

ЧИСТО ЭЛЕКТРОННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД И ПРЯМАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЩЕЛЬ ПОЛУПРОВОДНИКА

В. А. Толкачёв

УДК 539.194

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2022-89-1-43-50>

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь;
e-mail: tolkachev@ifanbel.bas-net.by

(Поступила 10 декабря 2021)

С положительным результатом тестируется возможность применения метода определения частоты чисто электронного перехода по молекулярным диффузным вибранным спектрам к определению ширины прямой запрещенной зоны (энергетической щели) полупроводников. Данным методом из спектра фотопроводимости определяется ширина прямой запрещенной зоны между валентной зоной и зоной фотопроводимости.

Ключевые слова: полупроводник, запрещенная зона, фотопроводимость, запрещенная зона фотопроводимости, однородность полупроводника.

It is shown that the method of determining the frequency of pure electronic transition from molecular diffuse vibrational spectra is applicable for the estimation of a semiconductor direct band gap. This method is used to determine the direct band gap between the valence band and the photoconductivity band from the photoconductivity spectrum.

Keywords: semiconductor, band gap, photoconductivity, photoconductivity band gap, semiconductor homogeneity.

Введение. Определение энергии разрешенного чисто электронного оптического перехода молекулярных и надмолекулярных структур при широких диффузных электронных спектрах представляет практический интерес, однако достоверные данные получены лишь при редко наблюдаемой зеркальности спектров поглощения и испускания. Большое количество таких структур представлено лишь одним видом оптических спектров. В последние годы тестируется метод определения вертикального чисто электронного перехода по одному абсорбционному или эмиссионному спектру, основанный на предполагаемой обратимости электронных квантовых переходов на элементарном микроуровне равновесного теплового исходного в переходе состояния для однородных ансамблей хромофоров. Микрообратимость переходов на элементарном уровне в молекулярных структурах представляет чрезвычайно сложную проблему, поэтому предположение микрообратимости проверяется экспериментом. Метод тестирован с положительным результатом на широком круге структур — от газообразного состояния молекул [1, 2] до молекулярных кристаллов [3], центров окраски кристаллов и стекол [3—5] и квантовых точек [6]. Из полученных данных следует, что он может быть использован и для индикации однородности соответствующих хромофоров [6].

Рассматриваемый метод следует и из квантовой флуктуационно-диссипативной теоремы статистической физики [7—9], если рассматривать совершающую оптический переход исходную равновесную структуру как активную в оптическом переходе электронную систему, связанную с более инерционным “термостатом”. В роли термостата выступает ансамбль атомов, ионов, на которых локализован лабильный в переходе ансамбль электронов — система. Очевидно, что такие разделение и

VERTICAL PURE ELECTRONIC OPTICAL TRANSITION AND SEMICONDUCTOR DIRECT BAND GAP

V. A. Tolkachev (B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: tolkachev@ifanbel.bas-net.by)

взаимосвязь свойственны не только молекулам и надмолекулярным структурам, молекулярным и смешанным кристаллам и кристаллам с однородными центрами окраски (F -центрами), но и квантовыми точкам, когда имеется однородная лабильная (под)система электронов, локализованная на медленной равновесной структуре ядер, т. е. комплекс система+термостат. Оптические переходы в полупроводниковых структурах не противоречат изложенной концепции.

Наиболее близко рассматриваемой проблеме результаты работ по применению предлагаемого метода к конденсированному состоянию [3—6, 10]. По причине известной обособленности спектроскопии электропроводящих сред и молекулярной спектроскопии данный метод не тестирован в этой области. Тестирование может подтвердить не только его прикладную применимость, но и предположение микрообратимости оптических переходов на элементарном уровне и в системах такой специфичности, тем более что вертикальный оптический чисто электронный переход и прямая запрещенная зона полупроводника в известной степени близки. Для определения ширины прямой запрещенной зоны (энергетической щели) разработаны методики, в том числе оптические, которые имеют приближенный характер. Дополнение их рассматриваемой, основанной на данном подходе методикой весьма актуально и полезно. В настоящей работе приведены примеры определения данным методом ширины запрещенной зоны полупроводников по их оптическим спектрам, представленным в литературе. Теория метода описана в работах [1, 5, 11], здесь представлен его прикладной аспект.

