

Оптические и транспортные свойства эпитаксиальных пленок $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ с модифицируемой поверхностью

© А.В. Иконников¹, В.С. Дудин¹, А.И. Артамкин¹, А.Н. Акимов², А.Э. Климов^{2,3}, О.Е. Терещенко^{2,4}, Л.И. Рябова¹, Д.Р. Хохлов^{1,5}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

⁴Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

⁵Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Россия

E-mail: antikon@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Представлены результаты исследований оптических и транспортных свойств эпитаксиальных пленок $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ с различной обработкой поверхности. Сравнительный анализ полученных данных позволил установить, что характерные особенности спектров фотопроводимости определяются процессами в объеме пленки, а поверхностные состояния на спектры практически не влияют. При этом кинетика фотоотклика и скорость релаксационных процессов в существенной степени зависят от состояния поверхности. Характерные времена релаксации неравновесных носителей заряда (порядка нескольких мс) позволяют использовать методы стандартной фурье-спектроскопии для характеристики оптических переходов в объеме.

Ключевые слова: фотопроводимость, кинетика релаксации, поверхностные состояния, PbSnTe .

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49828.20

1. Введение

Твердые растворы PbSnTe наряду с растворами CdHgTe рассматривались как перспективные материалы для приемников и лазеров инфракрасного (ИК) диапазона на межзонных переходах [1,2]. Однако использование халькогенидов свинца для практических приложений оказалось затруднительным из-за высокой концентрации электрически активных дефектов [3]. В то же время дополнительное легирование растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ рядом примесей (например, индием) может вызвать стабилизацию уровня Ферми [4–6]. Для составов с $0.21 < x < 0.29$ уровень Ферми оказывается стабилизированным в запрещенной зоне, что приводит к полуизолирующему состоянию этих объектов [5]. Структуры при этом обладают значительной фоточувствительностью вплоть до субтерагерцового диапазона [7,8]. Высокая фоточувствительность связана не в последнюю очередь с наличием долговременных процессов релаксации носителей заряда, что может иметь место в подобных объектах при низких [4–6,9] и даже при высоких температурах [10,11].

Высокая фоточувствительность и долговременная релаксация создают значительные сложности при измерениях спектров фотопроводимости с помощью фурье-спектрометра: фоновая подсветка от теплых частей оп-

тического криостата переводит образец в состояние с высокой проводимостью, на фоне которой не удается зарегистрировать фотоотклик, причем это состояние сохраняется длительное время и после выключения подсветки. Подобные исследования являются актуальными, поскольку до сих пор имеется много открытых вопросов, в частности связанных с энергетическим спектром примесных и поверхностных состояний в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$.

К настоящему времени спектральные исследования фотопроводимости (ФП) при низких температурах в халькогенидах свинца, легированных индием, были выполнены лишь в небольшом числе работ. В работе [12] такие исследования были сделаны с использованием набора длинноволновых (0.6–40 мкм) полупроводниковых инжекционных лазеров, в работе [13] спектры ФП получены с помощью метода СВЧ гашения [14], адаптированного для фурье-спектроскопии. Наконец, в работах [15–17] удалось записать спектры ФП методами стандартной фурье-спектроскопии. Важно, что в последнем случае объектами исследований являлись пленки, полученные молекулярно-пучковой эпитаксией. Нельзя исключить, что в этом случае кинетика неравновесных процессов, индуцированных освещением, в существенной степени определялась поверхностными состояниями.

В настоящей работе изучалось влияние состояния поверхности образцов на кинетические процессы и оптические спектры.

2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ИФП СО РАН [18] на подложке BaF_2 (111). Толщина пленок равнялась 1.7 мкм, доля легирующей примеси In составляла 1 ат%, состав твердого раствора соответствовал $x \approx 0.26$. Из полученных структур вытраивались холловские мостики с характерными размерами 200–500 мкм. Исследовались 2 типа образцов: необработанные образцы, которые находились на воздухе в течение нескольких лет, и образцы, обработанные в растворе изопропилового спирта, насыщенного парами соляной кислоты [19]. Время обработки составляло 10 с, после чего образцы промывались в изопропиловом спирте и сразу загружались в объем с газообразным гелием.

