

РЕЗОНАНСЫ ГАЛЬВАНМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ В $Hg_{1-x}Cd_xTe$ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Якунин М. В., Арапов Ю. Г.

Исследованы осцилляции магнитосопротивления и эффекта Холла монокристаллов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x \approx 0.2$ и с составами, отвечающими окрестностям пересечения термов Γ_6 и Γ_8 , в сильном электрическом поле и в магнитных полях до 32 Т. В кристаллах с положительной E_g при температуре выше ~ 15 К наблюдается серия максимумов магнитосопротивления, обусловленных резонансной оже-рекомбинацией неравновесных носителей, сопровождающейся переходами как на край валентной зоны, так и на акцепторный уровень. Анализируются сильные температурные смещения пиков. В области низких температур проявляются осцилляции, связанные с резонансными переходами с нижнего уровня Ландау зоны проводимости в валентную зону либо на уровень дефекта, сопровождающимися испусканием нескольких LO -фононов. В образцах с малыми по модулю отрицательными E_g обнаружены необычно сильные пики магнитосопротивления, положения которых отвечают механизму резонансных переходов через открывающуюся в магнитном поле щель с испусканием нескольких (до пяти) LO -фононов. Амплитуды данной серии многофононных пиков очень слабо затухают с ростом числа участвующих фононов. Наблюдаются осцилляции коэффициента Холла, указывающие на осцилляции концентрации неравновесных носителей.

Наблюдавшиеся до настоящего времени резонансы магнитосопротивления (МС) $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ), обусловленные создаваемыми сильным электрическим полем неравновесными носителями, можно разбить на две группы. К первой группе отнесем пики, выявленные в МС $HgTe$ и бесщелевых КРТ с $x \leq 0.08$ и связанные со смещением в сторону равновесия баланса энергии и частиц в кристаллах, когда величина открывающейся в магнитном поле щели сравнивается с энергией одного или нескольких LO -фононов — межзонный магнитофононный резонанс (МФР). Если в МС $HgTe$ наблюдались резонансы с участием одного LO -фонона [1], то в МС КРТ — как одного, так и двух фононов [2]. Вторая группа резонансов обнаружена в МС щелевых КРТ с $x \geq 0.2$ [3] и обусловлена резонансной оже-рекомбинацией неравновесных электронов.

Основная задача нашей работы — исследование резонансов МС и эффекта Холла в кристаллах КРТ с предельно малыми $|E_g|$ (т. е. при значениях x , близких к 0.166) в сильных электрических полях. Попутно исследования оже-рекомбинационного резонанса (ОРР) в кристаллах с $x \approx 0.2$ [3] расширены в область не изученных ранее магнитных полей $B > 8$ Т.

Измерения велись в импульсах магнитного поля до 32 Т длительностью ~ 10 мс в электрических полях до 50 В/см. Для уменьшения разогрева решетки в процессе измерения ток через образец либо включался синхронно с магнитным полем, либо подавался импульсами длительностью 8 мкс с периодом 100 мкс. Если осцилляции были слабыми, они отделялись от монотонной составляющей сигнала с помощью двойного дифференцирования. Исследованные образцы описаны в таблице. Составы x определялись рентгеновским микроанализом, величины E_g рассчитывались по [4].

1. $x \approx 0.2$. Исследовались два идентичных образца КРТ18 и КРТ19. В области азотных температур и выше в магнитных полях $B \leq 3$ Т наблюдались обычные магнитофононные осцилляции с линейно зависящими от электрического поля амплитудами, соответствующие переходам внутри зоны проводи-

мости (см., например, [5]). Далее речь будет идти только о возникающих в сильных электрических полях резонансах, амплитуды которых зависят от электрического поля нелинейно.

