

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ ПРИ 77 К, ИНДУЦИРОВАННОЕ ОДНООСНЫМ УПРУГИМ НАПРЯЖЕНИЕМ

© Ф.Т.Васько, М.В.Стриха, Н.И.Тарбаев, Г.А.Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина
(Получена 17 апреля 1995 г. Принята к печати 14 сентября 1995 г.)

Получены спектральные зависимости коэффициента пьезодвулучепреломления в CdTe для разных кристаллографических направлений одноосного сжатия при $T = 77\text{ К}$ — температуре практического применения фоточувствительных гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$. Вблизи края фундаментального поглощения дисперсия коэффициента пьезодвулучепреломления при $T = 77\text{ К}$ оказывается более сильной, чем при комнатной температуре, а сам коэффициент достигает существенно большей величины. Установлена нелинейная зависимость разности фаз компонент излучения для поляризации, параллельной и перпендикулярной оси сжатия, от величины деформации вблизи края фундаментального поглощения.

Теоретическое рассмотрение дисперсии пьезодвулучепреломления проведено в рамках четырехзонной модели Кейна с учетом явного вида зонного спектра и волновых функций электронов и дырок. При этом объяснена зависимость дисперсии пьезодвулучепреломления от температуры.

Введение

Кристаллы CdTe в настоящее время рассматриваются как основной материал подложек для нанесения фоточувствительных эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ — основного материала фототэлектроники среднего инфракрасного диапазона. Параметры эпитаксиальных слоев в значительной степени зависят от механического состояния гетероструктуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ вблизи границы раздела подложка-эпитаксиальный слой. Важно, что фотоприемники на основе полупроводниковых гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$, как правило, используются в режиме охлаждения до температуры $T = 77\text{ К}$. При таком охлаждении механические напряжения как в подложке, так и в эпитаксиальной пленке могут значительно возрастать. Поэтому важное значение приобретает возможность оценки внутренних механических напряжений, которые возникают при низких температурах в исходных полупроводниковых материалах.

Эффективный способ диагностики внутренних механических напряжений в полупроводниковых кристаллах основан на поляризационно-оптических измерениях наведенной оптической анизотропии. При этом для оценки таких напряжений необходимо знать дисперсию коэффициента собственного пьезодвулуччепреломления (ПДП) исследуемого полупроводникового материала. Между тем в настоящее время упомянутая важная характеристика CdTe, как и других полупроводников с кубической кристаллической структурой, имеется лишь для комнатной температуры. Теоретические и экспериментальные исследования ПДП в различных полупроводниковых материалах были проведены еще в начале 70-х годов [1-3]. Следует подчеркнуть, что все измерения были выполнены при комнатной температуре, а теоретическая модель была основана на упрощенном описании межзонных оптических переходов в одноосно деформированном кристалле и содержала большое число подгоночных параметров. Исходя из вышеизложенного проведение низкотемпературных измерений дисперсии коэффициента ПДП, а также создание более строгой теоретической модели анизотропии диэлектрической проницаемости в одноосно напряженном полупроводнике представляется интересным как с теоретической, так и с практической стороны.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований наведенной анизотропии диэлектрической проницаемости в одноосно деформированных монокристаллах CdTe при $T = 77$ К — температуре практического использования гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$. Получены деформационные зависимости набега фаз на единицу длины кристалла, а также дисперсия коэффициента ПДП для различных кристаллографических направлений при $T = 77$ К. Отметим также, что при распространении на низкотемпературный диапазон измерений ПДП возникает важное дополнительное экспериментальное преимущество. Появляется возможность продвинуться в область значительно больших механических напряжений (для CdTe — до $2 \div 2.5$ кбар). Проблема в том, что при современной технологии выращивания кристаллов CdTe и ряда других соединений $A^{II}B^{VI}$ они оказываются чрезвычайно пластичными, так что предел их упругости при комнатной температуре не превышает величины $0.1 \div 0.2$ кбар [4]. Расширение диапазона напряжений позволяет обнаружить отклонение от линейности коэффициента ПДП при больших деформациях.

