

# Эффекты фазового перехода в кристаллах $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$

© Ю.Ф. Марков, К. Кнорр\*, Е.М. Рогинский\*\*

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

\*Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Germany

\*\*Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 29 октября 1999 г.)

В широком интервале температур при помощи комбинационного рассеяния света и рентгеноструктурного анализа изучены эффекты фазового перехода в кристаллах  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$ . В спектрах комбинационного рассеяния этих кристаллов обнаружены и изучены обертона (граница зоны Бриллюэна, X-точка) и основные тона (центр зоны Бриллюэна) мягких мод. В спектрах смешанных кристаллов наблюдается проявление плотности однофононных состояний мягкой TA-ветви. В полном объеме реализована мягкомодовая спектроскопия. Из соотношения интенсивностей обертонов и основных тонов мягких мод показана выполнимость феноменологической теории фазовых переходов Ландау. В рентгеновских дифрактограммах обнаружено и изучено ромбическое расщепление рефлексов базисной плоскости, получены температурные зависимости изотропной и сдвиговой спонтанных деформаций при определяющей роли последней. Определены критические индексы. Подтверждена модель несобственного сегнетоэластического фазового перехода  $D_{4h}^{17} \rightarrow D_{2h}^{17}$ , происходящего в окрестности трикритической точки.

Работа в значительной степени выполнена благодаря финансовой поддержке РФФИ (грант № 98-02-16144) и DFG (Germany).

Кристаллы галогенидов одновалентной ртути  $\text{Hg}_2\text{Hal}_2$  ( $\text{Hal} = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$ ) при комнатной температуре образуют тетрагональную объемно-центрированную решетку  $D_{4h}^{17}$  с двумя линейными молекулами (формульными единицами) в элементарной ячейке [1]. Они обладают уникальными физическими свойствами, в частности рекордно высоким двулучепреломлением, рекордно низкой скоростью звука и высокими акустооптическими константами [2]. Эти кристаллы используются в технике в качестве основных элементов поляризаторов, акустических линий задержки, акустооптических фильтров и др.

Значительное внимание к этим объектам связано с тем, что они являются модельными кристаллическими системами при исследовании общих проблем структурных фазовых переходов. Несобственные сегнетоэластические фазовые переходы  $D_{4h}^{17} \rightarrow D_{2h}^{17}$  из тетрагональной фазы в ромбическую, индуцированные конденсацией наиболее медленной мягкой TA-ветви в X-точке границы зоны Бриллюэна (ЗБ), сопровождаемые удвоением элементарной ячейки и X  $\rightarrow$   $\Gamma$ -"переворотом" в ЗБ, были обнаружены в этих кристаллах при охлаждении до  $T_c = 186$  ( $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$ ) и 144 К ( $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ ) [3]. Фазовый переход в кристаллах  $\text{Hg}_2\text{I}_2$  удалось реализовать лишь при высоком гидростатическом давлении ( $P_c = 9$  Kbar при  $T = 293$  К) [4].

В последние годы значительно возрос интерес к изучению динамики решеток и фазовых переходов в смешанных кристаллах. Были изучены  $\text{Hg}_2(\text{Cl,Br})_2$  [5] и начато изучение  $\text{Hg}_2(\text{Cl,I})_2$  [6] и  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  [7] кристаллов. В настоящей работе впервые при помощи рентгеновской и оптической (комбинационное рассеяние света) методик начато изучение фазовых переходов в системе смешанных кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$ . Изучены смешанные монокристаллы  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  и для сравнения кристаллы чистого  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ , представляющие крайнюю компоненту

