

Исследование спектральных характеристик фотоакустического эффекта в кристалле HgI_2 при различных уровнях амплитуд колебательной деформации

© Б.К. Кардашев

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

E-mail: B.Kardashev@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 20 марта 2000 г.)

Приводятся экспериментальные данные по изучению влияния света на акустические характеристики кристалла HgI_2 для двух уровней амплитуды колебательной деформации, один из которых находится в области амплитудно-независимого (АНЗ), другой — в области амплитудно-зависимого поглощения ультразвука (АЗПУ). По результатам этих исследований получены спектральные характеристики фотоакустического эффекта (ФАЭ) как для декремента, так и для модуля Юнга кристалла HgI_2 . Показано, что при воздействии на образец интенсивного ультразвука спектры ФАЭ в ряде случаев претерпевают существенные изменения по сравнению со спектрами ФАЭ, полученными для малых амплитуд (область АНЗПУ). Эти изменения могут быть связаны как с диффузией фоточувствительных точек закрепления дислокаций (центров захвата фотоносителей), так и с процессом рождения-аннигиляции этих центров под действием света и высоких амплитуд из области АЗПУ. Показано, что возбуждение электронно-дырочных пар, захваченных вакансиями или междоузлиями иода или ртути, также может оказывать заметное влияние на подвижность дислокаций в HgI_2 .

Изучение дислокационных центров захвата фотоносителей в широкозонном полупроводниковом кристалле HgI_2 представляет интерес с двух точек зрения — практической и фундаментальной. Практический интерес связан с использованием этого кристалла в качестве чувствительного элемента детекторов ионизирующего (рентгеновского и гамма-) излучения, который может работать при комнатной температуре. Обнаруженный несколько лет назад эффект воздействия интенсивного ультразвука (из области АЗПУ), улучшающий рабочие характеристики детекторов [1], непосредственно связан с разрушением высокими ультразвуковыми колебательными напряжениями дислокационных центров захвата. Интерес с точки зрения физики твердого тела состоит в том, что кристалл HgI_2 по существу является пока единственным, где в наиболее чистом виде проявляется фотоакустический эффект [2–4], связанный с дислокациями. В этом он значительно отличается от пьезоэлектрических кристаллов A_2B_6 и A_3B_5 , где изменение затухания ультразвука под действием света может возникать как благодаря дислокациям, так и при дрейфе фотоносителей в электрическом поле, которое создается в пьезоэлектрике ультразвуковой волной.

Самой интересной характеристикой ФАЭ, где проявляются возможные механизмы, пригодные для описания наблюдаемых закономерностей, является его спектральный отклик. Получить спектральную характеристику ФАЭ для кристалла HgI_2 без использования в фотоакустическом эксперименте высоких амплитуд не составило большого труда [2]. Было показано, что при малых амплитудах (область АНЗПУ) спектр ФАЭ практически совпадает со спектральным откликом фотопроводимости. В [2] был сделан вывод об участии носителей (фотоэлектронов и/или дырок) в наблюдаемом явлении.

Однако уже в первых исследованиях [2,3] было замечено, что поведение нелинейных акустических параметров, таких как амплитудно-зависимые декремент и дефект модуля Юнга, является не таким простым: они могли увеличиваться или уменьшаться под влиянием света одной и той же длины волны; было также замечено, что амплитудная и световая предыстория образца оказывает существенное влияние на эти параметры.

В настоящей работе получены спектральные характеристики ФАЭ для нелинейных акустических параметров, измеряемых в области АЗПУ. Кроме того, показано, как предыстория образца и высокие амплитуды влияют на спектры ФАЭ для области малых амплитуд, где затухание ультразвука остается еще амплитудно-независимым.

1. Методика эксперимента

В данной работе, как и в [2–4], исследовались кристаллы HgI_2 , выращенные методом статической сублимации из газовой фазы. Образцы имели размеры $9 \times 3 \times 0.5$ mm. Широкая грань пластинки совпадала с кристаллографической плоскостью (001).