Теория. В первой половине XX века [12, 13] была найдена связь электронно-колебательных спектров поглощения и флуоресценции при переходе между равновесным исходным и возбужденным состояниями через интегральные, усредненные вероятности (сечения, коэффициенты Эйнштейна) оптических переходов с поглощением $P_a(h\nu)$ и испусканием $P_e(h\nu)$ фотонов с энергией $h\nu$ соотношением $P_e(h\nu)/P_a(h\nu) = C \exp(-h\nu/kT)$, где C — постоянная, не зависящая от частоты, kT — тепловая энергия. Позже [14] было показано, что в основе зеркальности спектров поглощения и флуоресценции молекул лежит равенство $P_e(h\nu_0 - h\nu) = P_a(h\nu - h\nu_0)$, где $h\nu_0$ — энергия чисто электронного перехода, сопоставляемая далее с шириной соответствующей прямой запрещенной зоны полупроводника. При однородности хромофорных центров и микрообратимости переходов на элементарном уровне для термически равновесных исходных состояний спектры в области чисто электронных переходов удовлетворяют условиям для спектров поглощения

$$\ln \frac{P_a(h\nu_0 + h\Delta\nu)}{P_a(h\nu_0 - h\Delta\nu)} = h\Delta\nu / kT \quad (1)$$

и для спектров испускания

$$\ln \frac{P_e(h\nu_0 + h\Delta\nu)}{P_e(h\nu_0 - h\Delta\nu)} = -h\Delta\nu / kT, \quad (2)$$

где $\Delta\nu = |\nu - \nu_0|$. Уравнения (1) и (2) можно записать в виде

$$\ln P_a(h\nu_0 + h\Delta\nu) - \frac{h\Delta\nu}{2kT} = \ln P_a(h\nu_0 - h\Delta\nu) + \frac{h\Delta\nu}{2kT} = \varphi_a(h\Delta\nu), \quad (3)$$

$$\ln P_e(h\nu_0 + h\Delta\nu) + \frac{h\Delta\nu}{2kT} = \ln P_e(h\nu_0 - h\Delta\nu) - \frac{h\Delta\nu}{2kT} = \varphi_e(h\Delta\nu), \quad (4)$$

из которых следует, что (3) и (4) зеркально симметричны по $\Delta\nu$. При $\Delta\nu = 0$, где $h\nu = h\nu_0$, они имеют экстремум. Поэтому при известных спектрах, даже только пропорциональных $P_a(h\nu)$ или $P_e(h\nu)$, ширина зоны перехода $h\nu_0$ указывается положением экстремума функций $\varphi^a(h\nu)$ для поглощения

$$\ln(P_a(h\nu)) - h\nu / 2kT = \varphi^a(h\nu) \quad (5)$$

и $\varphi^e(h\nu)$ для испускания

$$\ln(P_e(h\nu)) + h\nu / 2kT = \varphi^e(h\nu). \quad (6)$$

Обычно коэффициент поглощения $k(h\nu) = P_a(h\nu)h\nu$, интенсивность испускания $I(h\nu) = P_e(h\nu)(h\nu)^4$. Условие экстремума не требует нормировок спектров и сохраняется при функциональном преобразовании, не зависящем от частоты ν . Если спектр представлен суммой спектров i ансамблей различных структур хромофоров, выражения (5) и (6) принимают вид для поглощения

$$\ln(\sum_i P_{a,i}(h\nu)) - h\nu / 2kT = \ln(\sum_i \exp(\varphi^{a,i}(|h\nu - h\nu_{0,i}|))) \quad (7)$$

и для испускания

$$\ln(\sum_i P_{e,i}(hv)) + hv / 2kT = \ln(\sum_i \exp(\varphi^{e,i}(|hv - hv_{0,i}|))). \quad (8)$$

При несовпадающих $hv_{0,i}$ и, соответственно, экстремумах выделение отдельных экстремумов невозможно из-за их перекрытия, неоднородности. Рассмотрим примеры и возможности применения метода к оптическим спектрам полупроводниковых структур.

Результаты и их обсуждение. Спектры поглощения. Выбор систем для тестирования метода требует однородности ансамбля хромофоров, что подразумевает в первую очередь кристаллическую структуру полупроводника. Поскольку перекрытие спектров различных электронных переходов усложняет применение вышеприведенных соотношений [6, 8, 15], здесь и далее рассматриваются заимствованные оцифровкой краевые, длинноволновые спектры поглощения из литературных источников. На рис. 1 приведены спектры поглощения монокристалла теллура, полученные для света, поляризованного ортогонально [16] и параллельно [17] его оптической оси, при различных температурах, и соответствующие им функции (5), индицирующие экстремум. Для всех температур имеются четкие экстремумы, указывающие на ширину прямой запрещенной зоны и ее зависимость от температуры. Нормировка спектров поглощения произвольная. Спектры функций $\varphi(hv)$ представлены в логарифмической форме, как в (5) и (6), нормированными в интервал [0,1]. Форма $\exp(\varphi(hv))$, например, уточняет максимум, но и сужает ширину обзора по спектру индицирующей функции. Полученные на рис. 1, а ширины прямых запрещенных зон (энергетических щелей) не противоречат значениям [18] и близки к полученным для теллура данным методом в других работах (см., например, [19]). Спектры поглощения света с поляризацией, параллельной оси кристалла (рис. 1, б), и соответствующие им ширины прямых запрещенных зон смещены в коротковолновую, высокоэнергетическую сторону относительно спектров рис. 1, а. Здесь также зона расширяется при повышении температуры. Это подтверждается, например, в [19], где для поляризации света параллельно главной оси *C* монокристалла теллура данный метод дает ширину зоны 0.334 эВ для 10 К, но 0.359 и 0.42 эВ для 77 и 196 К. Подход индицирует анизотропию.