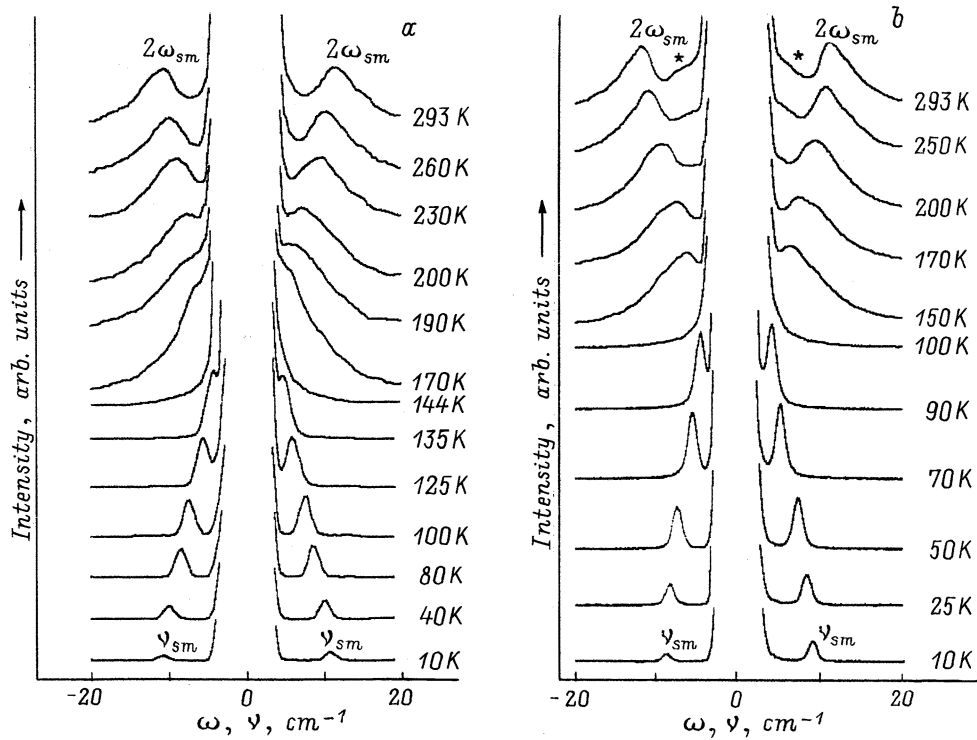
в системе  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$ . Изучены мягкие моды в парафазе (обертон в X-точке границы ЗБ), индуцирующие фазовые переходы, и в сегнетоэластической фазе (основные тона в центре ЗБ —  $\Gamma$ -точка), ромбическое расщепление фундаментальных брэгговских рефлексов, спонтанные деформации, критические индексы и т.д.

## 1. Методика эксперимента

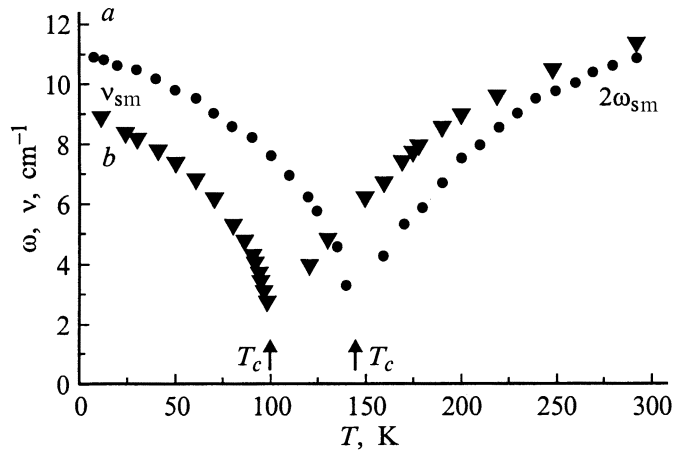
Оптические спектры регистрировались при помощи тройного Раман-спектрометра "Dilor-Z24" с использованием аргонового ( $\lambda = 5145$  Å) и гелий-неонового ( $\lambda = 6328$  Å) лазеров, мощности которых варьировались от десятков до сотен mW. Рентгеновские измерения выполнялись на двухкружном дифрактометре с использованием излучения  $K_{\alpha_1-\alpha_2}$  медного анода. В низкотемпературных измерениях, как оптических, так и рентгеноструктурных, использовались гелиевые криостаты замкнутого цикла "Cryogenics" с хорошей стабилизацией температуры ( $\sim 0.1$  К). Образцами в этих измерениях служили монокристаллы  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  размером  $5 \times 5 \times 5$  mm, выколотые по плоскостям спайности (110), ( $\bar{1}\bar{1}0$ ), вырезанные по (001), шлифованные и полированные, которые в случае рентгеноструктурных измерений дополнительно обрабатывались травителем — раствором "царской водки" в дистиллированной воде.

