых резонансов в случае, когда энергия перехода намного меньше ширины запрещенной зоны E_g . Простейший анализ выражения для $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}$ (исходя из уравнения Дики и Джонсона [15]) показывает, что по мере того как энергия перехода становится одного порядка с шириной запрещенной зоны, функция $H_{\text{рез}}^{n\pm, 0\pm}(T)$ становится возрастающей функцией температуры в интервале 77—300 К.

Видно, что расчетные зависимости $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}(T)$ на рис. 5 не противоречат представленным здесь экспериментальным данным. Необходимо также отметить, что полученные нами расчетные значения $H_{\text{рез}}^{n\pm, 0\pm}$ с использованием зависимостей $m_c^*(T)$ и $E_g(T)$ [13] отлично согласуются (в пределах 2 %) с экспериментальными положениями пиков ЦР (переходы $0^{\pm} \rightarrow 1^{\pm}$), исследованного в работах [10, 17-19], что и отражено в табл. 3.

Таблица 3

Экспериментальные положения в магнитном поле наблюдаемого в других работах ЦР и значения $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}$, рассчитанные при условиях этих работ с использованием $m_c^*(T)$ и $E_g(T)$ [13]

Литература	T, К	λ , мкм	$H_{\text{рез}}^{\text{эксп}}$, кЭ		$H_{\text{рез}}^{\text{расч}}$	
			$0^+ \rightarrow 1^+$	$0^- \rightarrow 1^-$	$0^+ \rightarrow 1^+$	$0^- \rightarrow 1^-$
[18]	80	90.09	19.0	—	18.10	—
[18]	300	90.09	16.5	18.0	16.50	17.60
[17]	300	19.40	110±3	—	109.2	—
[10]	92	84.00	19.5	20.2	19.30	20.30
[19]*	300	5.56	825±30	—	810.9	—

* Средний результат четырех экспериментов.

Дополнительные максимумы $a1^-$, $b1^-$, e , которые появляются при $T > 150$ К можно связывать с переходами с уровня 0^- (это относится и к слабому максимуму $a2^-$, который наблюдается в интервале $120 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$). Отношение заселенностей уровней 0^- и 0^+ при $H=340$ кЭ (максимум $a1^-$) для $T=200$ К равно 0.05. В магнитном поле $H=235$ кЭ (максимум $b1^-$) этот множитель равен при той же температуре 0.1, а при $H=130$ кЭ (пик $a2^-$) — 0.27. Можно принять, что отношения интенсивностей линий $a1^-$ и $a1$, $b1^-$ и $b1$, $a2^-$ и $a2$ примерно равно отношению заселенностей уровней 0^- и 0^+ . В первом случае в 20 раз более слабый пик, чем $a1$, вполне может быть замечен. Учитывая слабость линии $b1^-$, возможность наблюдения ЦФР⁺, вызванного переходами с уровня 0^- , представляется маловероятной. Что же касается переходов $0^- \rightarrow 2^-$ (пик $a2^-$), то их вероятность вполне достаточна для наблюдения.

Пик $a1^-$ несколько сдвинут в сторону меньших полей по отношению к теоретическому значению $H_{\text{рез}}^{1-, 0^-}$, но его температурный ход полностью

повторяет теоретическую зависимость $H_{\text{рез}}^{-1,0^-}(T)$ (рис. 5). Сдвиг ЦР, вызванного переходом $0^- \rightarrow 1^-$, может быть обусловлен его близостью к ЦФР⁻ (линия $c1$).

Положение пика $b1^-$ не согласуется с его интерпретацией как резонанса, вызванного переходом $0^- \rightarrow 1^- + LO$ (Г). Отсутствие заметного температурного сдвига этого пика (рис. 5) также подтверждает этот вывод. Не удалось идентифицировать с резонансом, вызванным переходом электронов с уровня 0^- , и максимум e .