Продольные ультразвуковые колебания возбуждались вдоль длинного ребра пластинки. Акустические измерения проводились резонансным методом составного пьезоэлектрического вибратора. Для возбуждения и приема ультразвуковых колебаний использовался кварцевый преобразователь. Подробное описание методики исследования ФАЭ приведено в [2–4]. Здесь лишь отметим, что измеряемыми акустическими параметрами были декремент колебаний δ и резонансная частота образца f . В соответствии с программой опыта использовались два уровня амплитуды колебательной деформации ε , один из

которых находился в области малых амплитуд, где имеет место АНЗПУ, другой — при амплитуде на порядок больше, соответствующей области АЗПУ. Во время опыта, продолжавшегося в течение полутора часов, в образце поддерживалась высокая амплитуда. Лишь на короткое время около 1 с устанавливался низкий уровень ε . Этого времени было достаточно для стабилизации выбранной амплитуды и измерений. Сразу после измерений при малой ε вновь устанавливалась высокая амплитуда. Погрешность стабилизации ε была менее 2%. Промежуток времени между двумя измерениями на обоих уровнях ε составлял около 15 с.

В определенные, заранее выбранные моменты времени включался или выключался свет с длиной волны λ . Диапазон длин волн составлял от 360 до 660 нм. Источником света служила ртутная лампа. По результатам измерений были получены спектральные характеристики ФАЭ для различных уровней амплитуды колебательной деформации.

Измерения проводились на воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре.

2. Результаты исследований

На рис. 1 показаны амплитудные зависимости декремента колебаний δ и резонансной частоты f , которые были получены в темноте при увеличении и последующем уменьшении амплитуды ε . Здесь можно видеть область амплитуд, где кристалл ведет себя упруго (малые ε) и где декремент и резонансная частота переходят в нелинейную, амплитудно-зависимую область. Главная особенность приведенных зависимостей — несовпадение кривых, снятых при увеличении и уменьшении амплитуды. Обычно это явление вызывается временной зависимостью акустических характеристик f и δ , когда на образец воздействует высокая амплитуда из области АЗПУ. На рис. 2 показаны временные зависимости, полученные на том же самом образце, что и амплитудные зависимости, приведенные на рис. 1. В промежутке времени (0–720) с

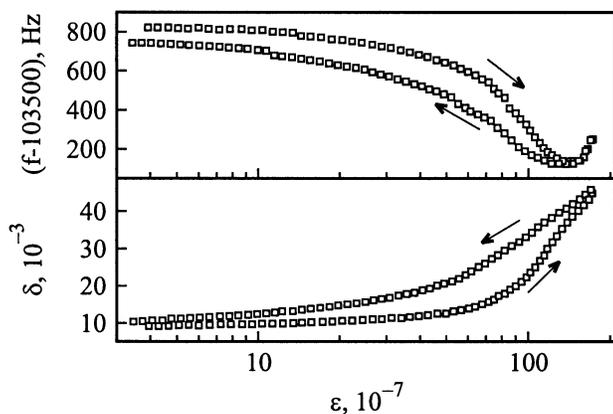


Рис. 1. Амплитудные зависимости декремента δ и резонансной частоты f образца HgI_2 . Измерения выполнены в темноте; стрелки указывают направление изменения амплитуды.