Теория

При приложении к кубическому кристаллу одноосного сжатия он становится одноосным и, таким образом, двулучепреломляющим. Для определенности будем рассматривать напряжение вдоль оси (001). Сдвиг фаз на единицу длины l между компонентами световой волны, поляризованным параллельно и перпендикулярно к оси сжатия, определяется известным выражением

$$\frac{\Delta\varphi}{l} = \frac{\pi}{\lambda n_0} [\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}]. \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны излучения, $n_0(\lambda)$ — коэффициент преломления недеформированного кристалла, ε_{\parallel} и ε_{\perp} — компоненты действительной

части диэлектрической проницаемости деформированного кристалла для поляризации параллельно и перпендикулярно оси сжатия.

Задача по расчету сводится, таким образом, к определению зависимости ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} от величины одноосного давления P . В [1-3] эти зависимости находились в простом приближении параболических зон, а расчеты содержали ряд подгоночных параметров. Наши вычисления проведены в рамках четырехзонной модели Кейна, а единственный подгоночный параметр связан с учетом вклада более удаленных зон. При этом вид спектров $\epsilon_{\parallel, \perp}$ не зависит от указанного параметра, поскольку дисперсия диэлектрической проницаемости в кубическом кристалле $\epsilon(\omega)$ в области частот $\omega < E_g/\hbar$ (E_g — ширина запрещенной зоны в недеформированном полупроводнике) определяется преимущественно электронными состояниями вблизи краев зон: валентной (v), спин-орбитально отщепленной (s) и проводимости (c) [5,6]. Вклад более удаленных зон (с энергиями E_i) оказывается меньшим в силу соотношения $\hbar\omega/E_i \ll 1$. Одноосное сжатие понижает симметрию кристалла, что приводит к расщеплению валентной зоны в точке Γ_8 на две анизотропные подзоны v_{\pm} [7]. Указанная анизотропия зонной структуры и, как следствие, анизотропия матричных элементов переходов [8] изменяет вклад виртуальных межзонных переходов в диэлектрическую проницаемость кристалла ϵ . В результате и возникает обсуждаемая анизотропия оптических свойств полупроводника в области его прозрачности.

Ограничимся описанием дисперсии $\epsilon(\omega)$ за счет вклада только виртуальных переходов между c -, v - и s -зонами. Она определяется выражением [6,9]

$$\epsilon_{\parallel, \perp}(\omega) = K_{\parallel, \perp} + \frac{e^2}{\omega^2} \sum_{m=v_{\pm}, s} \int \frac{d\mathbf{p}}{2\pi^2 \hbar^3} M_{\parallel, \perp}^{(m)}(\mathbf{p}) \times \\ \times \left[\frac{2}{E_{m\mathbf{p}} - E_{c\mathbf{p}}} - \frac{1}{E_{m\mathbf{p}} - E_{c\mathbf{p}} - \hbar\omega} - \frac{1}{E_{m\mathbf{p}} - E_{c\mathbf{p}} + \hbar\omega} \right]. \quad (2)$$

Здесь $K_{\parallel, \perp}$ описывает бездисперсионные вклады в диэлектрическую проницаемость, $M_{\parallel, \perp}^{(m)}(\mathbf{p})$ — просуммированные по спину компоненты матричного элемента перехода, параллельные и перпендикулярные по отношению к оси сжатия, между m - и c -зонами ($m = v_{\pm}, s$). Отметим, что выражение (2) записано для случая низкой температуры, когда состояния валентной зоны полностью заполнены, а состояния зоны проводимости — пусты.