При всех измерениях, кроме измерений спектров ФП, образцы помещались в специальную камеру, полностью экранирующую их от фонового излучения. В камере также размещались миниатюрная лампа накаливания и синий светодиод. Изучались электрофизические свойства пленок в магнитном поле 0.05 Тл в диапазоне температур $T = 5–300$ К и вольт-амперные характеристики (ВАХ) при $T = 4.2$ К и различных интенсивностях подсветки. Также при $T = 4.2$ К измерялась кинетика фотопроводимости. Неравновесные носители создавались с помощью синего светодиода, на который подавались импульсы напряжения длительностью $\tau = 1–29$ мкс. Период повторения составлял 27 мс. Через образец пропусклся постоянный ток 15 мкА, напряжение на потенциальных контактах измерялось осциллографом с полосой пропускания 500 МГц. Поскольку образцы в темновых условиях имеют большое сопротивление (см. далее), для измерения кинетики необходимо было перевести их в состояние с малым сопротивлением. Этого можно было достичь либо с помощью значительного уменьшения периода повторения, либо за счет дополнительной постоянной подсветки от лампы накаливания. Уменьшение периода повторения не позволяет увидеть релаксацию к равновесному состоянию (так как период повторения в этом случае меньше характерных времен релаксации), поэтому в данной работе мы использовали второй способ. Для этого на лампу накаливания подавалось постоянное напряжение 0.28 или 0.3 В, мощность лампы составляла 1.9 и 2.1 мВт соответственно. Лампа в данном случае выступала некоторым аналогом фонового широкополосного излучения, присутствующего при измерениях с помощью фурье-спектрометра. Напряжения были выбраны так, чтобы за период повторения неравновесная фотопроводимость полностью исчезала, но само изменение проводимости под действием синего света было достаточным для регистрации с помощью осциллографа.

Выключение подсветки приводило к возврату образцов в высокоомное состояние.

Отдельно с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v измерялись спектры фотопроводимости. Образцы размещались в проточном криостате, температура измерений составляла $T = 5$ К. Рабочий диапазон системы составлял $30–680 \text{ см}^{-1}$ (4–85 мэВ), он определялся используемым в спектрометре светоделителем. Спектральное разрешение составляло 1 мэВ. Помимо спектров ФП в проточном криостате дополнительно измерялись температурные зависимости сопротивления и ВАХ при $T = 5$ К. Данные измерения были выполнены в тех же условиях, что и измерения спектров ФП.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Транспортные измерения

На рис. 1 приведены экспериментальные температурные зависимости сопротивления образца и концентрации носителей заряда. В высокотемпературной области при $T > 130$ К наблюдается активационный участок, который соответствует области собственной проводимости. Энергия активации, определенная по наклону начального линейного участка кривой на рис. 1, составляет $E_a \approx (27.2 \pm 0.5)$ мэВ. Отсюда можно оценить значение термической ширины запрещенной зоны $E_g^T = 2E_a$ как (54.4 ± 1) мэВ. Отметим, что наклон данного участка менялся от охлаждения к охлаждению в пределах 20%, что заметно больше точности определения наклона. Это свидетельствует о наличии флуктуаций потенциала,