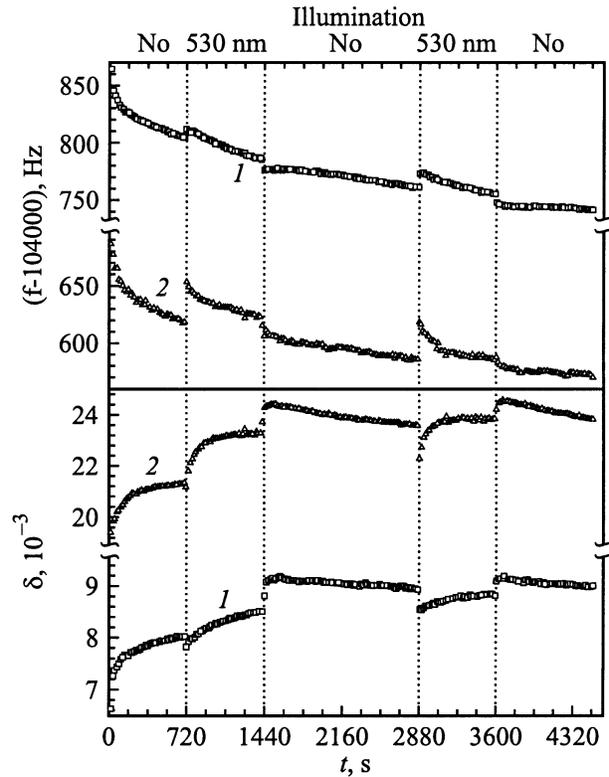


Рис. 2. Влияние освещения ($\lambda = 530$ нм) на эволюцию декремента δ и резонансной частоты f образца HgI_2 при двух амплитудах колебательной деформации $\varepsilon = 1.0 \cdot 10^{-6}$ (1) и $\varepsilon = 1.0 \cdot 10^{-5}$ (2) соответственно из диапазона АНЗПУ и АЗПУ.

измерения были выполнены в темноте. Время $t = 0$ на диаграмме соответствует моменту установления в образце высокой амплитуды.

Рис. 2 представляет также пример (для случая $\lambda = 530$ нм) влияния света на эволюцию акустических характеристик f и δ , когда на образец воздействует высокая амплитуда. Из рисунка видно, что свет оказывает существенное влияние на параметры, измеряемые как при большой, так и при малой амплитуде.

Имея в руках данные измерений f и δ для двух уровней амплитуд, можно получить сведения о поведении модуля Юнга ($E \sim f^2$) и декремента как в линейной, амплитудно-независимой области, так и в нелинейной области АЗПУ. Из известных значений f и δ рассчитывались амплитудно-зависимые дефект модуля Юнга $(\Delta E/E)_h = 2 \cdot (f_2 - f_1)/f_1$ и декремент $\delta_h = (\delta_2 - \delta_1)$. Здесь индексы 2 и 1 относятся к кривым рис. 2, измеренным соответственно при высокой и низкой амплитудах. Что касается амплитудно-независимого дефекта модуля $(\Delta E/E)_i$, который возникает и меняется во времени под действием высокой амплитуды и освещения, то он пропорционален изменениям f_1 и может быть получен из похожего выражения с точкой отсчета f_0 , измеренной в момент времени $t = 0$, когда в образце впервые в данном опыте устанавливается высокое значение ε :

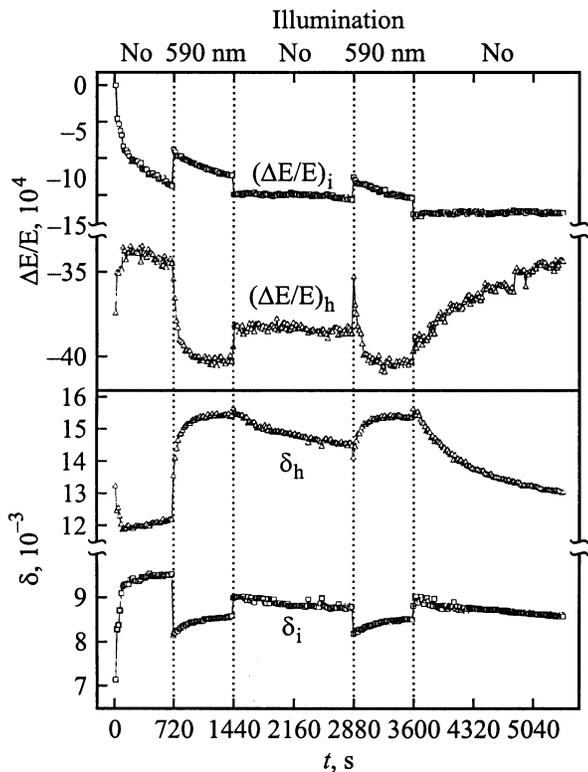


Рис. 3. Влияние освещения ($\lambda = 590$ nm) на эволюцию амплитудно-независимых декремента δ_i и дефекта модуля Юнга $(\Delta E/E)_i$ и амплитудно-зависимых δ_h и $(\Delta E/E)_h$.