## 2. Низкочастотные спектры комбинационного рассеяния

Поскольку спектры комбинационного рассеяния смешанных кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  при комнатной температуре были изучены ранее [7], то в настоящей работе



**Рис. 1.** Низкочастотные спектры комбинационного рассеяния света (стоксовая и антистоксовая области) кристаллов  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  (a) и  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  (b) при различных температурах. (Спектры 2-го порядка ( $2\omega_{sm}$ ) усилены в  $\sim 20$  раз). Звездочкой обозначены максимумы, соответствующие плотности однофононных состояний мягкой ТА-ветви в X-точке ЗБ.

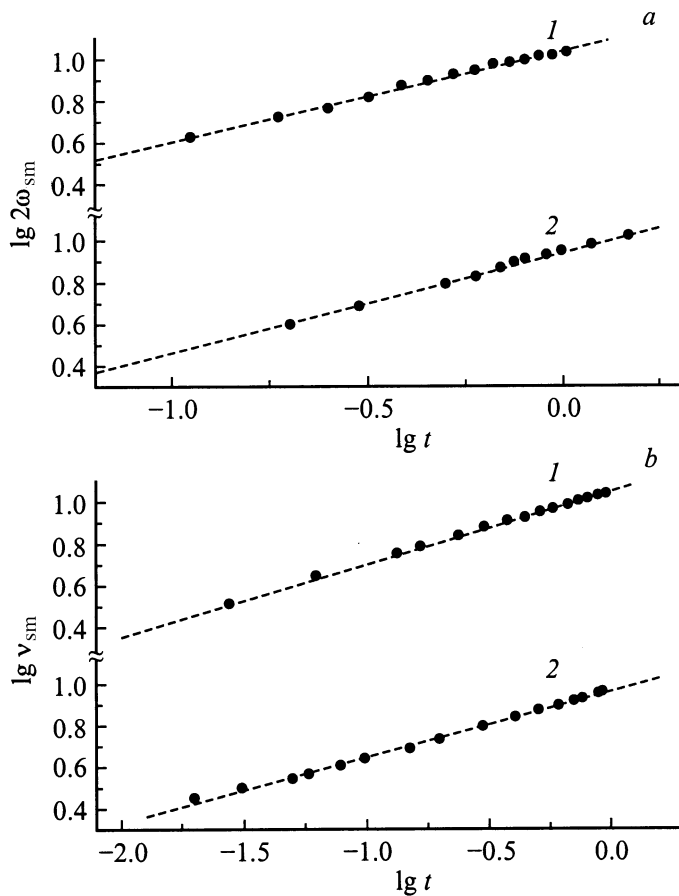


**Рис. 2.** Температурные зависимости частоты обертона  $2\omega_{sm}$  и основного тона  $\nu_{sm}$  мягкой моды в кристаллах  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  (a — экспериментальные точки-кружки) и  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  (b — треугольники).

основное внимание было уделено изучению эффектов фазовых переходов — обнаружению и изучению мягких мод в парафазе (X-точка ЗБ) и сегнетоэластической фазе (центр ЗБ — Г-точка).

На рис. 1 приведены некоторые наиболее характерные низкочастотные спектры комбинационного рассеяния света кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  в геометрии  $Z(\text{XX})Y$  при различных температурах как выше, так и ниже  $T_c$ . Можно видеть на рис. 1, a в стоксовой и антистоксовой частях спектра при  $T > T_c = 144$  K

( $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ ) четко выраженные широкие максимумы  $2\omega_{sm}$  в области  $12 \text{ cm}^{-1}$  (293 K) и узкие интенсивные линии  $\nu_{sm}$  при  $T \leq T_c$ , частоты которых стремятся к нулю при приближении к температуре фазового перехода ( $T \rightarrow T_c$ ). Эти максимумы  $2\omega_{sm}$  соответствуют обертому ТА-мягкой ветви (главным образом в X-точке границы ЗБ) и основному тону  $\nu_{sm}$  мягкой моды в центре ЗБ, возгорание которого при  $T \leq T_c$  индуцировано фазовым переходом, а именно удвоением элементарной ячейки и X  $\rightarrow$  Г-перевосом в ЗБ.