В области низких температур наблюдалось два широких пика (рис. 1, а), которые с ростом температуры слабо смещались в меньшие магнитные поля. Такое поведение и относительное расположение пиков указывает на то, что эти пики входят в серию, обусловленную выпадением электронов с нижнего уровня Ландау 0^+ зоны проводимости на фиксированный уровень с испусканием различного числа LO -фононов (рис. 2, б) [6]. Однако не ясно, связана ли эта серия с переходами на край валентной зоны (тогда наблюдаемым пикам будут соответствовать переходы с участием большого числа фононов) либо на какой-то уровень в запрещенной зоне.

При температуре $T > 15$ К возникает серия узких пиков, число которых достигает десяти (рис. 1, б), быстро смещающихся с ростом температуры в большие поля. Поведение этой серии соответствует резонансной оже-рекомбинации.

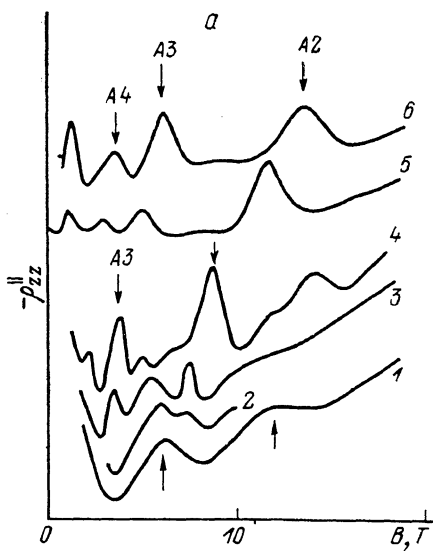
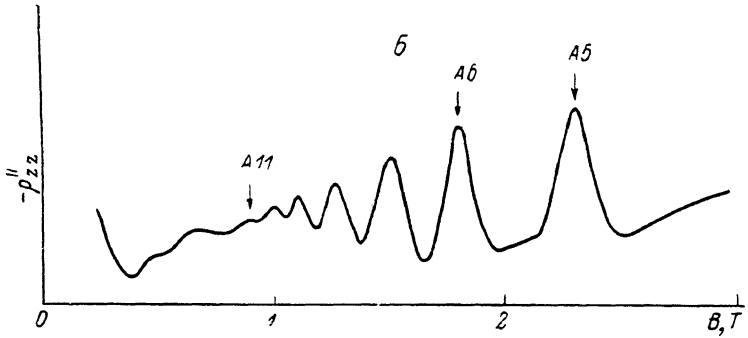


Рис. 1. Вторая производная продольного МС в КРТ18, КРТ19.

а) температура решетки, К: 1 — 4.2—10, 2 — 12, 3 — 16, 4 — 21, 5 — 40, 6 — 63; б) область слабых магнитных полей, $T=24$ К.



Для интерпретации экспериментов рассчитывались уровни Ландау зоны проводимости по формуле [7]

$$E_{N\pm} = \frac{E_g}{2} \left\{ -1 + \sqrt{1 + \frac{4}{E_g} \frac{\hbar e}{m_0} B \left[\left(N + \frac{1}{2}\right) (1 + \alpha (3E_g + 2\Delta)) \pm \frac{1}{2} (1 - \alpha\Delta) \right]} \right\}, \quad (1)$$

где $\alpha \equiv E_P / [3E_g(E_g + \Delta)]$, $E_P = 2m_0 P^2 / \hbar^2$, m_0 — масса свободного электрона, $\Delta = 1$ эВ — спин-орбитальное расщепление валентной зоны, P — матричный элемент связи Γ_6 с Γ_8 . Условие ОРР

$$E_{N+} - E_{0+} = E_{0+} + E_g. \quad (2)$$

Влияние высших зон, а также эффекты нелокальности потенциала дают поправки менее экспериментальных погрешностей. Величина E_P в КРТ известна не точно и по различным экспериментальным данным разброс ее значений составляет от 15 до 21 эВ. Мы проводили подгонку расчетных результатов под экспериментальные данные путем варьирования E_P в указанных пределах и величины x в пределах возможных погрешностей с целью минимизации суммы квадратов отклонений для пяти пиков, расположенных в наибольших полях.