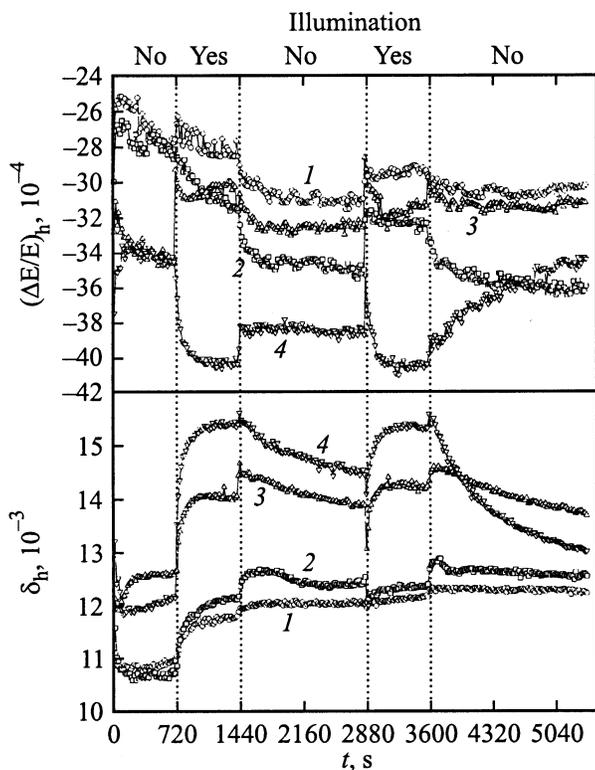


Рис. 4. Влияние освещения на эволюцию амплитудно-зависимых декремента δ_h и дефекта модуля Юнга $(\Delta E/E)_h$ для различных длин волн падающего света (nm): (1) — 360, (2) — 480, (3) — 530, (4) — 590.

$(\Delta E/E)_i = 2 \cdot (f_1 - f_0)/f_0$; амплитудно-независимый декремент $\delta_i = \delta_1$.

Рис. 3 демонстрирует пример поведения этих параметров под влиянием света ($\lambda = 590$ nm) и высокоамплитудного воздействия на образец. Аналогичные результаты были получены на этом же образце и для других длин волн. На рис. 4 для длин волн 360, 480, 530 и 590 nm показано поведение амплитудно-зависимых дефекта модуля Юнга $(\Delta E/E)_h$ и декремента δ_h . Для других λ (410 и 660 nm), использовавшихся в эксперименте, чувствительность к освещению была не очень высокой и практически не отличалась от данных для $\lambda = 360$ nm.

Основная задача данной работы, как отмечалось выше, состояла в выявлении спектральных характеристик ФАЭ, т.е. зависимостей изменений $\Delta(\Delta E/E)_i$, $\Delta(\Delta E/E)_h$, $\Delta\delta_i$ и $\Delta\delta_h$ от длины волны λ при включении-выключении света. Рис. 5 представляет в наиболее полном виде полученные результаты. При проведении экспериментов мы пытались, во-первых, избежать влияния предыстории