Анизотропные спектры зонных состояний определяются корнями уравнения [10]

$$\left(\tilde{E}_g - \xi \right) \left[\xi^2 - \left(\frac{\mathcal{E}_0}{2} \right)^2 \right] + \frac{2}{3} (\mathcal{P}\mathbf{p}) \xi + \frac{\mathcal{E}_0}{6} \mathcal{P} (2p_z^2 - p_{\perp}^2) + \frac{\mathcal{P}^2 \mathbf{p}^2}{3} \frac{[\xi^2 - (\mathcal{E}_0/2)^2]}{\xi + \mathcal{E}_0/2 + \Delta} = 0. \quad (3)$$

Здесь введены новые энергетические переменные

$$\tilde{E}_g = E_g + (c_1 - a)\tilde{\epsilon}; \quad \xi = E_g + \frac{\mathbf{p}^2}{2m_h} - a\tilde{\epsilon} + E, \quad (4)$$

причем \bar{E}_g соответствует ширине запрещенной зоны, перенормированной с учетом гидростатической компоненты сжатия, c_1 и a — деформационные потенциалы, энергия E отсчитывается от дна c -зоны в недеформированном кристалле, $\tilde{\varepsilon} = \sum_{i=x,y,z} \tilde{\varepsilon}_{ii}$ — относительные изменения объема, обусловленные гидростатической компонентой деформации, $\mathcal{P} = 3E_g/4m_c$ — характерная кейновская скорость, $m_{c,h}$ — эффективные массы электронов и дырок вблизи краев зон в отсутствие давления, Δ — энергия спин-орбитального расщепления. С учетом явного вида собственных значений и функций кейновского гамильтониана для сжатия вдоль оси $\langle 001 \rangle$ получим аналогичные [8] матричные элементы перехода:

$$M_{\parallel}^{(m)}(\mathbf{p}) = 2\mathcal{P}^4 |C_{m\mathbf{p}}|^2 |C_{c\mathbf{p}}|^2 \left\{ \left(\frac{p_{\perp}}{3} \right)^2 \left[\frac{1}{\xi_{c\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2} - \frac{1}{\xi_{m\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2} - \frac{1}{\xi_{c\mathbf{p}} + \Delta} + \frac{1}{\xi_{m\mathbf{p}} + \Delta} \right]^2 + \left(\frac{2p_z}{3} \right)^2 \left[\frac{1}{\xi_{c\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2} + \frac{1}{\xi_{m\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2} + \frac{1}{2(\xi_{c\mathbf{p}} + \Delta)} + \frac{1}{2(\xi_{m\mathbf{p}} + \Delta)} \right]^2 \right\}; \quad (5)$$

$$M_{\perp}^{(m)}(\mathbf{p}) = \frac{\mathcal{P}^4}{2} |C_{m\mathbf{p}}|^2 |C_{c\mathbf{p}}|^2 \left\{ (p_{\perp})^2 \left[\frac{1}{\xi_{c\mathbf{p}} + \varepsilon_0/2} + \frac{1}{3(\xi_{m\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2)} + \frac{2}{3(\xi_{m\mathbf{p}} + \Delta)} \right]^2 + (p_z)^2 \left[\frac{1}{3(\xi_{c\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2)} + \frac{1}{\xi_{m\mathbf{p}} + \varepsilon_0/2} + \frac{2}{3(\xi_{c\mathbf{p}} + \Delta)} \right]^2 + \left(\frac{2p_z}{3} \right)^2 \left[\frac{1}{\xi_{c\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2} - \frac{1}{\xi_{m\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2} - \frac{1}{\xi_{c\mathbf{p}} + \Delta} + \frac{1}{\xi_{m\mathbf{p}} + \Delta} \right]^2 \right\}. \quad (6)$$

Здесь $C_{n\mathbf{p}}$ ($n = c, m$; $m = v_{\pm}, s$) — нормировочная постоянная, введенная соотношением

$$|C_{n\mathbf{p}}|^2 = \left\{ 1 + \frac{2}{3} \mathcal{P}^2 \mathbf{p}^2 \frac{1}{(\xi_{n\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2)^2} + \frac{\mathcal{P}^2 \mathbf{p}^2}{2} \times \left[\frac{1}{(\xi_{n\mathbf{p}} + \varepsilon_0/2)^2} - \frac{1}{(\xi_{n\mathbf{p}} - \varepsilon_0/2)^2} \right] + \frac{\mathcal{P}^2 \mathbf{p}^2}{3(\xi_{n\mathbf{p}} + \Delta)^2} \right\}. \quad (7)$$