Минимальные отклонения (4.9 % в среднем на одну экспериментальную точку) получаются при $E_p \approx 9$ эВ и $x=0.194$. Данное значение E_p значительно меньше известных экспериментальных величин, а x значительно меньше данных рентгеновского анализа ($x=0.214$). При $E_p=15.5$ эВ оптимальное $x=0.204$ и среднее отклонение d увеличивается до 7.3 % (рис. 2, а, штриховые кривые). Несколько улучшить согласие расчетов с экспериментом можно, если считать, что резонансные переходы происходят не на край валентной зоны, а в область энергий, отвечающих максимуму произведения плотности состояний дырок на функцию распределения, т. е. на расстояние $k_B T/2$ в глубь от края валентной зоны: $E_p=15$ эВ, оптимальное $x=0.203$, $d=6.2$ %. Однако наилучшее согласие достигается, если вслед за авторами [5] условно считать величину E_p зависящей от температуры. Добавляя к двум варьируемым параметрам

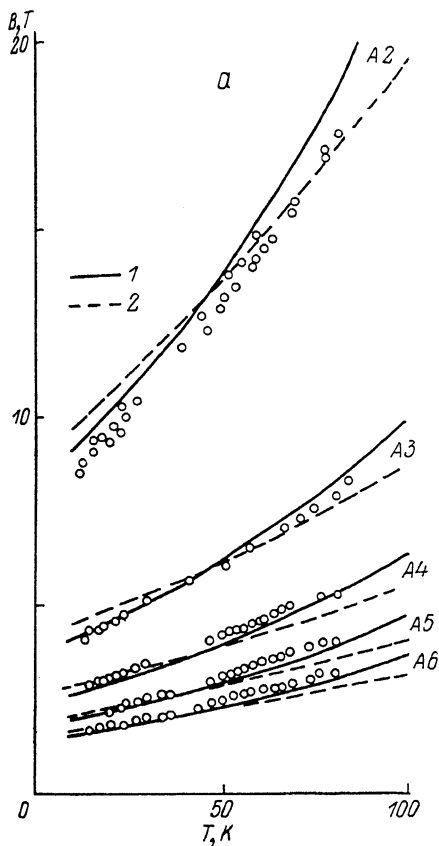
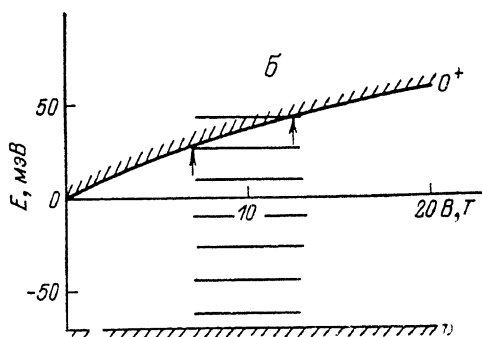


Рис. 2. Интерпретация результатов в КРТ18, КРТ19.

а) сдвиги максимумов ОРР с температурой; с пиком А2 составлены переходы 2^+-0^+-v , с А3 — 3^+-0^+-v и т. д. E_p , эВ (x): 2 — 15.5 (0.204), 1 — 18.4 — 0.04 T (0.206). б) МФР. Стрелки — положения максимумов МС при 4.2 К. Сетка имеет шаг $\Delta\omega_{10}=17$ мэВ.



рам E_{p0} и x третий — $\partial E_p/\partial T$, получим оптимальный набор значений: $x=0.206$, $E_p=18.4-0.04 T$ эВ, $d=5.5$ % (рис. 2, а, сплошные кривые). Полученные таким образом значения E_p лучше согласуются с данными других работ, а значения x в пределах погрешностей [включая погрешности используемой в расчетах эмпирической зависимости $E_g(x, T)$ [4]] согласуются с данными рентгеновского анализа. Следует отметить, что полученная сильная зависимость $E_p(T)$ может являться искусственной, т. е. просто удобным способом описания экспериментальных результатов. Физическая же причина отклонений может быть, например, связана с тем, что сдвиги уровней Ландау зоны проводимости с температурой будут зависеть не от полного изменения величины E_g с температурой (т. е. не от изменения оптической щели, определяемой в [4]), а только от той ее части, которая связана с температурными изменениями постоянной решетки, как это имеет место в обычных полупроводниках (например, в InSb) [7]. В КРТ этот вопрос к настоящему времени не исследован.

