

простой физический смысл [6, 7]. В случае других более сложных систем смысл параметров не так ясен; однако можно считать, что формулы (5), (6) соответствуют представлению произвольного отражающего интерферометра в виде «идеального» ОИ и расположенного перед ним неотражающего частично поглощающего слоя с энергетическим пропусканием $\sqrt{R_{\max}}$.

Величины η и ξ' могут быть найдены по измерениям в бегущей волне по формулам (7). Нахождение ξ'' , согласно (7), сложнее, так как требует измерения фаз. Условие (3) позволяет написать другое выражение для ξ''

$$|\xi''| = \frac{2\sqrt{\bar{R}_1\bar{R}_2}}{\bar{A}_1} \left[1 - \left(\frac{\bar{A}_1 + \bar{A}_2 - 1 + \bar{R}_1\bar{R}_2 + \bar{T}^2}{2\bar{T}\sqrt{\bar{R}_1\bar{R}_2}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9)$$

При переворачивании переднего зеркала на 180° величина R_{\max} меняется. Используя (3), можно установить связь величины R_{\max} с R'_{\max} , соответствующей ОИ с перевёрнутым передним зеркалом. Для случая $1 - R_{\max} \ll 1$, $R_3 = 1$

$$(1 - R_{\max}) = \eta (1 - R'_{\max}). \quad (10)$$

Если в ОИ второе зеркало не является полностью отражающим ($R_3 \neq 1$, $1 - R_3 \ll 1$), то аналогично (10)

$$R_{\max} = R'_{\max} - (1 - R_3)/\eta, \quad (11)$$

где R'_{\max} соответствует $R_3 = 1$.

Литература

- [1] M. Hamy. J. de Phys., 5, 789, 1906.
- [2] C. Dufour. J. de phys. rad., 11, 327, 1950.
- [3] J. J. Hunzinger. Rev. d'Opt., 33, 455, 1954.
- [4] A. R. Cowpie. J. Opt. Soc. Am., 53, 425, 1964.
- [5] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий, 570. «Физматгиз», М., 1958.
- [6] М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Опт. и спектр., 30, 490, 1971.
- [7] Ю. В. Троицкий. Одночастотная генерация в газовых ОКГ. «Наука», Новосибирск, 1975.
- [8] Ю. В. Троицкий. Опт. и спектр., 30, 544, 1971.

Поступило в Редакцию 24 августа 1978 г.

УДК 535.56.092

ПЬЕЗООПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Л. Е. Соловьев

Явление пространственной дисперсии привлекает в последнее время особое внимание исследователей, работающих в области физики твердого тела. Этому способствовало появление многочисленных экспериментальных и теоретических работ, в которых изучается влияние пространственной дисперсии второго порядка на оптические свойства полупроводников вблизи экситонных переходов. Гораздо меньше внимания пока уделялось классическому проявлению пространственной дисперсии первого порядка — оптической активности [1]. На важную роль, которую могут играть явления пространственной дисперсии первого порядка в оптических спектрах поляритонов в кристаллах со структурой вюрцита, указывалось в [2, 3]. Эти кристаллы обладают высокой симметрией, однако под действием внутренних и внешних воздействий способны проявлять оптическую активность [4, 5], обнаружение которой в одноосных кристаллах обычно затруднено наличием собственного двупреломления. Благоприятным обстоятельством, позволяющим наблюдать оптическую активность в ряде кристаллов со структурой вюрцита, является наличие так называемой «изотропной точки», т. е. длины волны λ_0 , вблизи которой происходит изменение знака двупреломления. В работе [2] теоретически рассмотрена именно такая ситуация, а непосредственное наблюдение было сделано в кристалле AgGaS_2 [6].

1. Как известно, из 32 кристаллографических классов в 11 отсутствует оптическая активность в силу наличия центра инверсии. В шести нецентросимметричных классах все компоненты симметричной части тензора гирации равны нулю, но среди них лишь кристаллы класса T_d являются кубическими.

В работе [7] предсказывалась оптическая активность этих кристаллов при одноосной деформации. Соответствующий угол поворота плоскости поляризации в оптимальном случае выражается как

$$\varphi = gP (c_{11} - c_{12}) \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{n_{00}^3}{2}, \quad (1)$$

где c_{11} , c_{12} — упругие постоянные, P — внешнее давление, n_{00} — средний показатель преломления для двух ортогональных поляризаций, g — компонента псевдотензора g_{ijkl} , описывающего пьезооптическую активность кристалла, показатель преломления которого определяется выражением [1]

$$\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_o^2}\right) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) = (g_{ijkl} u_{kl} l_i l_j)^2, \quad (2)$$

где n_o , n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, u_{kl} — деформация.