Определяющая расщепление v -зоны энергия ε_0 задается выражением

$$\varepsilon_0 = 2b(\tilde{\varepsilon}_{xx} - \tilde{\varepsilon}_{zz}) \quad (8)$$

(b — соответствующий деформационный потенциал).

Таким образом, задача вычисления $\varepsilon_{\parallel, \perp}(\omega)$ сводится к решению дисперсионного уравнения (3) и далее — к численному расчету (2). Отметим, что наличие в решении уравнения членов, пропорциональных \mathbf{p}^2 , приводит к сходимости интеграла (2). Численное интегрирование (2) проведено нами применительно к параметрам зонного спектра CdTe.

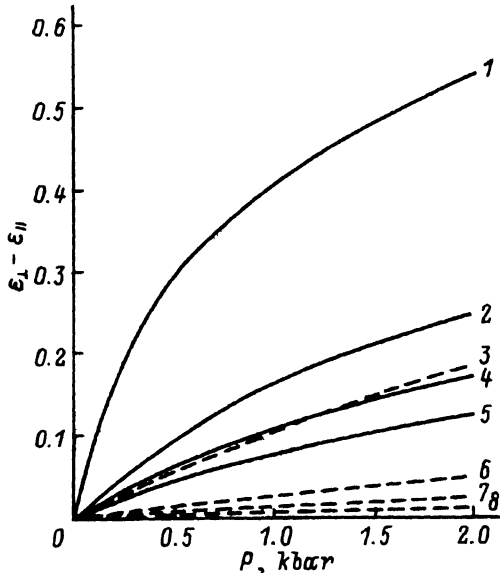


Рис. 1. Расчетные деформационные зависимости анизотропии диэлектрической проницаемости по отношению к оси сжатия (100) в CdTe (штриховые линии) и для сравнения в InSb (сплошные) при $T = 77$ К для различных точек спектра ω/ω_0 : 1, 3 — 0.9, 2, 6 — 0.7, 4, 7 — 0.5, 8 — 0.1.

При этом были использованы следующие параметры теллурида кадмия: $E_g = 1.490$ эВ при 300 К и 1.594 эВ при 77 К, $\Delta = 0.90$ эВ [11]; константы деформационного потенциала — $(s_{11} - s_{12}) = 6 \cdot 10^{-12}$ см²/дин, $s_{44} = 5 \cdot 10^{-12}$ см²/дин [3]; дисперсия диэлектрической проницаемости CdTe при 77 К взята из [12].

Исходя из необходимости сопоставления расчетных данных с результатами эксперимента в дальнейшем мы будем рассматривать деформационную зависимость разности $\delta\epsilon_{\parallel, \perp}(P) = \epsilon_{\parallel}(P) - \epsilon_{\perp}(P)$, которая входит в (1). Указанная зависимость для разных значений энергии падающего света $\hbar\omega$ приведена для CdTe на рис. 1 (энергии указаны в относительных единицах $\hbar\omega/\hbar\omega_0$, $\hbar\omega_0 \equiv E_0 = \tilde{E}_g - E_0/2$ — зависящая от давления энергия края фундаментального поглощения). Отметим, что для CdTe справедливо соотношение $E_g, \Delta \gg \delta E_g, \delta\Delta$ (здесь δE_g и $\delta\Delta$ — изменения E_g и Δ при одноосной деформации) [13]. Поэтому деформационная зависимость интегралов (5) и (6) полностью определяется зависимостью E_0 от деформации. Исходя из этого деформационной зависимостью энергии спин-орбитального расщепления можем пренебречь. На том же рис. 1 для сравнения приводятся зависимости для InSb, рассчитанные нами ранее [9].