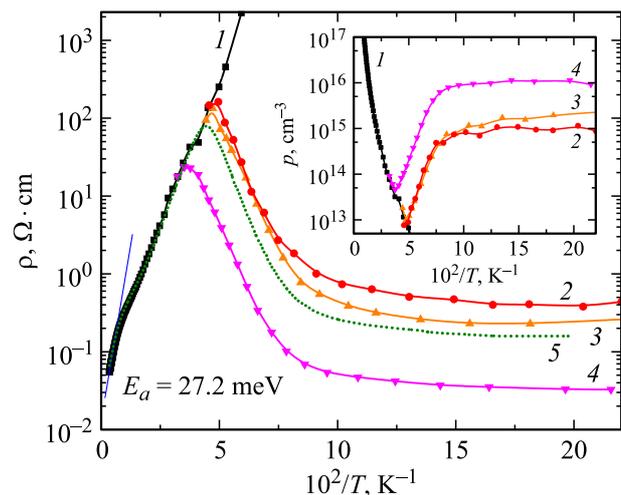


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления (ρ) эпитаксиальной пленки $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ от обратной температуры ($1/T$), полученные в экранированной камере в темновых условиях (1) и при напряжениях на лампе накаливания подсветки 0.25 (2), 0.3 (3), 1.55 В (4). 5 — зависимость, полученная в условиях засветки излучением проточного криостата и фурье-спектрометра. На вставке: (1–4) — соответствующие температурные зависимости концентрации дырок (p).

зависящих от характера охлаждения. Такие флуктуации будут приводить к завышению значения E_g^T .

При $T < T_c$ ($T_c = 22\text{--}28\text{ K}$ в зависимости от уровня подсветки) сопротивление пленок в темновых условиях и при освещении значительно различается. В темновых условиях при понижении температуры сопротивление выходит за пределы измеряемого диапазона ($R > 100\text{ MOm}$). При включении освещения сопротивление падает до $0.5\text{--}10\text{ kOm}$ в зависимости от уровня подсветки (удельное сопротивление при этом составляет $\rho = 0.03\text{--}0.4\text{ Om}\cdot\text{cm}$). Данные холловских измерений указывают на дырочный тип проводимости, что согласуется с диаграммой перестройки энергетического спектра и положением стабилизированного уровня Ферми [5]. Концентрация дырок в темновых условиях при низких температурах составляет $< 10^{12}\text{ cm}^{-3}$, подсветка приводит к возрастанию концентрации дырок до $10^{15}\text{--}10^{16}\text{ cm}^{-3}$. Подвижность при низких температурах в условиях подсветки составляет $(1\text{--}1.5) \cdot 10^4\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

Сравнение температурных зависимостей сопротивления, полученных в проточном криостате (кривая 5 на рис. 1) и в изолированной камере в условиях контролируемой подсветки (кривые 2–4 на рис. 1), показывает, что в криостате образец „эффективно“ засвечивается сильнее, чем при освещении лампой накаливания с напряжением 0.3 В.

3.2. Вольт-амперные характеристики

Вольт-амперные характеристики $I(U)$, полученные в условиях дополнительного освещения, представлены на рис. 2. Начальные участки ВАХ линейны. При превышении некоторого критического напряжения U_c , зависящего от уровня и типа подсветки, начинается образование доменов [5], что проявляется как резкое паде-

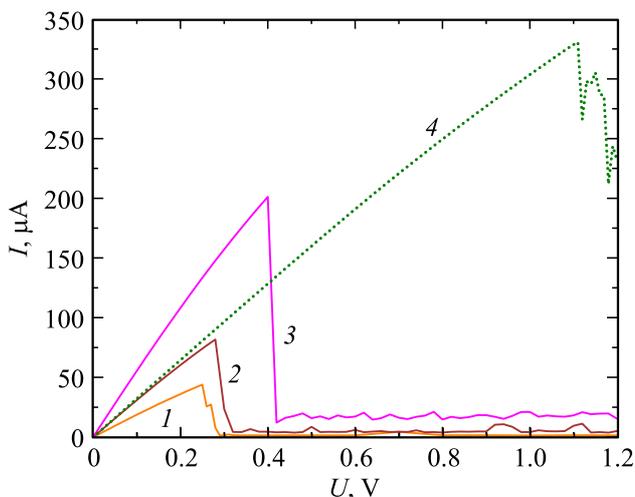


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики эпитаксиальной пленки $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ при напряжениях на лампе накаливания подсветки 0.3 (1), 0.7 (2), 1.5 В (3). 4 — ВАХ, полученная в условиях засветки излучением проточного криостата и фурье-спектрометра.