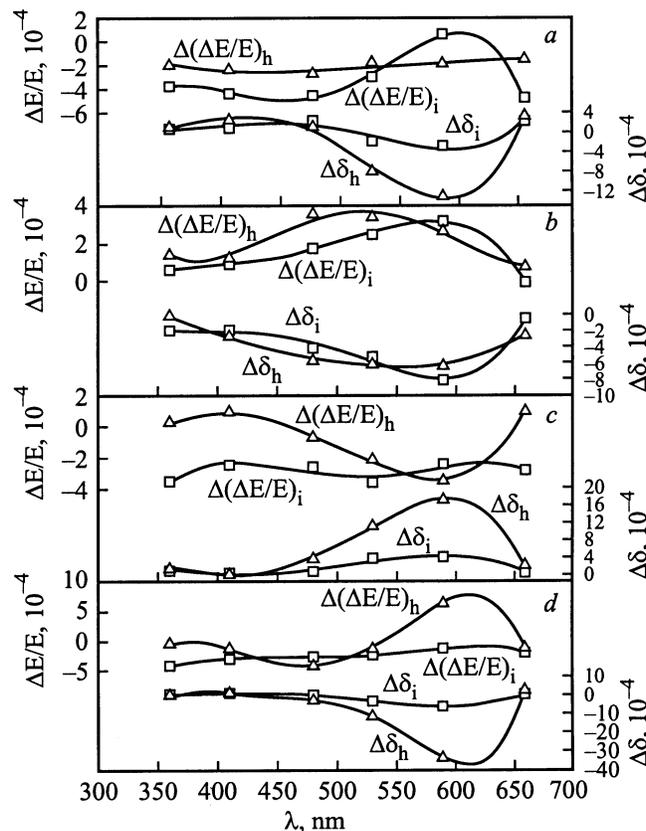


Рис. 5. Спектральные характеристики фотоакустического эффекта в кристалле HgI₂ для модуля Юнга E и декремента δ для диапазонов АНЗПУ (i) и АЗПУ (h). Кривые построены по данным рис. 3 и аналогичным ему, полученным для разных длин волн; (a) — отклик акустических параметров, соответствующих изменениям E и δ в интервале 1440–2880 s; (b) — то же для момента включения света на 2880 s; (c) — то же для облучаемого светом образца в интервале 2880–3600 s; (d) — то же для интервала 3600–5400 s.

образца и, во-вторых, продемонстрировать возможные варианты спектральных характеристик ФАЭ. Для того чтобы уменьшить влияние предыстории, измерения, подобные данным рис. 2–4, для других длин волн проводились через день или два после предыдущего опыта. В течение этого времени образец отдыхал в темноте. Кроме того, первые 720 s (рис. 2–4) использовались для высокоамплитудной обработки образца в темноте, а затем — включался и выключался свет выбранной для данного опыта длины волны в моменты времени соответственно 720 и 1440 s.

Рис. 5 демонстрирует четыре типа спектральных откликов, полученных в темноте в интервале (1440–2880) s (a) и при включении света в момент 2880 s (b), при освещении образца в интервале (2880–3600) s (c), в темноте в интервале (3600–5400) s (d). Отрицательный знак изменений модуля Юнга и декремента соответствует уменьшению, положительный — их увеличению под влиянием изменившихся внешних условий.

Откликов, как видно из рисунка, много, они — разные, в принципе подобных кривых можно построить и больше. Обилие всевозможных спектральных характеристик связано с работой в нелинейной по амплитуде области поглощения ультразвука. Легко можно заметить, что большая часть откликов имеет наивысшую или наиминимальную (когда изменение параметра оказывается приблизительно равным нулю) чувствительность при длине волны падающего света $\lambda = 590$ nm. Однако имеется и целый ряд исключений, о чем речь пойдет далее.

3. Обсуждение

Как отмечалось во введении, изучение спектральных характеристик ФАЭ в экспериментах без использования высоких амплитуд из области АЗПУ, выполненное в [2], позволило сделать вывод о том, что носители, фотоэлектроны и/или дырки, принимают участие в формировании, дополнительно к уже имеющимся, новых, фоточувствительных стопоров для движущихся дислокаций. Выбранная модель, объясняющая ФАЭ, позволила в дальнейшем предсказать и затем экспериментально обнаружить целый ряд новых явлений, таких как: (1) — акустоэлектрический эффект, когда под действием высокой амплитуды из области АЗПУ носители освобождались из дислокационных центров захвата и затем удалялись из кристалла внешним электрическим полем, тем самым улучшая спектральные характеристики детекторов γ -излучения [1]; (2) — акустооптический и фотооптический эффекты, когда одна из полос фотолюминесценции HgI₂, обязанная своим существованием собственным точечным дефектам решетки (вакансиям или междоузлиям иода или ртути), оказалась чувствительной к обработке высокоамплитудным ультразвуком, а также к предварительному облучению образца светом с длиной волны $\lambda = 590$ nm [4], что