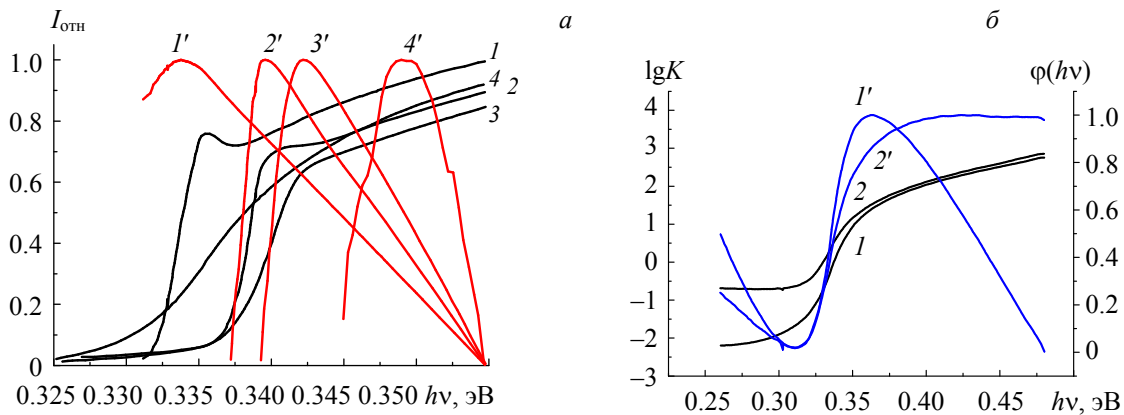


Рис. 1. Спектры краевого поглощения монокристалла теллура для света с поляризацией ортогональной оси кристалла (а) при температурах 10 (1), 60 (2), 90 (3) и 300 К (4) [16] и параллельной оси кристалла (б) при 100 (1) и 300 К (2) [17]; экстремумы указывают на ширины прямых запрещенных зон 0.334 (1'), 0.340 (2'), 0.342 (3'), 0.349 эВ (4') (а) и 0.362 (1'), 0.358 эВ (2') (б)

Поликристаллическая и аморфная структура полупроводника из-за неоднородности состояний хромофоров, как отмечено выше, вызывают уширение спектра, размытие экстремума и неопределенность ширины зоны E_g . На рис. 2, а наряду со спектром монокристалла селена приведен спектр его аморфного блочного образца [20]. Ширина размытия зоны ~ 0.5 эВ. На рис. 2, б представлены краевые спектры монокристалла трисульфида мышьяка As_2S_3 и его пленки. Неоднородность пленки настолько высока, что область размытия экстремумов слабо узнаваема. Однако у монокристаллов ширина зоны идентифицируется для обеих поляризаций, несмотря на возможную неоднородность. Ширины зон на рис. 2, как и на рис. 1, находятся в области значений, полученных авторами [18].