Как видно из рис. 1, для широкозонного полупроводника зависимость $\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}$ от величины деформации оказывается строго линейной практически во всей области энергий, за исключением узкой области вблизи края фундаментального поглощения. В то же время в InSb отклонения от линейности становятся заметными уже в области давлений $P > 0.5$ кбар. При этом по мере приближения энергии кванта к

порогу собственного поглощения отклонение от линейности проявляется при все более низких давлениях. Последний результат находится в хорошем соответствии с результатами работ [1-3].

Для сопоставления расчетных и экспериментальных результатов необходимо учесть вклад всех удаленных зон [2]. Бездисперсионный параметр $D = K_{\perp} - K_{\parallel}$, учитывающий этот вклад, может быть оценен в рамках модели Пенна [14]. Эта модель рассматривает полупроводниковый кристалл как изолятор с изотропной энергетической щелью, соотнесенной с краем зоны Бриллюэна.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерения ПДП были выполнены на серии образцов высокоомного CdTe с проводимостью p -типа. Концентрация электрически активных примесей находилась в пределах $N_a - N_d = (1 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Образцы прямоугольной формы вырезались из монокристаллических слитков, выращенных методом Бриджмена. Образцы тщательно полировались для придания противоположным граням плоскопараллельности, а затем подвергались химическому полирующему травлению в растворе брома в метаноле для удаления нарушенного слоя. Конечные размеры образцов составляли примерно $2 \times 3 \times 8 \text{ мм}^3$. Одноосное упругое напряжение прикладывалось вдоль кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, при которых кристалл оказывается оптически одноосным (при всех иных направлениях сжатия кубический кристалл становится двухосным). Исследуемый образец вместе с устройством для одноосного сжатия помещался в оптический криостат. Спектры оптического пропускания записывались с помощью спектрального комплекса КСВУ-2 с обратной линейной дисперсией 2.6 нм/мм . Измерения были проведены в диапазоне энергий квантов излучения $0.6 \div 1.59 \text{ эВ}$. В качестве приемников излучения применялись фотоумножитель ФЭУ-62 и фотоспротивление PbS. В качестве поляризатора и анализатора света использовались, соответственно, поляризатор Аренса и пленочный поляроид.

Схема опыта была следующей. Поляризатор на входе образца был ориентирован под углом 45° к оси сжатия. Поэтому компоненты падающего светового луча, поляризованные параллельно и перпендикулярно этой оси, были равными по интенсивности. Сигнал I как функция деформации при скрещенных поляризаторах на входе и выходе образца для определенной длины волны в области прозрачности кристалла имеет вид синусоиды. Анализ таких кривых на основании соотношения $I = (1/2)I_0(1 \pm \cos \Delta\varphi)$ позволяет получить деформационные зависимости набега фаз $\Delta\varphi$ (на рис. 2 представлены зависимости для направления сжатия $\langle 111 \rangle$ для разных энергий фотонов). Как видно из рисунка, практически для всех исследуемых энергий излучения экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые линии. Заметные отклонения от линейности наблюдаются лишь для энергий, близких к краю фундаментального поглощения E_0 , что хорошо соотносится с результатами теории. Схожее отклонение от линейности по мере приближения к порогу собственного поглощения наблюдается при больших деформациях и для направления одноосного сжатия $\langle 100 \rangle$. Отметим, что нелинейная зависимость ПДП от деформации в CdTe ранее не была обнаружена.