позволило назвать эти дефекты, захватившие фотоэлектрон и/или дырку, фоточувствительными стопорами для движущихся дислокаций. Более того, в [5] аналогичным образом были найдены акустооптический и фотооптический эффекты в спектре возбуждения одной из линий фотолюминесценции в HgI₂, что позволило оптическим методом определить характерный диапазон энергий связи центров захвата фотоносителей с дислокацией. Таким образом, в настоящее время дислокационный центр захвата фотоносителей в HgI₂ представляется как вакансия или междоузлие иода или ртути, захватившие фотоэлектрон и/или дырку, которые находятся вблизи дислокации и взаимодействуют с ней с энергией связи 0.03–0.1 eV [5].

Полученные в данной работе спектральные характеристики (рис. 5), а также результаты излучения временных зависимостей, часть из которых показана на рис. 3 и 4, позволяют более подробно описать динамику дефектов в кристалле HgI₂ под влиянием света той или иной длины волны, а также под действием ультразвуковых высокоамплитудных колебаний.

Тот факт, что большинство спектральных откликов, приведенных на рис.5, имеют экстремальные значения при $\lambda = 590$ nm, свидетельствует о том, что и для амплитудно-зависимых декремента δ_h , и дефекта модуля $(\Delta E/E)_h$, а также для амплитудно-независимых δ_i и $(\Delta E/E)_i$ в данных условиях опыта определяющим фактором является возникновение в кристалле свободных фотоносителей и их захват вакансиями или междоузлиями иода или ртути. Таким образом, происходит образование дополнительных препятствий (фотостопоров), на которых при больших амплитудах происходит дополнительное рассеяние энергии ультразвука колеблющимися дислокациями.

Однако на рис. 5 имеется целый ряд исключений. Во-первых, такие параметры, как $(\Delta E/E)_h$ (рис. 5, a), $(\Delta E/E)_i$ (рис. 5, c) и $(\Delta E/E)_i$ (рис. 5, d), оказались практически нечувствительными к изменению длины волны падающего света. Во-вторых, и это наиболее примечательный факт, максимум спектральной характеристики для $(\Delta E/E)_h$ (рис. 5, b) оказался смещенным в область, длин волн 470–530 nm. Обращает на себя внимание и немонотонное, растянутое во времени изменение декремента δ_h (кривая 2 на рис. 4) в темноте в промежутках времени (1440–2880) s и (3600–5400) s в опыте со светом, длина волны которого находится как раз в этом диапазоне ($\lambda = 480$ nm).

Столь сложное поведение $(\Delta E/E)_h$ и δ_h , а также $(\Delta E/E)_i$ при действии света и высоких амплитуд можно объяснить разными причинами. Например, тем, что под действием высокой амплитуды в образце могут происходить изменения, связанные с диффузией точечных дефектов (как фотоактивных, так и иных) вдоль дислокационных линий или с перемещением стопоров к дислокациям или от них. Подобные процессы могут иметь место, поскольку испытываемый образец HgI₂ явно склонен к микроползучести, что видно из несовпадения

амплитудных зависимостей, снятых при увеличении и последующем уменьшении амплитуды (рис. 1), и из временных зависимостей, представленных на рис. 2–4. В этих условиях для ряда параметров может иметь место практически полная компенсация изменений, связанных с местоположением препятствий, и изменением концентрации фоточувствительных стопоров при воздействии света и высокоамплитудного ультразвука в ходе облучения светом той или иной длины волны, а также в темноте. Диффузионные процессы, несомненно, могут влиять на спектры лишь в том случае, когда измерение спектрального отклика захватывает заметный промежуток времени (рис. 5, *a, c* и *d*).