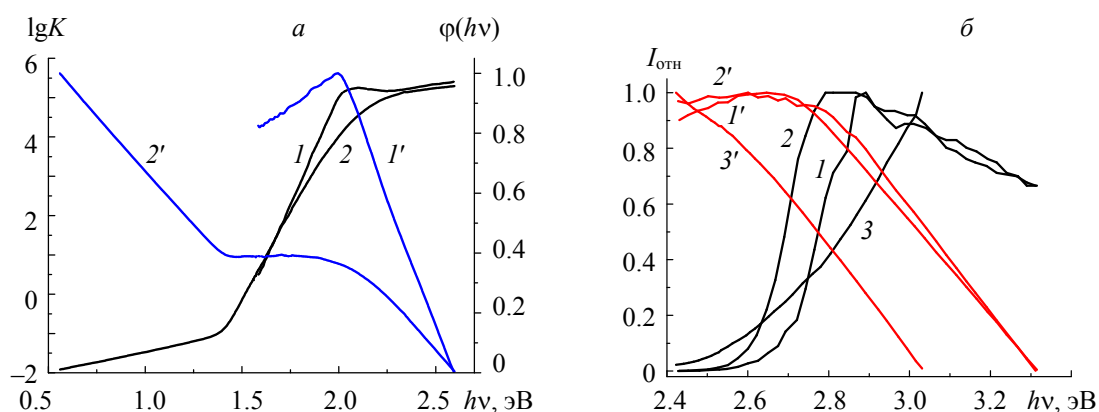


Рис. 2. Спектры длинноволнового крыла поглощения (I — 3) и ширина запрещенной зоны (I' — $3'$): a — селен, монокристалл (I) и аморфный образец (2) [20]; ширина зоны монокристалла, полученная из I' , равна 1.99 эВ; аморфная зона в интервале 1.4—1.9 эВ; b — As_2S_3 , монокристалл при $E \perp C$ (I) и $E \parallel C$ (2) [21], аморфная пленка (3) [22], ширина зоны монокристалла из I' равна 2.60 эВ, $2'$ — 2.65 эВ

Влияние температуры на краевое поглощение аморфного селена в широкой области температур 200—400 °С изучено в [23]. Ширина определяемой предлагаемым методом запрещенной зоны аморфной структуры селена размыта, как и на рис. 2, a , почти равномерно, слабо изменяется по характеру и смещается с ростом температуры в низкоэнергетическую сторону с $E_g < 1.7$ эВ до $E_g < 1.5$ эВ. Измеренное краевое поглощение стекловидной аморфной формы селена при комнатной температуре и по данным [24] в этом методе также не дает экстремума, подтверждая ее неоднородность.

На рис. 3 приведены спектры краевого поглощения поликристаллических (структуры рутила) полупроводниковых пленок TiO_2 [25]. Измерены достаточно толстые пленки (0.5, 1 и 2 мкм), поэтому относительные погрешности в поправках на отражение и рассеяние света при измерениях минимальны. Как видно, для всех спектров получены достаточно четкие экстремумы, индицирующие ширины запрещенной зоны 3.069, 3.070 и 3.061 эВ, которые практически совпадают в отличие от максимумов спектров. В [26] также измерено краевое поглощение пленки двуокиси титана, полученной термическим осаждением в печи на подложку. Характеристичная по экстремуму функция, полученная на его основе, как и сам экстремум, практически идентичны приведенным на рис. 3, а экстремум указывает на ширину запрещенной зоны $E_g = 3.046$ эВ. Однако, как установлено методами рентгеновской дифракции, в данном случае пленка представляет собой поликристаллическую смесь форм рутила и анатаза [26], в то время как в [25] — только рутила и получена окислением. Также здесь ширины прямых запрещенных зон хорошо укладываются в совокупность значений, полученных в [18].

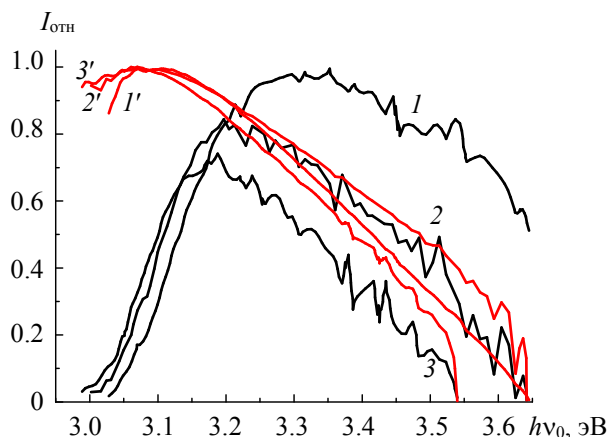


Рис. 3. Спектры краевого поглощения пленок диоксида титана толщиной 0.5 (I), 1 (2) и 2 мкм (3) [25] и индицирующих ширину запрещенной зоны их функций 3.06 (I'), 3.07 ($2'$) и 3.07 эВ ($3'$)

Спектры испускания. Представляет интерес приложение тестируемого метода к спектрам люминесценции полупроводниковых структур. На рис. 4, *a* приведены спектры поглощения и флуоресценции кристаллического оксида цинка и соответствующие индицирующие ширину запрещенных зон функции по переходам с поглощением и испусканием. Прямые запрещенные зоны для основного и возбужденного исходных состояний, как обычно, не совпадают из-за последующих релаксаций. На рис. 4, *б* приведен вибронный спектр флуоресценции кристаллического оксида цинка при температуре 10 К. Низкая температура сужает тепловое распределение, перекрытие экстремумов уменьшается, и проявляются отдельные электрон-фононные ансамбли, в том числе нулевой при 3.360 эВ. Ширины прямых запрещенных зон на рис. 4 также укладываются в совокупность значений, полученных в [18].

