

МАГНЕТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС В p -CdSb

© Д.В.Смирнов, Д.В.Машовец, М.О.Сафончик,
Ю.В.Рознован[†], Ж.Леотен*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[†]Институт прикладной физики Академии наук Молдовы,
Кишинев, Молдова

*Service Nationale des Champs Magnetiques Pulses, CNRS,
Toulouse, France

(Получена 14 июля 1995 г. Принята к печати 17 июля 1995 г.)

Проведено исследование магнетофононного резонанса на монокристаллах p -CdSb ($p \sim (2.5 \div 10.0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Магнетофононные осцилляции наблюдались в поперечном магнетосопротивлении и в эффекте Холла при различных ориентациях магнитного поля \mathbf{H} относительно осей кристалла (\mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c}) в полях $H < 370 \text{ кЭ}$ при температурах $55 \div 125 \text{ К}$. Установлено, что для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ носители тока эффективно взаимодействуют с двумя, а для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ — с тремя модами продольных оптических фононов. Сравнение фононных частот, определенных из магнетотранспортных данных и спектров инфракрасного отражения, позволило выявить моды, эффективно взаимодействующие с носителями заряда. Появление магнетофононных осцилляций холловского напряжения объясняется нестрогим выполнением условия сильного магнитного поля.

Магнетофононный резонанс (МФР) обусловлен резонансным неупругим рассеянием носителей тока на продольных длинноволновых оптических фононах в магнитном поле и проявляется в виде осцилляций магнетосопротивления (МС), периодичных по обратному магнитному полю. Период магнетофононных осцилляций (МФО) не зависит от концентрации носителей и определяется их эффективной массой m^* и частотой продольного оптического фонона ω_{lo} . Теория и экспериментальные данные по МФР подробно рассмотрены в ряде обзоров (см., например, [1]).

Антимонид кадмия — узкозонный полупроводник семейства $A^{II}B^V$ — имеет орторомбическую кристаллическую структуру D_{2h}^{15} и обнаруживает ярко выраженную анизотропию физических свойств [2]. Богатый фононный спектр CdSb, содержащий 48 колебательных мод, и сильная анизотропия эффективной массы (циклотронные массы дырок по данным работы [3]: $m_a = 0.275$, $m_b = 0.18$, $m_c = 0.414$) предполагают

сложный характер МФР с участием нескольких фоновых мод в резонансном рассеянии. Ранее этот эффект в CdSb наблюдался только в случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ [4]. Для антимонида цинка — аналога CdSb по группе $A^{II}V^V$ — МФО были обнаружены для всех трех ориентаций магнитного поля относительно главных кристаллографических осей: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ [5]. Учитывая сходный характер фоновых спектров и зонных структур антимонидов кадмия и цинка, мы поставили задачу изучения анизотропии МФР в антимониде кадмия и определения оптических мод, эффективно взаимодействующих с носителями заряда.

Методика эксперимента

Нелегированные монокристаллы *p*-CdSb были выращены методом зонной плавки. Образцы в форме параллелепипедов размерами $\sim 5 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$ с гранями, перпендикулярными главным осям кристалла, были вырезаны из трех монокристаллов. Холловская концентрация дырок составляла $p_H = (2.5 \div 10.0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu = 1500 \div 3800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К. При изменении температуры от 55 до 125 К подвижность падала приблизительно вдвое.

Гальваномагнитные измерения проводились в импульсном магнитном поле $H < 370 \text{ кЭ}$. Длительность импульса магнитного поля составляла $5 \div 20 \text{ мс}$, период съема отсчетов входных аналогово-цифровых преобразователей измерительного комплекса — 20 мкс. Осциллирующая часть сигнала выделялась в эксперименте путем аналогового вычитания линейной по магнитному полю составляющей. При последующей обработке применялось численное дифференцирование записанного сигнала по магнитному полю. Более подробно система съема и первичной обработки данных описана в работе [6].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Гальваномагнитные измерения были выполнены при температурах $55 \div 125 \text{ К}$ для следующих взаимных ориентаций магнитного поля \mathbf{H} и тока \mathbf{j} относительно главных кристаллографических осей: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{b}$; $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{c}$; $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{b}$. При всех указанных ориентациях была обнаружена осциллирующая зависимость поперечного МС $\rho_{xx}(H)$, а для случаев $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ и холловской компоненты $\rho_{xy}(H)$. На экспериментальных зависимостях $\Delta\rho_{xx}(H)$ и $\Delta\rho_{xy}(H)$, измеренных с компенсацией линейного фона, осцилляции видны как широкие пологие максимумы и минимумы, положение которых зависит от ориентации образцов в магнитном поле, а форма и амплитуда изменяются с температурой. Для подробного изучения осцилляционной картины проведено численное дифференцирование экспериментальных данных. Результаты двойного дифференцирования зависимостей $\Delta\rho_{ik}(H)$ приведены на рис. 1–3.