**Рис. 3.** Зависимость частоты обертона  $2\omega_{sm}$  (a) и основного тона  $\nu_{sm}$  (b) мягкой моды от приведенной температуры  $t$  в двойной логарифмической шкале; 1 —  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ , 2 —  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$  (штриховые прямые — линейная аппроксимация).

На рис. 1, b также приведены типичные низкочастотные спектры комбинационного рассеяния, но уже для случая смешанных кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$ . Из рисунка видно, что все мягкомодовые спектры подобны спектрам чистого  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ , однако линии (максимумы) несколько уширены, что связано с неоднородным уширением, индуцированным неупорядоченностью анионной подрешетки. Кроме этого, в спектрах наиболее отчетливо при температурах вблизи комнатной проявляются дополнительные широкие максимумы, обозначенные звездочкой, связанные с проявлением плотности однофоновых состояний мягкой TA-ветви и лежащие в области частот  $\sim 6 \text{ cm}^{-1}$ . Возгорание основного тона мягкой моды (Г-точка ЗБ) наблюдается при более низкой температуре  $T_c = 100 \text{ K}$ , т.е. введение в чистый  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  небольшой примеси  $\text{Hg}_2\text{I}_2$  (12%) приводит к аномально большому сдвигу (понижению) температуры перехода  $T_c$ . Здесь, как и в случае чистого  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ , интенсивность обертона мягкой моды  $2\omega_{sm}$  значительно ниже (приблизительно в 20 раз) интенсивности основного тона мягкой моды  $\nu_{sm}$ .

На рис. 2 построены температурные зависимости частот мягких мод в изученных кристаллах, откуда наглядно видно сильное смягчение основного тона и обертона мягкой моды при приближении температуры к  $T_c$ . Эти зависимости, но уже от приведенной температуры

$t = (T - T_c)/T_c$ , в двойном логарифмическом масштабе приведены на рис. 3. Как видно из этого рисунка, при  $T > T_c$  зависимости логарифма частоты обертона мягкой моды  $2\omega_{sm}$  от логарифма приведенной температуры  $t$  в чистом и смешанном кристаллах достаточно хорошо описываются прямыми линиями, что позволяет аппроксимировать зависимость частоты обертона мягкой моды формулой

$$2\omega_{sm} = g t^{\beta'}, \quad (1)$$

где  $g$  — константа,  $\beta'$  — критический индекс.

Из этой формулы были определены значения критических индексов  $\beta'$ , равные  $0.50 \pm 0.02$  ( $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ ) и  $0.51 \pm 0.02$  ( $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$ ), величины которых полностью соответствуют феноменологической теории Ландау фазовых переходов II рода ( $\beta' = 0.5$ ). Анализируя графики на рис. 3 (логарифмическая зависимость частот основных тонов мягких мод  $\nu_{sm}$  от приведенной температуры  $t$  при  $T \leq T_c$ ), можно видеть, что эти зависимости в широком интервале температур удается аппроксимировать приблизительно прямыми линиями и они могут быть описаны, как и в случае обертонов мягкой моды, простым степенным законом

$$\nu_{sm} = \delta t^{\beta''}, \quad (2)$$

где  $\delta$  — константа,  $\beta''$  — критический индекс.

Из этой формулы можно оценить (при  $T \leq T_c$ ) величины критических индексов  $\beta''$ , которые оказались равными  $0.34 \pm 0.02$  и  $0.33 \pm 0.02$  соответственно для чистого  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  и смешанного  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  кристаллов.