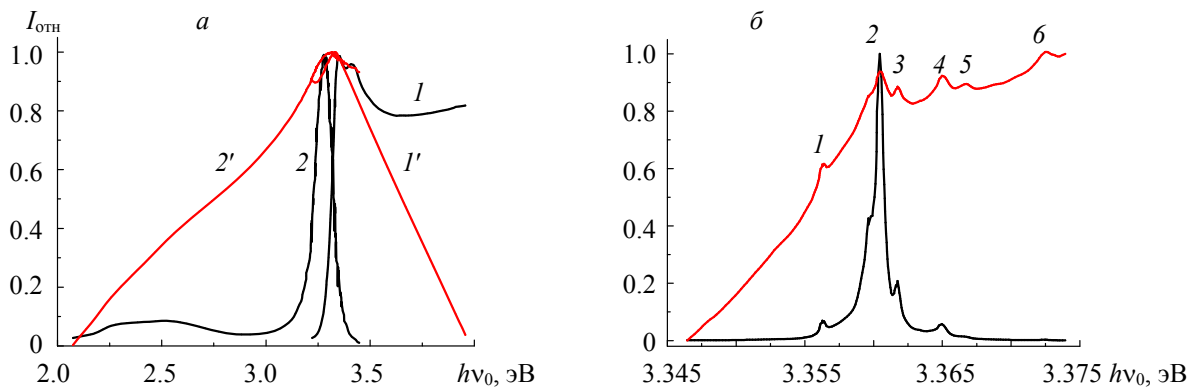


Рис. 4. Спектры кристаллического ZnO: *a* — поглощение (1) и флуоресценция (2) [27] и их индицирующие ширину запрещенной зоны функции (I' , $2'$) при комнатной температуре, $h\nu_0=3.333$ (1) и 3.314 эВ (2); *б* — фоновая структура в спектре люминесценции, температура 10 К [28], $h\nu_0 = 3.356$ (1), 3.360 (2), 3.362 (3), 3.365 (4), 3.367 (5) и 3.372 эВ (6)

Спектры фотопроводимости. Данная категория спектров отсутствует в спектроскопии неэлектропроводящих сред и обычно приводится как спектральная зависимость квантового выхода электропроводности. Рассматривая этот электрон-фононный вертикальный переход как оптическое однофотонное, одноэлектронное возбуждение, особенностей можно ожидать лишь в проявлении конечного состояния — проводящей зоны. При нормировании на число поглощаемых фотонов спектры фотопроводимости представляют собой спектры сечений перехода $P_a(\nu)$, пофотонно иницирующих проводимость. Поэтому функция, образующая экстремум, индицирующий ширину прямой запрещенной зоны, должна быть непосредственно в виде (5) в единицах поглощенных фотонов. Особенности выполнения в этом случае принципа микрообратимости элементарных квантовых переходов и концепции рассматриваемого метода автору неизвестны, что представляет дополнительный интерес.

Примеры обработанных данным методом спектров фотопроводимости аморфных пленок халькогенидов из [29, 30] приведены на рис. 5. Из пленок пяти веществ, измеренных в поглощении, лишь пленка Te_2AsSi дает экстремум на ширину зоны 1.007 эВ. Четыре других или неоднородны, или находятся в более низкоэнергетической области, где спектр поглощения не измерен. Напротив, все спектры фотопроводимости [29, 30] дают ширины энергетических щелей: 1.839 эВ у As_2Se_3 , 1.118 эВ у $\text{As}_2\text{Se}_{1.5}\text{Te}_{1.5}$, 0.950 эВ у Te_2AsSi и 0.794 и 0.846 эВ у As_2Te_3 . Полученная ширина щели 1.84 эВ для As_2Se_3 , как и ранее, лежит в интервале значений, полученных в [18], на краю больших энергий. Для структуры Te_2AsSi по спектру фотопроводимости найденная ширина запрещенной зоны (энергетической щели) 0.950 эВ, а по спектру поглощения 1.007 эВ. Ширины близки, и различие может быть обусловлено как несовпадением зон проводимости и фотопроводимости, так и погрешностью измерений или оцифровки. У As_2Te_3 экстремум двойной, что может быть обусловлено как неоднородностью пленки, так и возможной погрешностью измерения. Однако полученные ширины зон лежат в пределах значений, приведенных в [18].