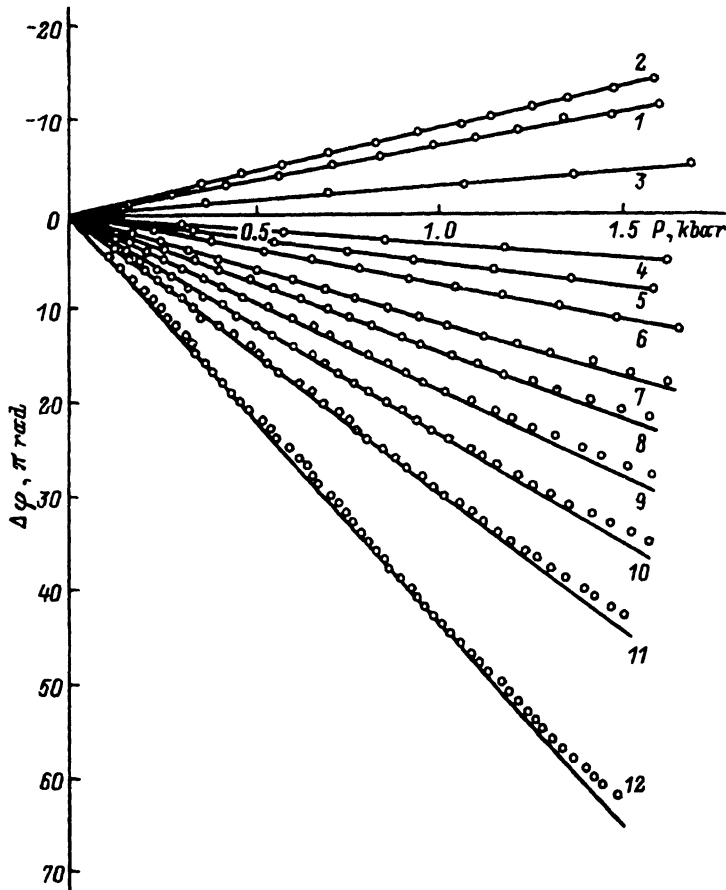


Рис. 2. Разность набега фаз $\Delta\varphi$ в CdTe на длине оптического пути $l = 0.19$ см от величины упругого сжатия P вдоль $\langle 111 \rangle$ при $T = 77$ К в различных точках спектра (в единицах ω/ω_0): 1 — 0.5, 2 — 0.8, 3 — 0.917, 4 — 0.939, 5 — 0.944, 6 — 0.949, 7 — 0.954, 8 — 0.958, 9 — 0.962, 10 — 0.965, 11 — 0.9688, 12 — 0.9748.

На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические зависимости коэффициента ПДП $\alpha = \delta\varepsilon_{\parallel, \perp}/P$ от энергии излучения ω/ω_0 в CdTe при $T = 77$ К для направления одноосного сжатия $\langle 001 \rangle$. Кроме того, на рис. 4 приведена экспериментальная кривая для направления $\langle 111 \rangle$. Для сравнения на рисунках также приведены спектральные зависимости коэффициента ПДП из работы [3], полученные для комнатной температуры. Исследованные нами кристаллы CdTe при комнатной температуре оказались чрезвычайно пластичными, и пластическая деформация проявлялась уже вблизи значений одноосного сжатия $P = 0.1 \div 0.2$ кбар. Поэтому спектральные зависимости ПДП при 300 К, аналогичные зависимостям, полученным в [3], отсутствуют. Однако отдельные экспериментальные точки, которые удалось получить для $P < 0.2$ кбар, указывают на то, что при комнатной температуре спектральные зависимости ПДП кристаллов CdTe, использованных в наших экспериментах и в работе [3], оказываются близкими.