Обнаруженные осцилляции поперечного МС могут быть интерпретированы как МФР по характерным для этого эффекта особенностям: положение осцилляций в магнитном поле не зависит от концентрации носителей; они наблюдаются при относительно высоких температурах, соответствующих условию возбуждения оптических фононов; измерения проведены на образцах с невырожденным газом носителей тока.

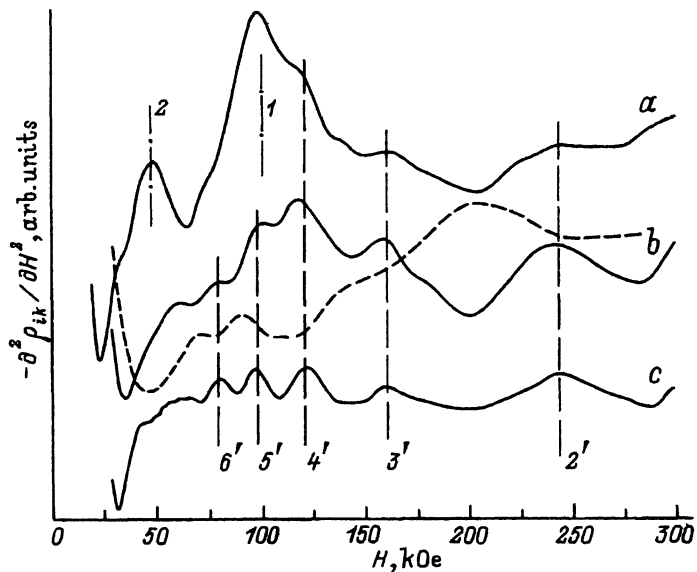


Рис. 1. Осцилляционная картина $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ (сплошные линии) и $-d^2\rho_{xy}(H)/dH^2$ (штриховая) при $H \parallel a, j \parallel b$. Вертикальными линиями отмечены резонансные поля для серий I (1, 2) и II (2'-6'). Т, К: а — 55, б — 77, с — 125.

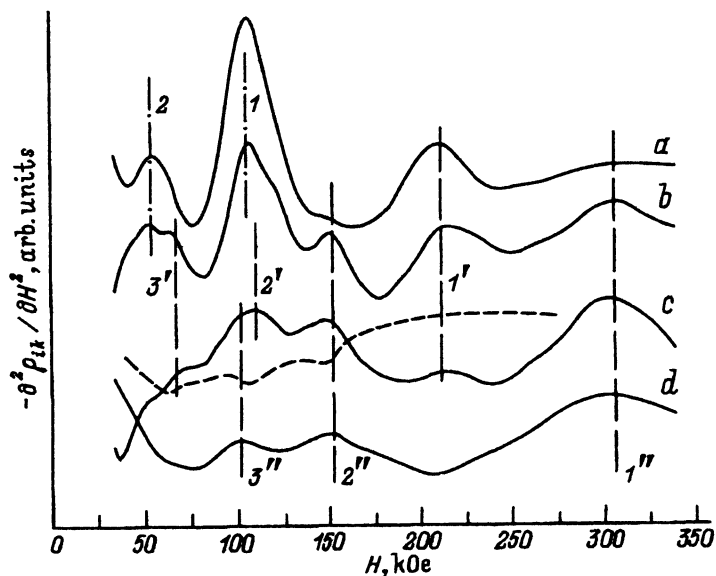


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при $H \parallel b, j \parallel c$. Вертикальными линиями отмечены резонансные поля для серий I (1, 2), II (1'-3') и III (1''-3''). Т, К: а — 55, б — 77, с — 100, d — 125.