### 3. Рентгеноструктурные измерения

Температурные зависимости параметров базисной плоскости упомянутых выше кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  были изучены вплоть до гелиевых температур. В частности, изучалось ромбическое расщепление фундаментальных (440) рефлексов тетрагональной парафазы  $D_{4h}^{17}$ , индуцированное фазовым переходом (рис. 4). Расщепление этих рефлексов при  $T \leq T_c$  связано с возникновением ромбических доменов, повернутых на  $90^\circ$  друг относительно друга вокруг тетрагональной оси, т.е. рефлексы от плоскости (110) наложены на рефлексы от плоскости ( $1\bar{1}0$ ). В низкотемпературной фазе параметры (размеры) новой элементарной ячейки вдоль направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  становятся неэквивалентными и брэгговские максимумы вдоль этих направлений расщепляются ниже  $T_c$ . При дальнейшем охлаждении это ромбическое расщепление увеличивается. Момент появления этого расщепления (рис. 4), как и момент возгорания основного тона мягкой моды  $\nu_{sm}$  в центре ЗБ ( $\Gamma$ -точка), служит репером температуры фазового перехода  $T_c$ , которая равна 144 К для  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  и 100 К в случае  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$ . Ромбические расщепления были измерены как при охлаждении, так и при нагреве, однако в пределах погрешности эксперимента гистерезис в этих кристаллах не был обнаружен. В обоих случаях ромбическое расщепление протекает без скачков, указывая на непрерывный характер фазовых переходов. В случае смешанного кристалла ( $T \leq T_c$ ) реализуется несколько меньшая величина расщепления при равном

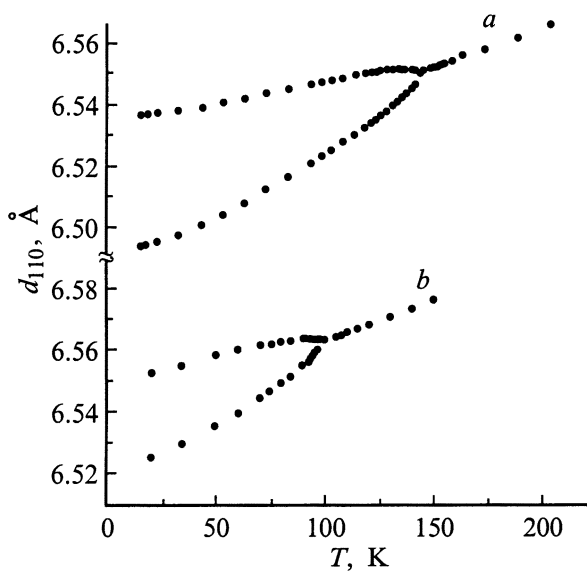


Рис. 4. Температурная зависимость параметров базисной плоскости  $d_{110}$  в кристаллах  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  (a),  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  (b).

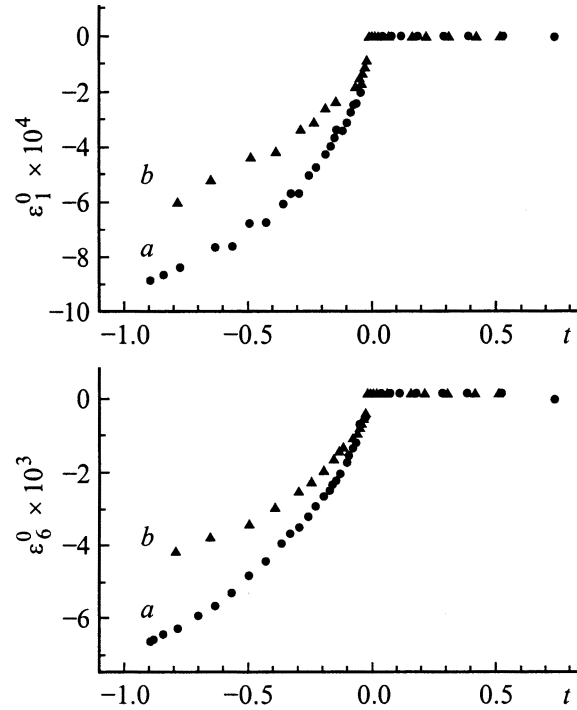


Рис. 5. Зависимость изотропной  $\epsilon_1^0$  и сдвиговой  $\epsilon_6^0$  спонтанных деформаций от приведенной температуры  $t$  в кристаллах  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  (a),  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  (b).