ЦФР⁺, ЦФР⁻. На рис. 4 темными кружками показаны положения в магнитном поле пиков серии «с», которые появляются на кривых $\partial^2 V_{\phi}(H)/\partial H^2$ при $T \geq 90$ К. Штриховые кривые — расчетные зависимости $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}(T)$ для переходов, удовлетворяющих условию (1), т. е. положения в магнитном поле при различных энергиях падающих фотонов резонансов, вызванных переходами $0^+ \rightarrow 1^+ - LO$ (Г) и $0^+ \rightarrow 2^+ - LO$ (Г). Совпадение теоретических кривых и экспериментальных положений в магнитном поле пиков $c1$ и $c2$, а также их температурное поведение (температурный сдвиг, показанный на рис. 5, и зависимость амплитуды от температуры) позволяют однозначно интерпретировать эти максимумы как циклотрон-фононные резонансы с поглощением фононов (ЦФР⁻).

Если ЦФР⁺ угасает при увеличении температуры от 77 до 250 К, то ЦФР⁻ возгорается, начиная с температуры 90 К, и уверенно наблюдается до комнатной температуры. Уширение пика ЦФР⁻ ($c1$) при высоких температурах $T > 200$ К вызвано прежде всего наложением максимума $a1^-$ (переход $0^- \rightarrow 1^-$), а в температурном интервале 90—190 К его полуширина практически неизменна. Не замечено влияние на форму линии ЦФР⁻ и подвижности носителей при изменении ее в пределах, свойственных исследованным образцам (табл. 1). Такое влияние теплового и столкновительного уширений уровней Ландау на форму линии ЦФР⁻ вполне согласуется с выводом работы [20] о том, что форма линии ЦФР определяется прежде всего ее «естественным» контуром, логарифмическим характером сингулярности в резонансе. Это является причиной того, что линии ЦФР⁺ при низких температурах оказываются намного шире линий ЦР и ГЦР [20], а в исследованном нами температурном диапазоне этот «недостаток», переходит в существенное преимущество. В то время как линия ЦР ($a1$) при увеличении температуры от 90 до 190 К уширяется в несколько раз (рис. 3), линия ЦФР⁻ ($c1$) своей формы не изменяет, поскольку столкновительное и тепловое размытие не влияет на полуширину линий ЦФР до тех пор, пока выполняется критерий сильного поля [20].

Д в у х ф о н о н н ы е ЦФР (ДФЦФР⁻). Как показано в [13, 21, 22], в магнитофононном резонансе, вызванном поглощением фононов в n -InSb при $T > 150$ К возрастает роль многофононных процессов, а при $T > 200$ К интенсивность двухфононных процессов становится больше однофононных резонансов. При этих температурах резонансы, вызванные переходами $0^+ \rightarrow 2^+$ и $0^- \rightarrow 2^-$ с участием двух фононов, сравнимы с интенсивностью однофононных переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^- \rightarrow 1^-$ [13]. Аналогичная ситуация должна иметь место и в ЦФР⁻, также обусловленном поглощением фононов. Расчет значений $H_{\text{рез}}^{\text{теор}}$ при $\lambda_1 = 10.62$ мкм и $T = 240$ К для ЦФР⁻ с учетом двухфононных комбинаций, приведенных в [22], показывает, что в условиях нашего эксперимента достижимы ДФЦФР⁻, вызванные переходами $0^+ \rightarrow 2^+$ и $0^- \rightarrow 2^-$. Они попадают в область магнитных полей 244—167 кЭ, т. е. там, где видны дополнительные широкие максимумы e и $b1^-$, что приводит к сильному уширению со стороны меньших магнитных полей линии ЦР.

Рассмотрим положение ДФЦФР⁻ при условиях других экспериментальных работ. В [18] двухфононные резонансы значительно удалены от ЦР, как показывает расчет для $\lambda = 90.09$ мкм, а для $\lambda = 19.4$ мкм [17] ДФЦФР⁻ с переходами $0^- \rightarrow 2^-$ и $0^+ \rightarrow 2^+$ перекрывают линию ЦР, что, возможно, и вызвало ее значительное уширение при $T = 300$ К как со стороны больших, так и со стороны слабых магнитных полей.

Таким образом, разработанная нами методика измерения фотопроводимости в импульсных магнитных полях до 400 кЭ позволила впервые наблюдать в n -InSb в температурном интервале 77–300 К резонансы, обусловленные магнитооптическими переходами $0^+ \rightarrow 1^-$, $0^+ \rightarrow 1^+ + LO$ (Г), а также $0^+ \rightarrow 2^-$, $0^+ \rightarrow 2^+ + LO$ (Г).