Это объяснение, однако, не подходит для случая, представленного на рис. 5 *b*, где максимум спектральной чувствительности для $(\Delta E/E)_h$ сдвинут в область более коротких длин волн по сравнению с кривыми для других параметров, поскольку данные, представленные на этом рисунке, получались практически мгновенно при включении света. Здесь нужно обратить внимание на тот факт, что область длин волн от 450 до 520 нм является для кристалла HgI_2 особой. Как показали исследования [5], свет из этого диапазона длин волн является активным, возбуждающим люминесценцию, которая возникает благодаря рекомбинации фотоносителей на собственных точечных дефектах решетки HgI_2 (вакансиях или междоузлиях иода или ртути). По всей видимости, попадание электрона в энергетическую зону, которая обеспечивает безызлучательный переход на уровень люминесценции, а также последующий процесс излучения (рекомбинации) могут оказывать заметное влияние на подвижность дислокаций, что ярко проявилось в смещении максимума спектрального отклика для $(\Delta E/E)_h$, представленного на рис. 5, *b*.

Несомненно, данный механизм может влиять и на другие акустические параметры, в частности на амплитудно-зависимый декремент δ_h . На рис. 5, *b* спектр для δ_h оказался более широким по сравнению с другими спектрами, представленными на рис. 5. Влияние возбуждения электронной подсистемы светом с длиной волны около 480 нм и заметная роль последующей релаксации этого возбуждения в темноте наряду с диффузионными процессами, о которых шла речь выше, могут присутствовать в немонотонной зависимости δ_h от времени (кривая 2 на рис. 4) и в поведении спектральных характеристик для $(\Delta E/E)_h$ (рис. 5, *a*), $(\Delta E/E)_i$ (рис. 5, *c*) и $(\Delta E/E)_i$ (рис. 5, *d*). Последние, как отмечалось выше, оказались практически нечувствительными к изменению длины волны падающего света. Особое воздействие облучения светом с $\lambda = 480$ нм по сравнению с действием света с $\lambda = 590$ нм ярко проявилось и на рис. 4, где в промежутке времени (3600–5400) с даже знак изменений $(\Delta E/E)_h$ оказался различным. Все это свидетельствует о том, что возбуждение электронно-дырочных пар, захваченных собственными точечными дефектами решетки HgI_2 , и релаксация этого возбуждения могут оказывать заметное влияние на подвижность дислокаций.

К сожалению, в настоящее время невозможно описать полный спектр препятствий, который дислокации в кристаллах (в том числе и в HgI_2) вынуждены преодолевать при своем движении при тех или иных внешних условиях, хотя это одна из главных задач физики дефектов. В рамках решения этой проблемы в данной работе при сопоставлении спектральных откликов ФАЭ, полученных для нелинейной области АЗПУ, и спектров возбуждения люминесценции, приведенных в [5], удалось обнаружить неизвестный до сих пор механизм влияния возбуждения светом электронной подсистемы на динамику дислокаций в широкозонном полупроводниковом кристалле HgI_2 . Вполне возможно, это явление может иметь место и в других широкозонных полупроводниках.

Автор выражает признательность В.М. Залетину за предоставленные для исследований кристаллы.

Список литературы

- [1] Б.К. Кардашев, В.М. Залетин, В.И. Фомин. Патент РФ № 2065180 (1996).
- [2] Б.К. Кардашев, С.Н. Голяндин, С.Б. Кустов, В.М. Залетин. ФТТ **34**, 7, 2148 (1992).
- [3] В.К. Kardashev. J. All. Comp. **211/212**, 160 (1994).
- [4] Б.К. Кардашев, А.В. Резвушкин, П.А. Степанов, В.А. Степанов, В.М. Чернов, В.М. Залетин. ФТТ **38**, 5, 1511 (1996).
- [5] Б.К. Кардашев, В.А. Степанов, П.А. Степанов, В.М. Чернов. ФТТ **41**, 11, 1965 (1999).