удалении от  $T_c$ , что естественно связать с влиянием разупорядочения анионной подрешетки. Упомянутые выше аномальные температурные зависимости параметров решетки индуцированы возникновением спонтанных сегнетоэластических деформаций при температурах  $T \leq T_c$ . Согласно [3], спонтанные деформации  $\epsilon_i^0$  ( $i = 1, 2, 3, 6$ ) в базисной плоскости в кристаллах  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  имеют следующие ненулевые компоненты (в обозначениях тетрагональной фазы):  $\epsilon_1^0 = \epsilon_{xx} = \epsilon_2^0 = \epsilon_{yy}$ ,  $\epsilon_3^0 = \epsilon_{zz}$  и  $\epsilon_6^0 = \epsilon_{xy}$ , где  $x, y, z$  — тетрагональные оси кристалла. Сдвиговая спонтанная деформация

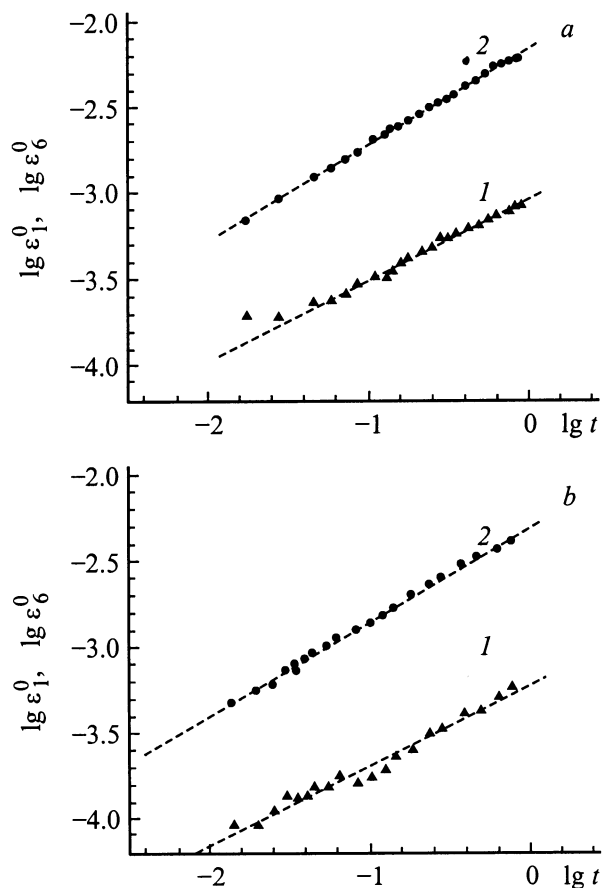
$$\epsilon_6^0 = \frac{d_{110} - d_{\bar{1}\bar{1}0}}{d_{110}}. \quad (3)$$

Изотропная деформация в базисной плоскости имеет следующий вид:

$$\epsilon_1^0 = \frac{d_{110} + d_{\bar{1}\bar{1}0}}{2d_{110}^0} - 1, \quad (4)$$

где  $d_{110}^0$  — параметр кристаллической решетки, соответствующий температуре  $0^\circ\text{C}$ , при которой спонтанные деформации равны нулю.

На рис. 5 приведены температурные зависимости спонтанных деформаций в случае изученных кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$ , вычисленные из эксперимента по формулам (3) и (4). Очевидно, что выше температуры фазового перехода сдвиговая спонтанная деформация равна нулю (см. формулу (3)), а изотропная деформация в этом



**Рис. 6.** Зависимость изотропной  $\varepsilon_1^0$  (1) и сдвиговой  $\varepsilon_6^0$  (2) спонтанных деформаций от приведенной температуры  $t$  в двойной логарифмической шкале в кристаллах  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  (a),  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$  (b) (штриховые прямые — линейная аппроксимация).

температурном интервале линейно изменяется с температурой. При  $T \leq T_c$ , как в случае чистого  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ , так и смешанного  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$  кристаллов, температурные зависимости деформаций типичны для структурных фазовых переходов. Величины сдвиговой  $\varepsilon_6^0$  и изотропной  $\varepsilon_1^0$  спонтанных деформаций ( $T \leq T_c$ ) определялись как разность между экспериментальными значениями и фоновой деформацией, полученной из экстраполяции высокотемпературного поведения  $\varepsilon_i$  в область низких температур. В случае сдвиговой спонтанной деформации  $\varepsilon_6^0$  фоновая деформация всюду равна нулю (см. формулу (3)). Температурная зависимость спонтанной деформации  $\varepsilon_i^0$  ( $i = 1, 6$ ) при  $T \leq T_c$  может быть описана следующим выражением:

$$\varepsilon_i^0 = a_i t^{2\beta}, \quad (5)$$

где  $a_i$  — постоянный множитель,  $2\beta$  — критический индекс.