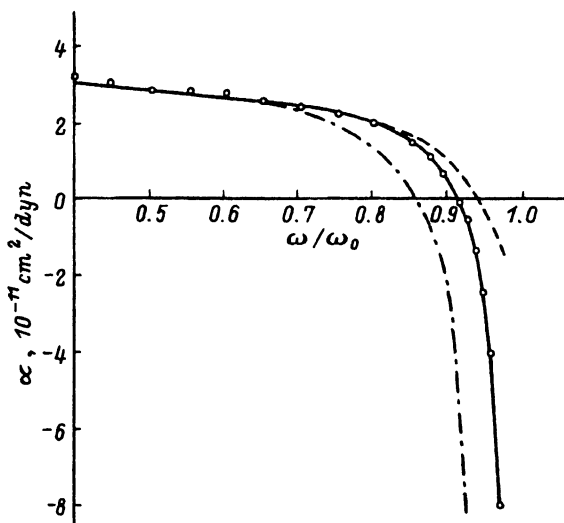


Рис. 3. Спектр коэффициента пьезодвулучепреломления $\alpha(\omega/\omega_0)$ CdTe для направления сжатия $\langle 100 \rangle$. Точки — результаты эксперимента; штрихпунктирная линия — расчет без учета затухания $\Gamma = 0$, сплошная — с учетом затухания $\Gamma = 50$ мэВ при 77 К; штриховая — данные работы [3] и теоретическая кривая с учетом затухания $\Gamma = 150$ мэВ при 300 К.

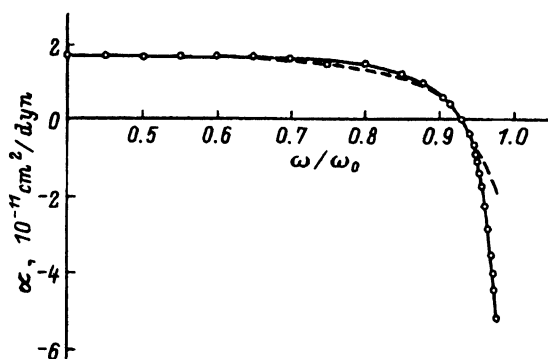


Рис. 4. Спектр коэффициента пьезодвулучепреломления $\alpha(\omega/\omega_0)$ CdTe для направления сжатия $\langle 111 \rangle$: сплошная линия — результаты эксперимента при 77 К; штриховая — данные работы [3] при 300 К.

Из рис. 3 и 4 видно, что для обоих направлений сжатия, $\langle 001 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, спектральные зависимости коэффициента ПДП при комнатной температуре и $T = 77$ К практически совпадают в диапазоне больших длин волн — в области слабой дисперсии ПДП. В то же время по мере приближения к порогу собственного поглощения наблюдаются заметные отличия: при $T = 77$ К дисперсия коэффициента ПДП изменяется более резко, а сам коэффициент достигает в этом диапазоне энергий значительно бóльших значений. Отметим, что дисперсионные кривые построены в шкале приведенных к E_0 энергий (в шкале ω/ω_0).

Следует подчеркнуть, что теоретическая зависимость [3] была получена в рамках упрощенной модели, с использованием большого чи-

сла подгоночных параметров. Такая расчетная кривая в принципе может быть наложена на экспериментальные точки с какой угодно точностью, что и достигается в работе.

Наша расчетная зависимость $\alpha(\omega/\omega_0)$ (для CdTe бездисперсионный параметр $D = 3.5$) начинает заметно отличаться от экспериментальной уже при энергиях $\omega/\omega_0 > 0.75$ (рис. 3). Заметное различие расчетных и экспериментальных характеристик вблизи края фундаментального поглощения, а также наличие температурной зависимости дисперсии ПДП не могут быть объяснены вкладом свободных носителей тока в диэлектрическую проницаемость кристалла. Действительно, концентрация свободных дырок ($p = (1 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре) оказывается слишком низкой, чтобы вносить сколь-нибудь заметный вклад в ПДП. Причина описанного выше расхождения, по-видимому, заключается в неучете теорией реальной формы края фундаментального поглощения кристаллов CdTe. Как известно, край фундаментального поглощения теллурида кадмия оказывается сдвинутым в область существенно больших длин волн по сравнению с E_g , что объясняется вкладом поглощения экситонов с участием фононов [15]. Исходя из этого, в общем случае в правой части уравнения (2) в знаменатель следует ввести дополнительное, зависящее от температуры, слагаемое $i\Gamma$, описывающее затухание. Как нетрудно видеть, расходимость в правой части (2) при энергии, соответствующей порогу фундаментального поглощения, исчезает и выражение сводится к виду $\sim 1/\Gamma$.