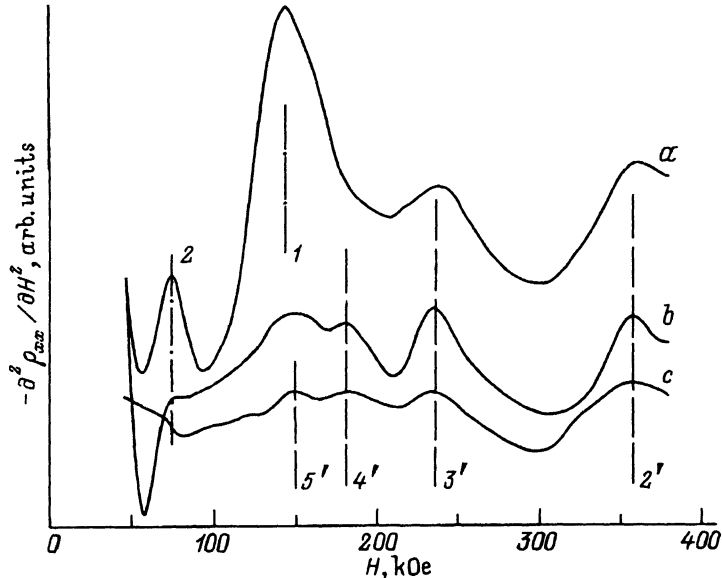


Рис. 3. Осцилляционная картина $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{b}$. Вертикальными линиями отмечены резонансные поля для серий I (1, 2) и II (2'-5'). T, K : $a - 55$, $b - 77$, $c - 125$.

Согласно теории МФР, условию резонансного рассеяния носителей на оптических фононах определенной энергии соответствуют периодические по обратному магнитному полю максимумы поперечного МС. Период магнетофонных осцилляций $\Delta(1/H)$ определяется соотношением

$$\Delta(1/H) = e/(m^*\omega_{l0}c). \quad (1)$$

Анализ зависимостей $-d^2\rho_{xx}(H)/dH^2$ от поля, ориентации и температуры показывает, что для каждой ориентации существуют два и более периодов МФО, относительная амплитуда которых зависит от температуры.

Для случая $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ (рис. 1) экспериментальные зависимости поперечного МС можно рассматривать как наложение двух осцилляционных серий, связанных с участием двух фононных мод в резонансном рассеянии носителей. При $T = 55 \text{ K}$ выделяются два сильных максимума в полях $H_1 = 99 \text{ кЭ}$ и $H_2 = 47 \text{ кЭ}$, которые формируют серию I. С ростом температуры основной оказывается серия II: $H_{2'} = 244 \text{ кЭ}$, $H_{3'} = 161 \text{ кЭ}$, $H_{4'} = 121 \text{ кЭ}$, $H_{5'} = 97 \text{ кЭ}$, $H_{6'} = 77 \text{ кЭ}$. Пунктирной линией на рис. 1 показаны осцилляции холловского сопротивления ρ_{xy} , которые находятся в противофазе с осцилляциями поперечного МС ρ_{xx} . Осциллирующее поведение компоненты ρ_{xy} будет обсуждаться далее.

Для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ максимумы на зависимости $-d\rho_{xx}(H)/dH$ (рис. 3) также можно разделить по двум сериям: серия I ($H_1 = 144 \text{ кЭ}$, $H_2 = 75 \text{ кЭ}$) имеет большую амплитуду при 55 K , серия II ($H_{2'} = 359 \text{ кЭ}$, $H_{3'} = 239 \text{ кЭ}$, $H_{4'} = 181 \text{ кЭ}$, $H_{5'} = 146 \text{ кЭ}$) — при 120 K .

Для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ (рис. 2) интерпретация МФО в виде двух серий осцилляций оказывается недостаточной. Экспериментальная картина представляет собой наложение трех серий: серии I ($H_1 = 103 \text{ кЭ}$,

Периоды МФО и частоты продольных оптических фононов согласно расчету по (1)

Ориентация	H a, j b		H b, j c			H c, j b	
	I	II	I	II	III	I	II
$\Delta, \text{M}\mathring{\text{Э}}^{-1}$	10.1	2.06	9.8	4.74	3.25	6.85	1.39
$\omega_{10}, \text{см}^{-1}$	34	166	53	110	161	33	163

Примечание. Погрешность измерения магнитного поля и, следовательно, величин $\Delta(1/H)$ и ω_{10} составляет $\pm 3\%$.