Впервые наблюдались и детально исследованы резонансы, вызванные переходами, сопровождающиеся поглощением продольного оптического фонона: $0^+ \rightarrow 1^+ - LO$ (Г) и $0^+ \rightarrow 2^+ - LO$ (Г). Форма линии ЦФР⁻ оказалась слабочувствительной к температуре, подвижности электронов. Это значит, что ЦФР⁻ с успехом может применяться для изучения зонной структуры, электрон-фононного взаимодействия полупроводников вплоть до комнатных температур.

Есть основания полагать, что обнаружены серии двухфононных ЦФР⁻, вызванных переходами $0^- \rightarrow 2^-$ и $0^+ \rightarrow 2^+$ с поглощением различных пар фононов с малым общим импульсом. Они вызывают уширение линии ЦР со стороны слабых магнитных полей при $T > 190$ К.

Температурный сдвиг положения в магнитном поле исследованных резонансов хорошо согласуется с предсказаниями теории магнитных уровней, основанной на трехзонной модели с учетом влияния высших зон [16] и использующей температурные зависимости $m_c^*(T)$ и $E_g(T)$, полученные в [13].

Авторы признательны И. Б. Левинсону за обсуждение результатов эксперимента и ценные предложения по интерпретации экспериментальных результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лешко О. М., Шерегий Е. М. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 2, с. 104–106.
- [2] Grisar J., Washring H., Bauer G. et al. Phys. Rev., 1978, vol. B18, N 8, p. 4355–4369.
- [3] Washring H., Grisar R., Bauer G., Hayashi S. Physica, 1977, vol. 89B, N 4, p. 290–293.
- [4] Бреслер М. С., Гусев О. Б. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 3, с. 1059–1070.
- [5] Kanskiya L. M., Kokhonovski S. J., Seysyan R. P., Efros H. L. Phys. St. Sol. (b), 1983, vol. 118, N 1, p. 447–452.
- [6] Каменев Ю. Е., Парфеньев Р. В., Эфрос А. Л., Язева Т. В. ФТП, 1984, т. 18, № 2, с. 206–211.
- [7] Loodwin M., Seiler D. G., Weiler M. H. Phys. Rev., 1982, vol. B25, N 10, p. 6300–6309.
- [8] Loodwin M., Seiler D. G. Phys. Rev., 1983, vol. B27, N 6, p. 3451–3459.
- [9] Kotels E. S., Datars W. R. Phys. Rev., 1974, vol. B9, N 2, p. 568–571.
- [10] Matsuda O., Otsuka E. Phys. Chem. Sol., 1979, vol. 40, N 11, p. 809–817.
- [11] Stradling R. A., Wood R. A. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1970, vol. 3, N 5, p. 94–99.
- [12] Hiroaki H., Tetsuya S., Tadasi J., Chihiro H. J. Phys. Soc. Jap., 1986, vol. 5, N 4, p. 1282–1293.
- [13] Лешко О. М., Шерегий Е. М. ФТП, 1987, т. 21, № 4, с. 694–699.
- [14] Басс Ф. Г., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 3, с. 914–924.
- [15] Jonson E. J., Dickey D. H. Phys. Rev., 1970, vol. B1, N 6, p. 2666–2692.
- [16] Pidgenon C. R., Brown R. N. Phys. Rev., 1966, vol. 146, N 2, p. 575–587.
- [17] Lax V., Mavroids J., Zeiger H., Keyes R. Phys. Rev., 1961, vol. 122, N 1, p. 31–35.
- [18] Palik E. D., Pikus G. S., Teitler S., Wallis R. F. Phys. Rev., 1961, vol. 122, N 2, p. 475–481.
- [19] Gerlach F., Davis J., Smith R., Spector H. Phys. Rev., 1974, vol. B10, N 2, p. 682–690.
- [20] Шерегий Е. М., Иванов-Омский В. И. ФТТ, 1980, т. 22, № 3, с. 863–865.
- [21] Пидильковский И. М., Якунин М. В. ФТП, 1980, т. 14, № 4, с. 816–819.
- [22] Иванов-Омский В. И., Парфеньев Р. В., Шерегий Е. М. ФТТ, 1975, т. 17, № 12, с. 3631–3635.

Дрогобычский педагогический
институт им. И. Франко
Дрогобыч

Поступило в Редакцию
1 сентября 1987 г.
В окончательной редакции
25 ноября 1987 г.