2. $E_g \geq 0$. Образец КРТ20 имеет состав, отвечающий очень малым положительным E_g : несколько мэВ при 4.2 К и 20—30 мэВ при 77 К. В его МС при $T > 20$ К имеется максимум А1, очень быстро смещающийся с температурой в большие магнитные поля (рис. 3). Сдвиги пика А1 можно описать, со-

поставив с ним ОРР для переходов между уровнями $0^+ - 1^+$, $0^+ - \bar{v}$ край валентной зоны (\bar{v}). Подгонка с $E_p = 18.4 - 0.04 T$ эВ дает $x = 0.17$ (рис. 4, а, кривая 1), что очень близко к данным рентгеновского микроанализа (0.168). Пик А1, связанный с указанными переходами, не наблюдается в КРТ18 и КРТ19, поскольку при соответствующих данным образцам значениях E_g он находится в поле $B > 100$ Т. Вместе с тем этот пик ярче других пиков демонстрирует особенности ОРР: сильные смещения с изменением E_g и сильное удаление пика А1 от других пиков серии. В меньших магнитных полях проявляется другой максимум В, характер смещений которого с температурой также указы-

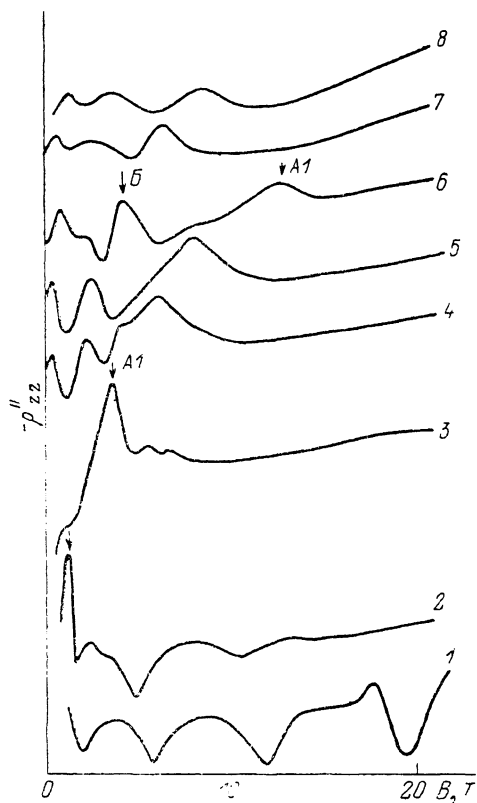


Рис. 3. Вторая производная продольного МС в КРТ20.

Температура решетки, К: 1 — 4,2—18, 2 — 22, 3 — 33, 4 — 41, 5 — 47, 6 — 59, 7 — 70, 8 — 77.