Такие зависимости в двойной логарифмической шкале приведены на рис. 6. Экспериментальные точки в изученных кристаллах  $\text{Hg}_2(\text{Br},\text{I})_2$  описываются линейными

зависимостями (штриховые линии на рис. 6), из наклона которых были определены значения критических индексов  $2\beta$ , равные  $0.48 \pm 0.08$  ( $\varepsilon_1^0$ ),  $0.56 \pm 0.05$  ( $\varepsilon_6^0$ ) и  $0.46 \pm 0.08$  ( $\varepsilon_1^0$ ),  $0.55 \pm 0.05$  ( $\varepsilon_6^0$ ) для кристаллов  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  и  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$  соответственно. Здесь следует заметить, что наиболее точно определяются значения критических индексов, описывающих температурные зависимости сдвиговой спонтанной деформации  $\varepsilon_6^0$ , так как в этом случае не существует проблемы фона (он просто отсутствует), да и ее абсолютные значения почти на порядок выше значений изотропной спонтанной деформации  $\varepsilon_1^0$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Проведенные исследования эффектов фазовых переходов в  $\text{Hg}_2(\text{Br},\text{I})_2$  позволили наблюдать в спектрах комбинационного рассеяния мягкие моды как в парафазе, так и в сегнетоэластической фазе обоих изученных кристаллов. В низкочастотных спектрах парафазы проявлялся главным образом обертоном самой медленной мягкой ТА-ветви  $2\omega_{sm}$  из X-точки границы ЗБ. В сегнетоэластической фазе наблюдался основной тон мягкой моды  $\nu_{sm}$ , но уже из центра зоны Бриллюэна (Г-точка), появление которого было индуцировано фазовым переходом, удвоением элементарной ячейки и X–Г-”переворотом” в ЗБ. Низкочастотные спектры чистого  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  и смешанного кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}, \text{I}_{0.12})_2$  подобны. Однако имеются и некоторые различия, в частности, в спектрах смешанного кристалла  $\text{Hg}_2(\text{Br},\text{I})_2$  уже при малых степенях легирования проявляются максимумы (как в стоковой, так и в антистоковой областях), обозначенные на рис. 1 звездочками, которые, по-видимому, связаны с проявлением плотности однофононных состояний мягкой ТА-ветви. Причем основной вклад вносят колебательные состояния из X-точки ЗБ. Частоты этих максимумов приблизительно в 2 раза (как и должно быть) меньше частот соответствующих обертонов мягких мод ( $2\omega_{sm}$ ), они аномально зависят от температуры, смягчаясь, так же как и обертоном, при  $T \rightarrow T_c^+$ . Проявление плотности однофононных состояний индуцировано нарушением трансляционной симметрии из-за хаотического распределения атомов Br и I в анионной подрешетке смешанных кристаллов. Это нарушение велико и связано с большим различием ионных радиусов брома и иода, что может вызывать большие локальные упругие напряжения при замещении ионов брома ионами иода и создавать условия для зарождения кластеров низкотемпературной ромбической фазы в тетрагональной высокотемпературной парафазной матрице. (Напомним здесь, что зависимость температуры фазового перехода от внешнего гидростатического давления в кристаллах  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  составляет 46.8 K/kbar [8]. Можно ожидать, что и в смешанных кристаллах  $\text{Hg}_2(\text{Br},\text{I})_2$  при небольших степенях замещения имеет место аналогичная сильная зависимость  $T_c$  от упругих напряжений).

Из сравнения интенсивностей обертона мягкой моды  $2\omega_{sm}$  (граница ЗБ, X-точка) при  $T > T_c$  и основного тона  $\nu_{sm}$  (центр ЗБ) при  $T < T_c$  в спектрах комбинационного рассеяния кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$ , когда интенсивность основного тона приблизительно в 20 раз больше интенсивности обертона, следует выполнимость во всем изученном температурном интервале феноменологической теории фазовых переходов Ландау [9]. Значения критических индексов, характеризующих температурное поведение мягких мод как выше, так и ниже  $T_c$ , также не противоречат теории Ландау фазовых переходов II рода. Их значения 0.50 и 0.51 в парафазе для случая чистого и смешанного кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  полностью согласуются с теорией Ландау ( $\beta' = 0.5$ ) для случая фазовых переходов II рода и слабопервородных переходов, близких к структурным фазовым переходам II рода. Однако при  $T \leq T_c$  значения  $\beta''$ , равные 0.34 и 0.33 соответственно для чистого и смешанного кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$ , требуют привлечения модели фазовых переходов, близких к трикритической точке, что ранее и было нами успешно сделано в случае чистых кристаллов  $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$  и  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  [10].