Можно показать, что при $P \parallel S_4$ (S_4 — ось четвертого порядка) симметрия кристаллов класса T_d понижается до D_{2d} . Соответствующий тензор гириации обладает одной независимой компонентой ($g_{11} = -g_{22}$), что соответствует неэквивалентности осей S_4 в смысле направления вращения плоскости поляризации. Из формулы (1) следует, что угол поворота пропорционален $c_{11} - c_{12}$. Однако вынужденное двуупреломление, описываемое пьезооптическим тензором π_{ijkl} , также пропорционально этой величине. Поэтому для наблюдения предсказанного эффекта требуется, чтобы двуупреломление не превышало тензогириацию. В отличие от компонент тензора c_{ijkl} , компоненты тензора π_{ijkl} обладают дисперсией. В работе [8] впервые для класса кристаллов симметрии T_d обнаружена инверсия знака пьезодвуупреломления в селениде цинка. Аналогичные явления обнаружены в GaAs и GaSb [9].

2. В настоящем сообщении исследовался спектр пропускания кристаллов GaAs и CdTe, расположенных между двумя поляризаторами N_1 и N_2 . Кристаллы подвергались одноосному сжатию P вдоль $[100]$. Наблюдение проводилось в направлении $k \perp P$ под различными углами падения в плоскости, перпендикулярной давлению. Поляризаторы N_1 и N_2 устанавливались либо параллельно, либо скрещивались.

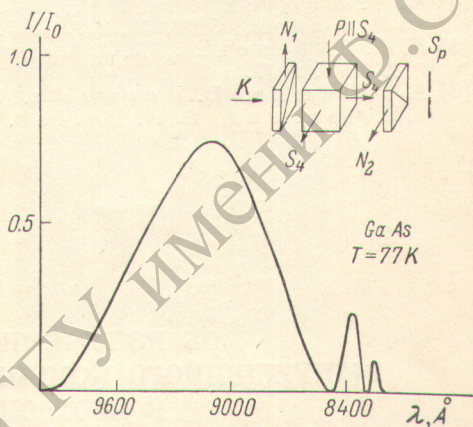
На рисунке представлен спектр деформированного кристалла GaAs ($T=77$ K) при $N_1 \parallel P \perp N_2$. Наблюдается характерная картина, обусловленная взаимодействием обыкновенного и необыкновенного лучей, распространяющихся в кристалле. При $N_1 \parallel N_2$ наблюдается дополнительная картина, состоящая из минимумов пропускания. Селективный характер интерференции вблизи «изотропной точки» ($\lambda_0 = 9170 \text{ \AA}$), свидетельствует о проявлении пьезооптической активности. Спектр пропускания хорошо описывается формулой [6]

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\left(\frac{g}{n}\right)^2}{\left(\frac{g}{n}\right)^2 + \Delta^2} \sin^2 \frac{\pi l}{\lambda} \left[\left(\frac{g}{n}\right)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Спектральная зависимость $\Delta = n_o - n_e$ находится в соответствии с [9]. Оптимальным оказалось значение $g = 8.9 \cdot 10^{-4}$ при давлении $P = 45 \text{ кг/мм}^2$. Некоторое отличие экспериментальной кривой от теоретической в коротковолновой области спектра может быть обусловлено дисперсией пьезооптической активности.

Аналогичная картина наблюдается в ортогональном направлении (вдоль другой оси S_4). Проведены непосредственные измерения величины вращения плоскости поляризации вблизи λ_0 . При произвольной ориентации N относительно P практически полное погасание наблюдается при повороте любого из поляризаторов на угол порядка 60° ($l = 0.07 \text{ см}$), причем направление поворота зависит от выбранной оси S_4 в соответствии с изложенным в п. 1. Величина угла поворота соответствует значению, вычисленному по формуле (3), которая, однако, не позволяет определить знак вращения.