ние тока с образованием неустойчивостей. Увеличение интенсивности подсветки приводит к увеличению U_c и более продолжительному линейному участку ВАХ. При этом ВАХ, снятая в тех же условиях, что и при измерениях спектров ФП (кривая 4 на рис. 2), имеет наибольшее U_c ($U_c = 1.1\text{ В}$), хотя наклон ее линейного участка практически совпадает с наклоном участка кривой, полученной при освещении лампой накаливания с напряжением 0.7 В (кривая 2 на рис. 2). В последнем случае U_c составляет $\sim 0.3\text{ В}$. Такое различие, очевидно, вызвано различным спектральным составом падающего на образец излучения: освещение лампой оказывается более благоприятным для образования доменов.

ВАХ образцов после обработки поверхности при подсветке практически не изменяются. При дальнейших исследованиях мы всегда выбирали ток и напряжение так, чтобы оставаться на линейном участке ВАХ.

3.3. Кинетика релаксации фотопроводимости

На рис. 3 показаны временные зависимости удельного сопротивления для обработанных и необработанных пленок $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ при двух уровнях фоновой подсветки от лампы накаливания. Увеличение интенсивности фоновой подсветки приводит к уменьшению удельного сопротивления (кривые 1 и 2 на рис. 3), что полностью согласуется с результатами транспортных измерений (рис. 1). Обработка поверхности также приводит к небольшому уменьшению сопротивления.

Во всех случаях в условиях импульсной подсветки синим светодиодом сопротивление образцов резко уменьшается во время импульса, а затем плавно релаксирует к начальному состоянию. Зависимость удельной электропроводности от времени для случая, соответствующего кривой 1 на рис. 3, а, показана на вставке. В конце импульса фотовозбуждения проводимость достигает величины σ_{max} , зависящей от длительности τ и интенсивности фотовозбуждения, уровня фоновой подсветки и состояния поверхности образца. После выключения импульса проводимость релаксирует к величине σ_0 , которая от длительности импульса τ уже не зависит. Зависимости разности $\sigma_{\text{max}} - \sigma_0$ от длительности возбуждающего импульса τ для двух значений интенсивности фоновой подсветки лампой накаливания полностью совпадают (см. вставку на рис. 3, б). Можно предположить, что непрерывная фоновая подсветка определяет величину σ_0 , в то время как импульсное фотовозбуждение светодиодом отвечает только за „неравновесную“ часть. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать величину $\Delta\sigma(t) = \sigma(t) - \sigma_0$. Ее зависимости от времени t , соответствующие различным значениям τ , показаны на рис. 3, б в полулогарифмическом масштабе для обработанных и необработанных образцов. Релаксация проводимости имеет неэкспоненциальный характер. При этом зависимости для обработанных и необработанных пленок заметно различаются: начальная релаксация для обработанных структур происходит существенно быстрее, но