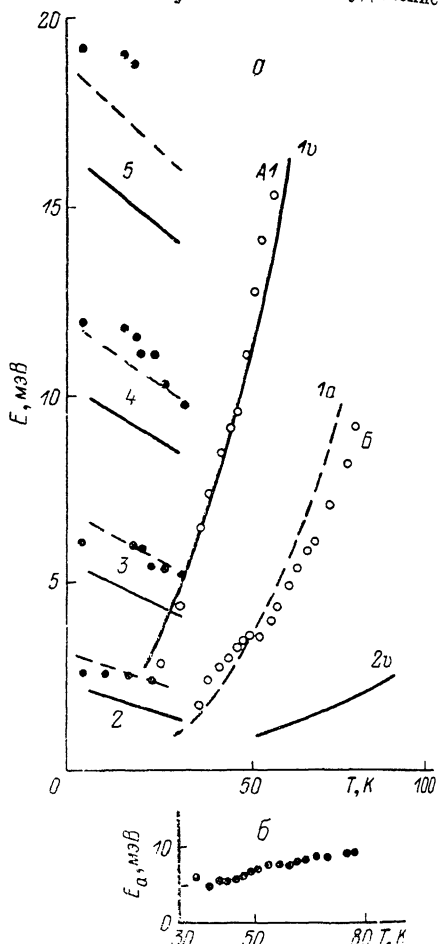


Рис. 4. Интерпретация результатов в КРТ20.

а — смещения максимумов ОРР (1) и минимумов МФР (2) с температурой; б — зависимость E_g (T).

вает на его оже-рекомбинационную природу. Однако сопоставить с пиком В расчетную кривую для следующего за пиком А1 резонанса серии, отвечающей переходам на край валентной зоны ($0^+ - 2^+$, $0^+ - \bar{v}$: кривая 2v на рис. 4, а), не удастся — эта кривая лежит в значительно меньших полях. Второй от края зоны проводимости уровень Ландау 0^- в магнитных полях, соответствующих положениям пика В, удален от 0^+ на энергии, превышающие $\hbar\omega_{LO}$. Это означает, что заселенность уровня 0^- неравновесными электронами должна быть значительно меньше, чем уровня 0^+ . Следовательно, оже-рекомбинация электронов, находящихся на других уровнях, кроме 0^+ , должна давать значительно меньший вклад в ОРР. На наш взгляд, объяснение природы пика В заключается в том, что он связан с переходами вверх теми же, что и для пика А1, уровнями зоны проводимости 0^+ и 1^+ , но выпадение электронов вниз при этом происходит не на край валентной зоны, а на акцепторный уровень, удаленный от края валентной зоны на энергию E_a . Подгонка расчетных результа-

тов под положения пика *B* дает оптимальное значение $E_a = 7$ мэВ (рис. 4, *a*, кривая 1*a*). При этом, однако, остаются расхождения, которые можно устранить, если считать величину E_a зависящей от температуры: в интервале 35–80 К E_a будет меняться от 5 до 10 мэВ (рис. 4, *b*). Согласно теории [8], энергия основного состояния акцептора увеличивается в 2.5 раза при переходе от бесцелевого энергетического спектра к целевому.

В области низких температур в МС образца КРТ20 наблюдается серия экстремумов, смещающихся с ростом температуры в меньшие поля. По данному признаку эта серия, как и низкотемпературные пики в МС КРТ18 и КРТ19, отвечает магнитофононным резонансным переходам через запрещенную

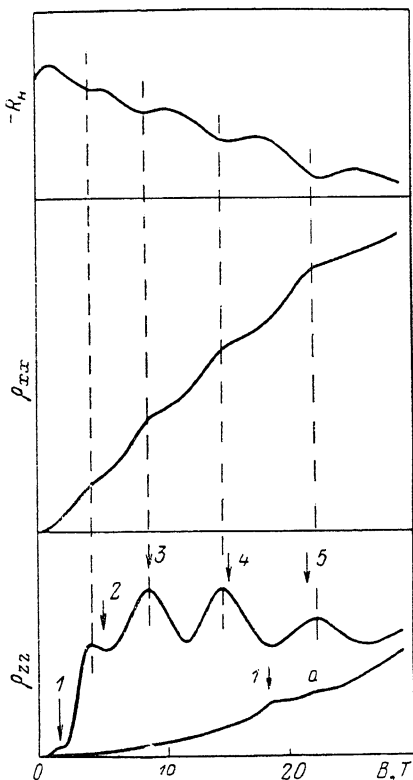


Рис. 5. Резонансные гальваномагнитные эффекты в HgTe (*a*) и КРТ1 (остальные кривые). Стрелки — расчетные положения межзонного МФР, цифры у стрелок — число фононов.

