

- [8] Эмиралиев А., Кочаров А. Г., Ямзин И. И., Любимцев В. А. // Кристаллография. 1973. Т. 18. № 6. С. 1177—1180.
 [9] Эмиралиев А., Кочаров А. Г., Ямзин И. И., Любимцев В. А. // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 2. С. 343.

Отдел теплофизики АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
14 марта 1989 г.
В окончательной редакции
20 июня 1989 г.

УДК 534.221

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

ФОТОУПРУГОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ТЕЛЛУРИДОВ ЦИНКА И КАДМИЯ

Ю. В. Илизавский, М. А. Рувинский, В. П. Щетинин

Как было показано в [1], в твердых растворах $Zn_xCd_{1-x}Te$ с $x=0.7-0.8$ значительно снижается поглощение поперечных акустических волн. Это вызвало естественный интерес к исследованию фотоупругости в системе названных твердых растворов, тем более, что зависимость фотоупругих свойств от состава твердого раствора, насколько нам известно, ранее вообще не изучалась. Для этой цели нами использовались те же образцы, что и в [1]. Они вырезаны из монокристаллов, выращенных методом газовой

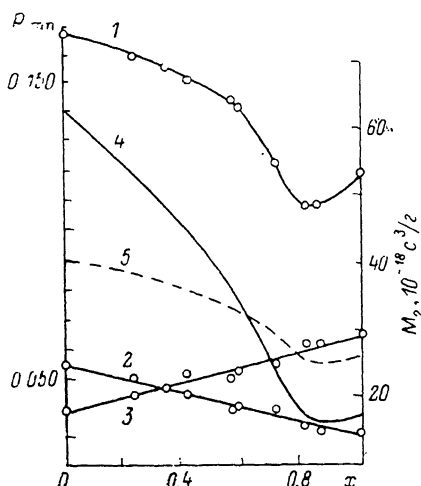


Рис. 1. Зависимость от состава x коэффициентов P_{11} (1), P_{12} (2), P_{41} (3), M_2 (4). $\lambda_0=1.15$ мкм.

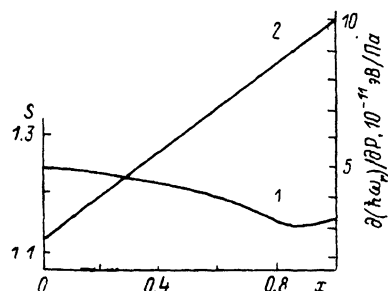


Рис. 2. Зависимость от состава x параметров S (1) и $d(h\omega_r)/dP$ (2).

фазы. Средние размеры образцов $8 \times 5 \times 5$ мм ориентированы в основных кристаллографических направлениях с точностью не хуже 0.5° . Грани образцов обрабатывались методами оптической технологии. Рентгеноструктурным анализом проверялась однородность состава исследуемых материалов. В наиболее неблагоприятном случае, при длине монокристалла 30 мм, различие по составу не отклонялось более 1.2%. Проверка структурного совершенства образцов осуществлялась в процессе исследований, поскольку она лежит в основе самой методики акустооптических измерений.

Определение фотоупругих коэффициентов выполнялось по методу Диксона. Измерения производились на продольных волнах с частотой 300—400 МГц. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-126 с энергией кванта 1.05 эВ, далекой от ширины запрещенной зоны исследуемых материалов (1.49—2.25 эВ). Эталонные образцы изготовлялись из плавленного кварца и кристаллов фосфида галлия, близкого по акустическому импедансу к исследуемым материалам. Ошибка определения

фотоупругих коэффициентов p_{mn} составляла не более 15 %. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

На рис. 1 показаны зависимости фотоупругих коэффициентов p_{mn} и добротностей акустооптического взаимодействия M_2 от состава x . Коэффициент $|p_{44}|$ с увеличением x монотонно увеличивается, а $|p_{12}|$ — уменьшается. Особый интерес вызывает характер изменения от состава x коэффициента $|p_{11}|$. Как и $|p_{12}|$, он уменьшается от теллурида кадмия к теллуриду цинка. Однако в области составов $x=0.7\div 0.8$ наблюдается выраженный минимум $|p_{11}|$. Аналогичную особенность в зависимости от состава имеет и $|p_0|$ ($p_0=(p_{11}+2p_{12})/3$).

Необходимо отметить, что скорость звука, упругие постоянные второго порядка и плотность кристаллов изменяются с изменением x монотонно [2], тогда как затухание, особенно поперечного звука, для составов с $x=0.7\div 0.8$ резко уменьшается.

Зависимость фотоупругих коэффициентов от состава формально можно связать с зависимостью от состава влияния деформации звуковой волны на электронную поляризуемость кристаллов. При всесторонней деформации, не изменяющей симметрию кубических кристаллов, имеет место соотношение

$$p_0 = -\frac{2V}{n^3} \frac{\partial n}{\partial V}, \quad (1)$$

где V — объем элементарной ячейки, n — показатель преломления кристалла. В условиях применимости формулы Лорентца—Лоренца и аппроксимации Хопфилда—Томаса [3] для поляризуемости элементарной ячейки широкозонных соединений типа $A^{IV}B^{VI}$

$$\alpha = \alpha_c \omega^2 / (\omega_r^2 - \omega^2) \quad (2)$$

(в пренебрежении затуханием в соответствующей спектральной области и с учетом лишь одного из резонансов в дисперсии n) нетрудно получить

$$p_0 = \frac{n-1}{n^4} \frac{n-2}{3} (1-S), \quad (3)$$

где

$$S = \frac{1}{\beta \omega_r} \frac{\partial \omega_r}{\partial P} \frac{2\omega^2}{\omega_r^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

β — изотермическая сжимаемость кристалла; $\delta \omega_r / \partial P$ — коэффициент изменения характерной резонансной частоты ω_r твердого тела (или ширины запрещенной зоны $\hbar \omega_r$) с давлением P ; ω — частота фотона. Предполагается, что зависимость $\alpha(V)$ сводится лишь к эффективной зависимости $\omega_r(V)$ в рамках аппроксимации (4).