Анализируя экспериментальную ситуацию с ромбическим расщеплением в случае изученных кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  (рис. 4), можно видеть, что величины этого расщепления, индуцированного фазовым переходом ( $T \leq T_c$ ), меньше в смешанном кристалле  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$ , чем в чистом  $\text{Hg}_2\text{Br}_2$  при равном температурном удалении от  $T_c$ . Поскольку значения спонтанных деформаций  $\varepsilon_i^0$  связаны с этим расщеплением и температурным поведением параметров базисной плоскости сегнетоэластической фазы, можно ожидать, что  $\varepsilon_i^0$  во всем изученном температурном интервале меньше в случае кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  (см. рис. 5). Меньшие значения спонтанных деформаций  $\varepsilon_i^0$  в случае смешанных кристаллов  $\text{Hg}_2(\text{Br}_{0.88}\text{I}_{0.12})_2$  связаны с разупорядочением анионной подрешетки и возникновением значительных хаотических упругих напряжений и деформаций при замещении ионов брома ионами иода. Здесь следует отметить, что определяющей в механизме фазового перехода в кристаллах  $\text{Hg}_2(\text{Br,I})_2$  является сдвиговая спонтанная деформация  $\varepsilon_6^0$ , которая почти на порядок во всем изученном интервале ( $T \leq T_c$ ), вплоть до гелиевых температур, превосходит изотропную спонтанную деформацию  $\varepsilon_1^0$ . Обращаясь к значениям критических индексов  $2\beta$ , полученным из анализа температурного поведения спонтанных деформаций  $\varepsilon_i^0$ , можно видеть, что их значения близки к величинам 0.5, которые характерны для фазовых переходов, происходящих вблизи трикритической точки. Здесь следует напомнить, что температурное поведение мягких мод в этих кристаллах и значения соответствующих критических индексов также требуют привлечения модели фазовых переходов в окрестности трикритической точки.

В заключение авторы приносят благодарность А.А. Каплянскому за всемерную поддержку и обсуждение результатов.

## Список литературы

- [1] H. Mark, J. Steinbach. Z. Krystallogr. **64**, 78 (1926).
- [2] Proceedings of the 2nd Intern. Symposium on Univalent Mercury Halides. Trutnov, CSFR (1989).
- [3] А.А. Каплянский, Ю.Ф. Марков, Ч. Барта. Изв. АН СССР. Сер. физ. **43**, 8, 1641 (1979); Ч. Барта, А.А. Каплянский, В.В. Кулаков, Б.З. Малкин, Ю.Ф. Марков. ЖЭТФ **70**, 1429 (1976).
- [4] Ч. Барта, А.А. Каплянский, Ю.Ф. Марков, В.Ю. Мировицкий. ФТТ **27**, 8, 2500 (1985).
- [5] G.F. Dobrzhanskii, A.A. Kaplyanskii, M.F. Limonov, Yu.F. Markov. Ferroelectrics **48**, 69 (1983).
- [6] Г.М. Зингер, Ю.Ф. Марков, В.В. Шабалин. ФТТ **29**, 3620 (1987).
- [7] Ю.Ф. Марков, А.Ш. Тураев. ФТТ **37**, 7, 2133 (1995).
- [8] А.А. Каплянский, Ю.Ф. Марков, В.Ю. Мировицкий, Н.Н. Степанов. ФТТ **27**, 1, 223 (1985).
- [9] Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов. Под ред. Г. Камминза, А.П. Леванюка. Наука, М. (1990). 414 с.
- [10] М.Е. Boiko, Yu.F. Markov, V.S. Vikhnin, A.S. Yurkov, B.S. Zadokhin. Ferroelectrics **130**, 263 (1992).