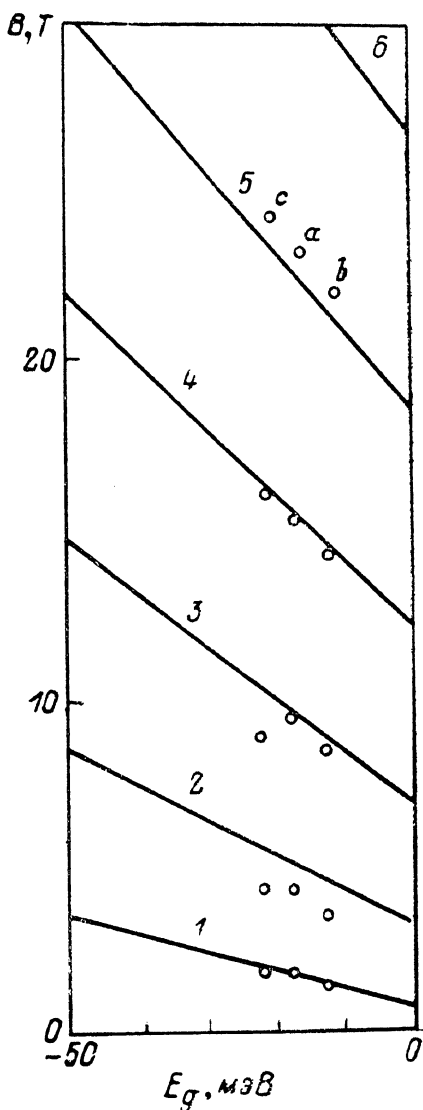


Рис. 6. Сопоставление расчетных магнитных полей для межзонного МФР с экспериментальными положениями максимумов МС.

Цифры у кривых — число LO-фононов. $E_p = 16.8$ эВ. *a* — КРТ1, *b* — КРТ2, *c* — КРТ15.

цель. По характеру экспериментальных кривых резонансными здесь являются, скорее, минимумы, а не максимумы. Сплошные кружки в низкотемпературной части рис. 4, *a* соответствуют минимумам, сплошные кривые — расчетам для магнитофононных переходов с испусканием различного числа LO-фононов (числа фононов указаны цифрами у кривых) на край валентной зоны, штриховые кривые — переходам на уровень с $E_a = 5$ мэВ. Сравнение с результатами расчетов подтверждает магнитофононную природу низкотемпературных резонансов. Попытки детального сопоставления здесь не имеют

смысла, поскольку не известно влияние примесных уровней, а также из-за отмеченной ранее неопределенности в величине E_p .

3. $E_g \leq 0$. В образцах полупроводников с малыми по модулю E_g обнаружены необычно сильные осцилляции продольного МС ρ_{zz} (см. рис. 5, где в отличие от предыдущих рисунков приведены результаты измерений МС, а не его второй производной). Положения резонансов указывают на то, что их природа такая же, как и у низкотемпературных серий в узкощелевых полупроводниках, — резонансные переходы через образующуюся в магнитном поле энергетическую щель $\delta(B)$ с испусканием либо поглощением нескольких LO -фононов $\delta = M\hbar\omega_{LO}$, $M=1, 2, 3, \dots$. На рис. 6 экспериментальные положения максимумов МС расположены против значений E_g , отвечающих наилучшему соответствию с расчетными кривыми. При этом величины E_g близки к данным таблицы. Отклонения экспериментальных положений пика $M=2$

Образец	x	E_g (4.2 К), мэВ
KPT1	0.155	-18
KPT2	0.155	-18
KPT15	0.14	-30
KPT18	0.214	70
KPT19	0.214	70
KPT20	0.168	4

от расчетных могут объясняться искажающим влиянием расположенного поблизости излома монотонной составляющей.