$H_2 = 52 \text{ кЭ}$) и II ($H_1' = 212 \text{ кЭ}$, $H_2' = 108 \text{ кЭ}$, $H_3' = 66 \text{ кЭ}$) доминируют при 55, 77 К и с ростом температуры их амплитуда уменьшается; относительная амплитуда серии III ($H_1'' = 307 \text{ кЭ}$, $H_2'' = 152 \text{ кЭ}$, $H_3'' = 101 \text{ кЭ}$) растет с повышением температуры, и эта серия определяет характер магнетофонового спектра при $T > 100 \text{ К}$. Наряду с осцилляциями поперечного МС ρ_{xx} , наблюдались противофазные им осцилляции холловского сопротивления ρ_{xy} (штриховая линия).

Для всех ориентаций наблюдается сходная температурная зависимость амплитуд МФО: с ростом температуры относительная амплитуда максимумов серий I уменьшается, амплитуда МФО серий II (H || a, H || c) и III (H || c) растет. Это связано с тем, что с повышением температуры происходит возбуждение оптических колебаний бóльшей энергии, а также экспоненциально возрастает количество оптических фононов, участвующих в рассеянии; с другой стороны, уменьшается амплитуда осцилляций вследствие уменьшения подвижности носителей, что сказывается прежде всего в области слабых полей.

Значения периодов МФО $\Delta(1/H)$ и частот продольных оптических фононов ω_{10} , рассчитанных по формуле (1) с указанными выше значениями циклотронных масс, приведены в таблице.

Длинноволновые оптические колебательные моды, обладающие дипольным моментом, могут взаимодействовать с внешним электромагнитным излучением (инфракрасное решеточное отражение). Анализ инфракрасных (ИК) спектров отражения и МФР для анизотропного полупроводника с большим количеством фононных мод позволяет выявить оптические моды, эффективно взаимодействующие с носителями заряда. В работе по исследованию ИК спектров отражения антимионида кадмия [7] были обнаружены 12 оптических фононных мод из 15 предсказываемых правилами симметрии. Сравнение частот продольных оптических фононов, рассчитанных из магнетотранспортных и оптических измерений, показывает, что активные в МФР фононные моды соответствуют наиболее сильным фононам, активным в ИК области спектра, с частотами: $\omega_{10} = (162 \pm 2), (111 \pm 2), (47 \pm 1), (30 \pm 1) \text{ см}^{-1}$.

Измеряемые компоненты тензора МС ρ_{zz} , ρ_{xx} и ρ_{xy} (H || z) связаны с компонентами σ_{ik} тензора проводимости соотношениями (см., например, [8]):

$$\rho_{xx} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2), \quad \sigma_{xx} = \rho_{xx} / (\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2),$$

$$\rho_{xy} = \sigma_{xy} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2), \quad \sigma_{xy} = \rho_{xy} / (\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2),$$

$$\rho_{zz} = 1/\sigma_{zz}, \quad \sigma_{zz} = 1/\rho_{zz}. \quad (2)$$

Согласно теории эффекта, при выполнении условия сильного поля, $\mu H/c \gg 1$ (или $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$), МФР вносит осциллирующую составляющую только в диагональные компоненты тензора проводимости σ_{xx} и σ_{zz} , причем фазовый сдвиг осцилляций σ_{xx} и σ_{zz} зависит от соотношения вкладов упругого и неупругого механизмов рассеяния в проводимость. Соотношения (2) при этом приобретают вид

$$\rho_{xx} = \sigma_{xx}/\sigma_{xy}^2, \quad \rho_{xy} = 1/\sigma_{xy}, \quad \rho_{zz} = 1/\sigma_{zz}. \quad (3)$$

Именно эта простая связь между компонентами тензоров ρ и σ используется обычно при анализе экспериментальных данных по МФР, снятых при заведомо выполненном условии сильного поля, при этом осцилляции ρ_{xx} и σ_{xx} синфазны, а компонента ρ_{xy} осциллирующей составляющей не имеет.