На рис. 6 приведены спектры фотопроводимости и краевого поглощения стекловидной и других видов пленок селена и функций, индицирующих рассматриваемым методом ширину запрещенной

зоны для них. Как и на рис. 5, фотопроводимость базируется на однородных ансамблях проводящих центров, дающих четкую ширину запрещенной зоны, чего нельзя сказать о поглощении. Ширины прямых запрещенных зон на рис. 6 у трех видов пленок различаются относительно слабо. Выделяется результат 1.738 эВ [26]. Это обусловлено, по-видимому, различием структуры пленок, особенно проводящих центров, поскольку спектры оптического поглощения близки, различаются лишь спектры фотопроводимости. Тем не менее все ширины прямых запрещенных зон (энергетических щелей), полученные по спектрам рис. 6, также находятся в интервале данных [18].

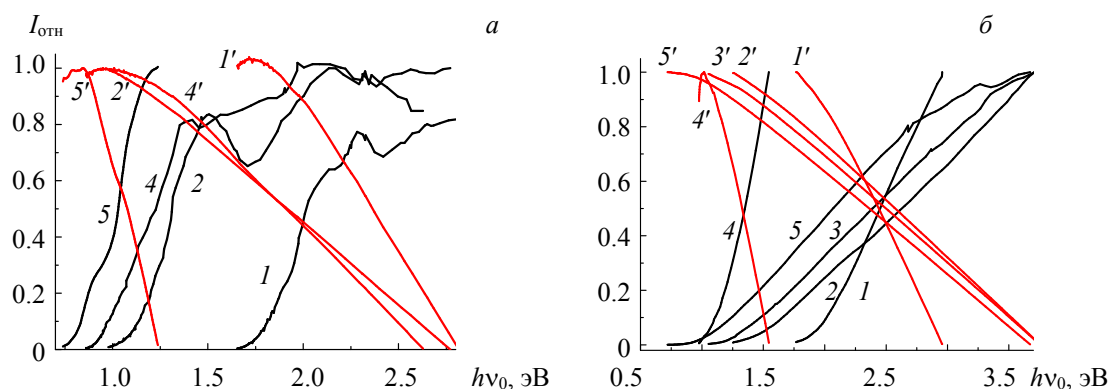


Рис. 5. Краевые спектры фотопроводимости (а) и поглощения (б) аморфных пленок халькогенидов: As_2Se_3 (1), $\text{As}_2\text{Se}_{1.5}\text{Te}_{1.5}$ (2), TeAsSiGe (3), Te_2AsSi (4) и As_2Te_3 (5) [29, 30] и соответствующие им индицирующие экстремум функции (1'—5')

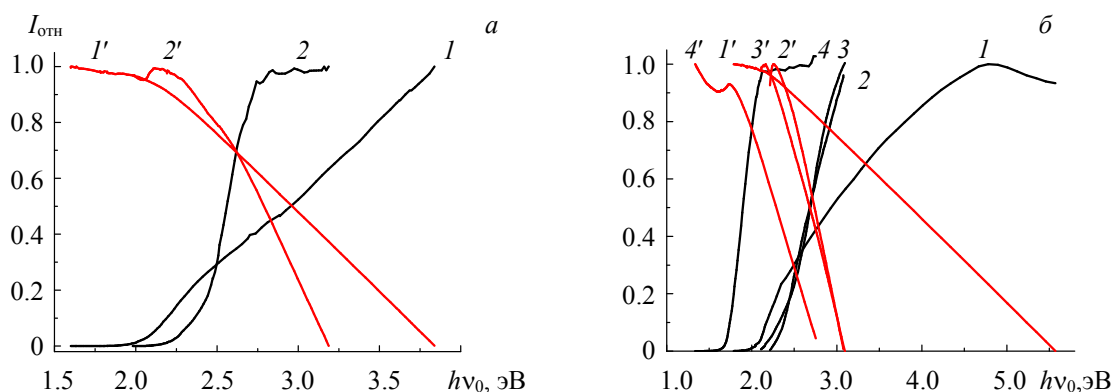


Рис. 6. Спектры краевого поглощения (1) и фотопроводимости (2—4) стекловидной (а) [31] и других структур пленок аморфного селена (б) [24, 32, 33]; ширины прямой запрещенной зоны из спектров фотопроводимости: 2.116 эВ (а), б — 2.253 (2), 2.164 (3) и 1.738 эВ (4)