Формула (3) не связана с предположением аддитивности рефракций компонент раствора и может быть использована для анализа экспериментальной зависимости $p_0(x)$, если известны значения показателя преломления n и функции S в (4) для различных составов. Знак p_0 определяется знаком множителя $1-S$ в (3).

Для твердых растворов $Zn_x Cd_{1-x} Te$ практически нет сведений о величинах $\partial(\hbar \omega_r) / \partial P$ в зависимости от состава. Поэтому представляет интерес их определение по экспериментальным акустооптическим и акустическим данным [2] исходя из формул (3) и (4) с учетом значений показателя преломления $n(x)$ и ширины запрещенной зоны $\hbar \omega_r(x)$, полученных из оптических измерений [4]. На рис. 2 приведены зависимости $\partial(\hbar \omega_r) / \partial P$ от состава твердых растворов. Полученные их оценочные значения соответствуют энергии фотона $\hbar \omega = 1.05$ эВ и комнатным температурам. С ростом величины x $\partial(\hbar \omega_r) / \partial P$ монотонно увеличивается. Особенность поведения $p_0(x)$ в области составов $x=0.7\div 0.8$ связана с минимумом функции $S(x)$. Согласно (4), $S(x)$ определяется произведением двух факторов: $[1/\beta] \cdot [\partial(\hbar \omega_r) / \partial P]$ и $[1/\hbar \omega_r] [2\omega^2 / (\omega_r^2 - \omega^2)]$. Первый из них увеличивается с увеличением x , а второй уменьшается. В окрестности составов $x=0.7\div$

0,8, по-видимому, существенное значение имеет неаддитивность рефракций компонент твердого раствора.

Полученные нами оценочные значения $\partial(\hbar\omega_r)/\partial P$ для крайних составов по порядку величины близки к найденным из прямых измерений: для CdTe $(1.5 \div 8.0) \cdot 10^{-11}$, а для ZnTe $(6.0 \div 10.4) \cdot 10^{-11}$ эВ/Па [5, 6].

Для фотоупругого коэффициента p_{44} , определяющего изменение компоненты ϵ_{23} тензора диэлектрической проницаемости под действием деформации сдвига, имеем

$$p_{44} = - \frac{P}{n^4} \frac{\partial \epsilon_{23}}{\partial \sigma_{23}} v_0^2, \quad (5)$$

где σ_{23} — компонента тензора напряжения, v_0 — скорость быстрой поперечной волны звука [2], ρ — плотность кристалла.

Наблюдаемую зависимость коэффициента $p_{44}(x)$, возрастающего практически линейно с ростом x , можно в пределах точности эксперимента согласовать с формулой (5) в предположении, что $\partial \epsilon_{23} / \partial \sigma_{23} \approx 1.21 \cdot 10^{-10}$ Па⁻¹ и не зависит от состава. При этом существенное значение имеет зависимость $v_0(x)$. В формуле (5) требуется также учитывать зависимость $n(x)$ и $\rho(x)$.

Представляет интерес изучение дисперсии фотоупругих коэффициентов, особенно вблизи края поглощения (для ZnTe см. [7]). Исследование дисперсии фотоупругости для рассмотренных нами составов твердых растворов представляет предмет отдельной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Григорович Г. М., Илизавский Ю. В., Рувинский М. А., Щетиния В. П. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3671—3679.
- [2] Андрусив И. И., Григорович Г. М., Илизавский Ю. В., Рувинский М. А., Щетиния В. П. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 1. С. 252—254.
- [3] Hopfield J. J., Thomas D. G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 2. P. 563—567.
- [4] Ebina A., Saito K., Takahashi T. // Appl. Phys. 1973. V. 44. N 7. P. 3659—3664.
- [5] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [6] Strössner K., Kim C. K., Cordona M. // Sol. St. Comm. 1987. V. 61. N 8. P. 275—278.
- [7] Каплянский А. А., Лозовская Н. Г. // ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 1. С. 67—70.

Дрогобычский государственный
педагогический институт
им. И. Франко
Дрогобыч

Поступило в Редакцию
16 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
22 июня 1989 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В БЕРИЛЛИИ

С. В. Варюхин, В. С. Егоров

Зависимость удельного сопротивления от температуры $\rho(T) \propto \tau^{-1}$ (τ — время релаксации) для металлов без магнитных примесей может быть представлена в виде $\rho(T) = \rho(0) + \rho_{ee} + \rho_{ep}$, где $\rho(0)$ — остаточное сопротивление, $\rho_{ee} = AT^2$ и $\rho_{ep} = BT^5$ — вклады от электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния. Выделение члена ρ_{ee} затруднено тем, что не всегда выполняется классический закон Блоха-Грюнайзена $\rho_{ep} \propto T^5$, так как эффективность малоуглового рассеяния вблизи брэгговских плоскостей значительно больше и степень понижается. Кроме того, в области температур, где член $\propto T^2$ должен стать превалирующим, величина ρ_{ee} сравнима с погрешностью в определении $\rho(0)$ и только использование специальной высокочувствительной измерительной техники позволило вы-