На рис. 5 приведена для сравнения кривая продольного МС в сильном электрическом поле образца HgTe [9], на которой присутствует пик межзонного МФР для $M=1$. Для этой кривой, полученной при той же, что и в KPT1, плотности тока, масштаб величины ρ_{zz} приблизительно на порядок меньше. В МС бесщелевых КРТ по сравнению с HgTe за счет уменьшения $|E_g|$ пик $M=1$

сильно смещается в слабые поля. В результате на образцах КРТ становится возможным исследование хода кривых МС в области магнитных полей, соответствующей размерам щели, значительно большим $\hbar\omega_{LO}$, что в HgTe было недостижимо. На рис. 5 представлены результаты, полученные в электрических полях, близких к предельно достижимым в данных материалах, когда увеличение тока через образец почти не приводит к увеличению напряжения. Как следует из хода продольного МС, величина предельного электрического поля с увеличением щели, большей энергии одного LO -фонона, резко возрастает, а затем стремится к насыщению. Большие амплитуды пиков с $M \geq 1$ по сравнению с пиком $M=1$ (в том числе и по сравнению с пиком в HgTe) могут, таким образом, объясняться существенно большими значениями электрического поля. При сопоставлении между собой амплитуд пиков с $M > 3$, напротив, следует учесть, что в соответствующей им области сильных магнитных полей зависимость $\rho_{zz}(B)$ слаба и электрические поля для этих пиков различаются несущественно. Поэтому некоторое уменьшение амплитуды пика $M=5$ по сравнению с амплитудами пиков $M=3$ и $M=4$ указывает на происходящее с ростом M затухание серии многофононных пиков, связанное, очевидно, с уменьшением вероятности взаимодействия электрона с большим числом фононов. Удивляет, однако, что это затухание столь мало. На слабое затухание указывают и результаты работы [2], где наблюдавшихся два пика межзонного МФР $M=1$ и 2 имели близкие амплитуды.

Хотя в соответствии с теорией [1] межзонному МФР в бесщелевых полупроводниках должны соответствовать минимумы концентрации неравновесных носителей, т. е. максимумы сопротивления, результаты исследований второй производной МС образцов бесщелевых полупроводников, особенно в области относительно небольших электрических полей, так же как образца KPT20 с узкой щелью в энергетическом спектре, указывают на то, что резонансными являются, скорее, минимумы сопротивления. Результаты расчетов можно согласовать с положениями минимумов так же, как и максимумов на рис. 6, выбрав, не выходя за правдоподобные пределы, величину E_p . Для выяснения возникших вопросов требуется теоретическое исследование баланса энергии и частиц в полупроводниках с предельно малыми $|E_g|$.

В кристаллах с $E_g \leq 0$ в сильных электрических полях наблюдались также осцилляции поперечного МС ρ_{xx} и коэффициента Холла (рис. 5). Общий вид

зависимости $R_H(B)$ указывает на наличие как минимум двух типов носителей с сильно различающимися подвижностями. Как легко показать, осцилляциям $R_H(B)$ в области полей $B \gg 1/\mu_e$ (μ_e — подвижность электронов), чему наверху соответствует область $B \gg 0.1$ Т, отвечают осцилляции концентрации электронов, а не их температуры.

В заключение авторы благодарят И. М. Цидильковского и Г. И. Харуса за плодотворные дискуссии.

Список литературы

- [1] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Константинова Н. Н., Машовец Д. В., Парфеньев Р. В., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 4 (10). С. 1572—1582.
- [2] Машовец Д. В., Парфеньев Р. В., Хасбулатов А. М. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 327—330.
- [3] Takita K., Ipposhi T., Suzuki A., Masuda K. // Sol. St. Commun. 1982. V. 56. N 7. P. 599—602.
- [4] Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 7099—7101.
- [5] Mani R. G., Anderson J. R., Choi J. B., Nelson D. A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 17. P. 9146—9149.
- [6] Takita K., Ipposhi T., Masuda K. // Sol. St. Commun. 1987. V. 61. N 12. P. 817—820.
- [7] Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
- [8] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 10. С. 1912—1919.
- [9] Якунин М. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1452—1461.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Получена 23.05.1989
Принята к печати 11.08.1989