Индикация прямой запрещенной зоны не прямых переходов данным методом также требует тестирования. Для этого целесообразно использовать спектральные характеристики монокристаллов. Например, в [34] измерены до очень низких значений коэффициенты поглощения монокристаллов германия, что позволило оценить и зоны не прямых переходов для абсолютных температур 77 и 300 К. Результаты обработки данным методом спектров [34] приведены на рис. 7, а. Для германия найдены ширины запрещенных зон прямых и даже не прямых переходов: 0.88 и 0.72 эВ для 77 К, 0.81 и 0.62 эВ для 300 К. Эти данные близки к приведенным на рис. 7, а, полученным тестируемым методом. Однако для температуры 300 К экстремум размыт на область 0.7—0.78 эВ, что указывает на неоднородность зоны. Для кремния (рис. 7, б) из спектров поглощения в области температур 25—200 °С [35], измеренных до более низких коэффициентов поглощения, получен практически не зависящий от температуры экстремум при 1.204 эВ, но зона не прямых переходов не проявляется. Для 300 К получена ширина зоны ~1.2 эВ [34]. В [18] ширина запрещенной зоны кремния 1.12—1.17 эВ.

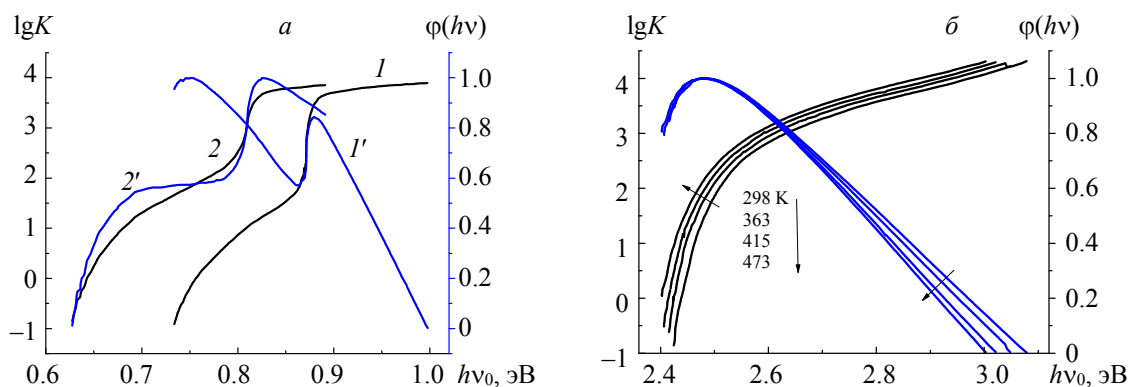


Рис. 7. Спектры краевого поглощения монокристаллов германия для температур 77 (I) и 300 К (2) [34] (a) и кремния 298—473 К [35] (b) и соответствующие им функции $\varphi(h\nu)$ (I' , $2'$);
 a — $h\nu_0^1 = 0.75$ и 0.88 эВ (I'); $h\nu_0^2 = 0.82$ и 0.7 — 0.78 эВ ($2'$); b — $h\nu_0 = 1.204$ эВ

Заключение. Рассмотрена возможность определения ширины прямой запрещенной зоны из сплошных электронно-колебательных спектров полупроводников различной структуры. Во всех рассмотренных случаях чисто электронный переход находится в пределах ширин запрещенной зоны, определенных другими методами. В области очень малых коэффициентов поглощения может проявляться и зона непрямого поглощения, как для кристаллического германия. Как и на молекулярных средах, метод работает лишь при однородных ансамблях хромофоров. Этот недостаток, как и в случае молекулярных структур, может быть полезен для оценки чистоты и однородности хромофоров. Показано, что метод работает и в случае спектров фотопроводимости. При этом ширины запрещенных зон из спектров фотопроводимости и спектров поглощения могут не совпадать, что свидетельствует об индивидуальности ансамбля фотопроводящих центров. В случаях, когда спектры поглощения не дают ширину запрещенной зоны, она может быть найдена из спектров фотопроводимости. Полученные результаты и выводы базируются на относительно ограниченном круге объектов и требуют осмысления, углубления и расширения, но общий вывод о корректности предпосылок основы метода для полупроводниковых сред представляется оправданным. Здесь не рассматривается применимость метода для оптически вращательных и магнитоиндуцированных спектров полупроводниковых сред, эффективного в молекулярных непроводящих средах [33, 36], которую можно предполагать. Представляется возможной и работа метода в динамически изменяющихся средах, но с обязательным условием равновесного исходного, стартового в переходе состояния.