Величина Γ для CdTe может быть легко оценена из имеющихся данных по оптическому поглощению [15]. Сопоставление реальных значений края оптического поглощения с шириной запрещенной зоны E_g при $T = 300$ и 77 К дает величины $\Gamma = 150$ и 50 мэВ соответственно. Подстановка этих значений в (2) позволяет получить кривые, которые хорошо накладываются на реальные зависимости, полученные как в нашем эксперименте при 77 К , так и в работе [3] при 300 К (рис. 3).

Таким образом, спектральные зависимости ПДП при низких температурах существенно отличаются от аналогичных зависимостей при комнатной температуре. Это находит свое объяснение в рамках теоретической модели, учитывающей реальную форму края поглощения кристаллов теллурида кадмия. Полученные зависимости $\alpha(\omega/\omega_0)$ могут быть использованы для определения величины и направлений внутренних механических напряжений в теллуриде кадмия, возникающих при $T = 77 \text{ К}$.

Авторы признательны Фонду фундаментальных исследований Украины за поддержку работы. Авторы также выражают благодарность Б.И.Песецкому за помощь в проведении численных расчетов.

Список литературы

- [1] C.W. Higginbotham, M. Cardona, F.H. Pollak. Phys. Rev., **184**, 821 (1968).
- [2] P.X. Yu, M. Cardona, F.H. Pollak. Phys. Rev. B, **3**, 340 (1971).
- [3] P.X. Yu, M. Cardona. J. Phys. Chem. Sol., **34**, 29 (1973).
- [4] С.И. Лубенец, Л.С. Фоменко. ФТТ, **31**, 145 (1989).
- [5] Ф.Т. Васько. ФТП, **9**, 65 (1975).
- [6] Е.В. Баханова, Ф.Т. Васько. ФТП, **21**, 1068 (1987).

- [7] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [8] Ф.Т. Васько, М.В. Стриха. *ФТП*, **24**, 1227 (1990).
- [9] Ф.Т. Васько, Б.И. Песецкий, М.В. Стриха. *УФЖ*, **38**, 1201 (1993).
- [10] E. O. Kane. *Phys. Rev.*, **178**, 1368 (1969).
- [11] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия* (М., Мир, 1972).
- [12] M. Cardona. *J. Appl. Phys.*, **36**, 2181 (1965).
- [13] D.G. Thomas. *J. Appl. Phys., Suppl.* **32**, 2298 (1961).
- [14] D. Penn. *Phys. Rev.*, **128**, 2093 (1962).
- [15] D.T.F. Marple. *Phys. Rev.*, **150**, 728 (1966).

Редактор Л.В. Шаронова

Piezobirefringence of Cadmium Telluride at 77 K induced by an uniaxial stress

F. T. Vas'ko, M. V. Strikha, N. I. Tarbaev, G. A. Shepel'skii

Institute of Semiconductor Physics, Ukrainian Academy of Sciences, 252 Kiev, the Ukraine

Dispersion of a piezobirefringence coefficient has been found in CdTe for different crystallographic directions of an uniaxial stress at 77 K that is a temperature of utilization of photosensitive $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ heterostructures. In the vicinity of the fundamental edge the piezobirefringence coefficient proved to be more pronounced at 77 K than at room temperature and the absolute values gains an essentially higher level at low temperature. It has been found that there exists a nonlinear dependence of the phase difference between the components of light that are polarized in parallel and perpendicular ways to the stress axis on deformation near the fundamental edge. Theoretical treatment of the piezobirefringence dispersion has been carried out in the framework of Kane four-bands model, which takes into account an explicit form of the band spectrum as well as the electron and hole wave functions. The temperature dependence of piezobirefringence coefficient has been also explained.