Как было отмечено в работе по исследованию МФР в антимолибдате цинка [5], анализ экспериментальных данных, полученных при нестрогом выполнении условия сильного поля, следует проводить по формулам (2). Это позволяет объяснить появление МФО в холловском сопротивлении ρ_{xy} , а также сдвиг максимумов поперечного МС относительно резонансных положений. Аналогичный эффект влияет на картину МФР и в антимолибдате кадмия, на что указывают следующие экспериментальные факты: 1) сдвиг максимумов поперечного МС относительно расчетных положений МФР в области магнитных полей, где $\sigma_{xy} \sim \sigma_{xx}$ (см., например, рис. 2, 3: сдвиг максимумов 2 в сторону меньших магнитных полей с ростом температуры, т.е. с уменьшением значения параметра σ_{xy}/σ_{xx} ; для $T = 55$ К условие $\sigma_{xy}/\sigma_{xx} > 1$ выполняется при $H > 30 \div 40$ кЭ, для $T = 125$ К — при $H > 70 \div 90$ кЭ); 2) осциллирующий характер зависимости $\rho_{xy}(H)$, причем отношение амплитуд осцилляций ρ_{xx} и ρ_{xy} примерно пропорционально $(\sigma_{xy}/\sigma_{xx})^2$.

Заключение

Исследование магнетофононного резонанса в p -CdSb показало, что для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ носители тока эффективно взаимодействуют с двумя, а для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ с тремя модами продольных оптических фононов. Активные в МФР фононные моды соответствуют наиболее сильным активным в ИК области фононам с частотами $\omega_{lo} = (162 \pm 2), (111 \pm 2), (47 \pm 1), (30 \pm 1) \text{ см}^{-1}$. Появление магнетофононных осцилляций холловского напряжения объясняется нестрогим выполнением условия сильного магнитного поля.

Авторы выражают признательность Р.В. Парфеньеву за постоянное внимание к работе. Работа проведена при поддержке Отдела научных исследований NATO (Scientific and Environmental Affairs Division), грант CRG 921341.

- [1] Yu. A. Firsov, V.L. Gurevich, R.V. Parfeniev, I.M. Tsidil'kovski. In: *Landau Level Spectroscopy*, ed. by G.Landwehr, E.I.Rashba [Modern Problems in Condensed Matter Sciences (North-Holland, 1991) v. 27-2, p. 1181].
- [2] E.K. Arushanov. *Prog. Cryst. Growth and Charact.*, **13**, 1 (1986).
- [3] J. Leotin, M. Goiran, S. Askenazy. *Phys. St. Sol. (b)*, **123**, K43 (1984).
- [4] Э.К. Арушанов, А.В. Лашкул, Д.В. Машовец, В.И. Пругло, С.И. Радауцан, В.В. Сологуб. *Тр. Всес. конф. по физике полупроводников* (Баку, 1982) т. 1, с. 96.
- [5] Д.В. Смирнов, Д.В. Машовец, М.О. Сафончик, Ю.В. Рознован, Ж. Леотен, В. Кнар. *ФТП*, **35**, 1631 (1993).
- [6] А.М. Кузьмин, Д.В. Машовец, А.Н. Рипак, М.А. Шахов. В сб.: *Физическая электроника* (Львов, ЛГУ, 1987) вып. 35, с. 117.
- [7] D.V. Smirnov, D.V. Mashovets, S. Pasquier, J. Leotin, P. Puech, G. Landa, Yu.V. Roznovan. *Semicond. Sci. Technol.*, N 9, 333 (1994).
- [8] И.М. Цидильковский. *Зонная структура полупроводников* (М., Наука, 1978).

Редактор Л.В. Шаронова

Magnetophonon resonance in *p*-CdSb

*D. V. Smirnov, D. V. Mashovets, M. O. Safonchik, Yu. V. Roznovan[†], J. Leotin**

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russian

[†]Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova,
220028 Kishinev, Moldova

*Service Nationale des Champs Magnetiques Pulses, Toulouse,
France

Magnetophonon resonance studies of *p*-CdSb single crystals are presented. Magnetophonon oscillations were observed in transverse and Hall components of magnetoresistance. Two phonon modes participate in resonance scattering at $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ and $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ orientations, three modes — at $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$; their frequencies are determined. The origin of magnetophonon oscillations of the Hall component is discussed.