- [1] В. А. Толкачев. Журн. прикл. спектр., **84** (2017) 673—679 [V. A. Tolkachev. J. Appl. Spectr., **84** (2017) 668—673]
 [2] В. А. Толкачев. Докл. АН Беларуси, **61**, № 5 (2017) 50—55
 [3] V. A. Tolkachev. SCIREA J. Phys., **5**, N 4 (2020) 69—79
 [4] В. А. Толкачев. Журн. прикл. спектр., **86**, № 3 (2019) 464—467 [V. A. Tolkachev. J. Appl. Spectr., **86** (2019) 504—507], doi: 10.1007/s10812-019-00848-8
 [5] V. A. Tolkachev, A. P. Blokhin. Sci. J. Anal. Chem., **7** (2019) 76—82
 [6] V. A. Tolkachev. Am. J. Appl. Chem., **8**, N 5 (2020) 121—125
 [7] J. Aberg. Phys. Rev., **8** (2018) 011019
 [8] D. J. Evans, D. J. Searles. Adv. Phys., **51**, N 7 (2002) 1529—1585
 [9] J. Kurchan. A Quantum Fluctuation Theorem.; arXiv:cond-mat/0007360v2 [cond-mat.stat-mech] 16 Aug. 2001
 [10] В. А. Толкачев. Журн. прикл. спектр., **87**, № 6 (2021) 1005—1009 [V. A. Tolkachev. J. Appl. Spectr., **87** (2021) 1131—1134]
 [11] В. А. Толкачев. Журн. прикл. спектр., **85**, № 5 (2018) 740—744 [V. A. Tolkachev. J. Appl. Spectr., **85** (2018) 845—849]
 [12] E. H. Kennard. Phys. Rev., **11** (1918) 29—38

-
- [13] **E. Merritt**. Phys. Rev., **28** (1926) 684—694
- [14] **Д.И. Блохинцев**. ЖЭТФ, **9** (1939) 459
- [15] **В. А. Толкачёв**. Журн. прикл. спектр., **85**, № 2 (2018) 199—204 [**V. A. Tolkachev**. J. Appl. Spectr., **85** (2018) 220—224]
- [16] **P. Grosse, K. Winzer**. Phys. Status Solidi, **26** (1968) 139—150 [Springer Trends in Modern Physics, **48**, IV (1969)]
- [17] **J. S. Blakemore, K. C. Nomura**. Phys. Rev., **127** (1962) 1024—1029
- [18] **W. H. Strehlow, E. L. Cook**. J. Phys. Chem. Ref. Data, **2** (1973) 163—199
- [19] **S. Tutihasi, G. G. Roberts, R. C. Keezer, R. E. Drews**. Phys. Rev., **177**, N 3 (1969) 1143—1150
- [20] **J. Stuke**. J. Non-Cryst. Solids, **4** (1970) 1—26
- [21] **B. L. Evans, P. A. Yong**. Proc. Roy. Soc., **A 297** (1967) 230—243
- [22] **F. Kosek, J. Tauc**. Czech. J. Phys., **B 20** (1970) 94—100
- [23] **K. J. Siemsen, E. W. Fenton**. Phys. Rev., **161**, N 3 (1967) 632—636
- [24] **H. P. D. Lanyon**. Phys. Rev., **130** (1) (1963) 134—143
- [25] **A. B. Murphy**. Solar Energy Mater. Sol. Cell., **91** (2007) 1326—1337
- [26] **Sh. U. M. Khan, M. Al-Shahry, W. B. Inger Jr**. Science, **297** (2002) 2243—2245
- [27] **J. F. Muth, R. M. Kollas, A. K. Sharma, S. Oktyabrsky, J. Narayan**. J. Appl. Phys., **85** (1999) 7884—7887
- [28] **Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshnikov, S. Dogan, V. Avrutin, S.-J. Cho, H. Morcoç**. J. Appl. Phys., **98** (2005) 041301
- [29] **H. K. Rockstad**. J. Non-Cryst. Sol., **2** (1970) 192—202
- [30] **K. Weiser, M. H. Brodsky**. Phys. Rev. B, **1**, N 2 (1970) 791—799
- [31] **J. L. Hartke, P. J. Regensburger**. Phys. Rev., **139**, N 3 (1965) A970—A980
- [32] **P. K. Weimer**. Phys. Rev., **79** (1950) 171
- [33] **M. A. Gilleo**. J. Chem. Phys., **19**, N 10 (1951) 1291—1297
- [34] **W. C. Dash, R. Newman**. Phys. Rev., **99**, N 4 (1955) 1151—1155
- [35] **H. A. Weakliem, D. Redfield**. J. Appl. Phys., **50**, N 3 (1979) 1491—1493
- [36] **В. А. Толкачёв**. Журн. прикл. спектр., **87**, № 3 (2020) 498—503 [**V. A. Tolkachev**. J. Appl. Spectr., **87** (2020) 525—530]