Спектральное положение экстремумов картины интерференции поляризованных лучей чувствительно к неортогональности поляризаторов, что дополнительно свидетельствует о проявлении именно эффектов оптической активности. Увеличение давления приводит к увеличению числа экстремумов на единичный спектральный интервал вследствие возрастания двуупреломления. Одновременно происходит общее сужение



спектральной области взаимодействия, что обусловлено непропорциональностью изменения тензогирации и дупреломления.

Аналогичная картина пропускания обнаружена в кристаллах теллурида кадмия ($\lambda_0 = 8700 \text{ \AA}$).

Обнаруженное явление пьезооптической активности связано, по-видимому, с круговым дихроизмом деформационно расщепленных экситонных состояний. Прямые наблюдения этих эффектов возможны при исследовании поляризационных спектров отражения деформированных кристаллов класса T_d в резонансной экситонной области.

Автор благодарен А. И. Минакову за помощь в работе и В. И. Сафарову за любезное предоставление кристаллов.

Литература

- [1] В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. «Наука», М., 1965; Ф. И. Федоров. Опт. и спектр., 6, 85, 377, 1959; В. А. Кизель, Ю. И. Красилов, В. И. Бурков. Усп. физ. наук, 114, 295, 1974.
- [2] Л. Е. Соловьев, В. С. Рудаков. Вестн. ЛГУ, 16, 170, 1967.
- [3] Е. Л. Ивченко, С. А. Пермогоров, А. В. Селькин. Письма ЖЭТФ, 27, 27, 1978.
- [4] А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Опт. и спектр., 35, 471, 1973.
- [5] С. Ю. Казицина, А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Опт. и спектр., 41, 513, 1976.
- [6] M. V. Hobden. Acta Cryst., A24, 676, 1968.
- [7] В. Л. Львов. ФТТ, 15, 273, 1967.
- [8] К. К. Дубенский, А. А. Каплянский, Н. П. Лозовская. ФТТ, 8, 2068, 1967.
- [9] A. Feldman, D. Horowitz. J. Appl. Phys., 39, 5597, 1968; P. Y. Yu, M. Cardona, P. H. Pollak. Phys. Rev., B3, 340, 1971.

Поступило в Редакцию 24 августа 1978 г.

УДК 535.375+621.373 : 535

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ КОМПОНЕНТ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Б. М. Атаев

Известно, что в изотропной среде экспериментально наблюдается излучение высших s - и as -компонент ВКР вдоль образующих конусов, причем различают два вида этих конусов [1]. Конусы излучения класса I находятся в хорошем согласии с существующей теорией ВКР [2]. В то же время интерпретация конусов излучения класса II приводит к определенным трудностям. Авторы [1, 3] пытались связать излучение класса II с явлением самофокусировки. В работах [4, 5] допускают возникновение этого излучения и в условиях отсутствия самофокусировки и связывают его с присоединенным $1s$ -излучением.

В отличие от указанных выше работ в [6] развита теория излучения компонент ВКР для случая фокусированных пучков возбуждающего и $1s$ -излучений, где показано, что излучение компонент ВКР класса II может объясняться как излучение из фокусов многофокусной структуры и предсказан новый вид конусов излучения в фокусированных пучках. Согласно [6], излучение этих компонент из фокусов может рассматриваться как модифицированное черенковское излучение. Для $1as$ -компоненты такое излучение происходит под углом θ_1 , если многофокусная структура наблюдается в основной компоненте, и под другим углом φ_1 , если она возникает в $1s$ -компоненте, причем углы θ_1, φ_1 лежат в следующих пределах:

$$2(k_0 \Delta k_0 / k_1 k_{-1})^{1/2} > \theta_1 > \bar{\theta}_1, \quad (1)$$

$$(k_{-1} \Delta k_0 / k_0 k_1)^{1/2} < \varphi_1 < \bar{\varphi}_1, \quad (2)$$

где $\Delta k_0 = k_1 + k_{-1} - 2k_0$; k_0, k_{-1}, k_1 — волновые числа для основной, $1s$ - и as -компонент соответственно.

В силу (1) угол излучения θ_1 превышает величину соответствующего черенковского угла $\bar{\theta}_1 = 2(\Delta k_0 / k_1)^{1/2}$. Об излучении такого вида до сих пор не сообщалось, хотя вопрос о его существовании является принципиальным и позволяет, в частности, делать вывод о том, в какой из компонент (основной или $1s$) возникает многофокусная структура [как видно из (2), угол излучения φ_1 меньше черенковского].