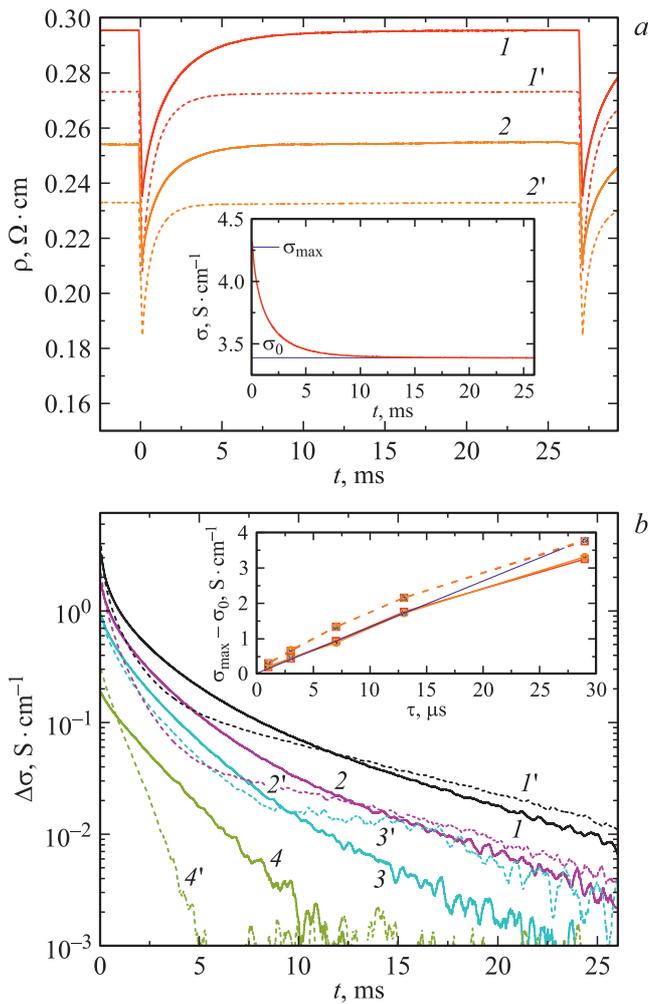


Рис. 3. *a* — зависимости удельного сопротивления (ρ) от времени (t) при подаче на синий диод импульсов длительностью $\tau = 7$ мкс, напряжением 4 В при напряжениях на лампе накаливания подсветки 0.28 (I) и 0.3 В (2); штриховые кривые I' , $2'$ — аналогичные зависимости для химически обработанных образцов; момент времени 0 соответствует началу импульса фотовозбуждения; на вставке — соответствующая кривой I зависимость удельной электропроводности σ от времени. *b* — временные зависимости $\Delta\sigma$, полученные при длительностях возбуждающего импульса $\tau = 29$ (1), 13 (2), 7 (3), 1 мкс (4); напряжение на лампе накаливания 0.28 В; штриховые кривые — аналогичные зависимости для химически обработанных образцов; на вставке: зависимость максимального значения $\Delta\sigma$ (после окончания импульса возбуждения) от τ , сплошные кривые — для необработанной пленки (при двух значениях напряжения на лампе фоновой подсветки), штриховые — для обработанной, тонкая прямая приведена для наглядности.

с течением времени процесс замедляется и становится более медленным, чем для необработанного образца.

3.4. Спектры фотопроводимости

Результаты измерений спектров ФП, полученных при $T = 5$ К, представлены на рис. 4. В спектрах наблюдает-

ся полоса межзонного поглощения с красной границей ~ 50 мэВ. На фоне этой полосы наблюдаются особенности, схожие с обнаруженными в работе [17]. Резкий спад сигнала ФП при приближении к 90 мэВ связан с полосой пропускания используемого светоделиителя. Пики и провалы в спектрах при энергиях $E < 20$ мэВ вызваны низкочастотными шумами.

Сравнение полученных в разное время спектров ФП различных необработанных пленок $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ показывает полную идентичность наблюдаемых спектральных особенностей. Спектр ФП обработанного образца (штриховая кривая на рис. 4) также практически не отличается от спектра такого же необработанного образца (ниже расположенная сплошная кривая на рис. 4), за исключением несколько возросшего общего уровня сигнала и небольшой трансформации пика на 60 мэВ.

4. Обсуждение результатов

По данным измерений спектров ФП, красная граница межзонного поглощения составляет 50–52 мэВ (рис. 4). Концентрация дырок при измерениях спектров ФП составляет $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, если исходить из оценки, сделанной по данным транспортных измерений (рис. 1). При такой концентрации сдвиг красной границы за счет эффекта Бурштейна–Мосса составляет < 4 мэВ. Согласно эмпирической зависимости E_g от состава и температуры [20], ширина запрещенной зоны $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ для состава с $x = 0.26$ составляет 48.6 мэВ. Таким образом, данные о величине запрещенной зоны, полученные из транспортных и оптических измерений и определенные исходя из номинального состава раствора, находятся в хорошем согласии друг с другом.

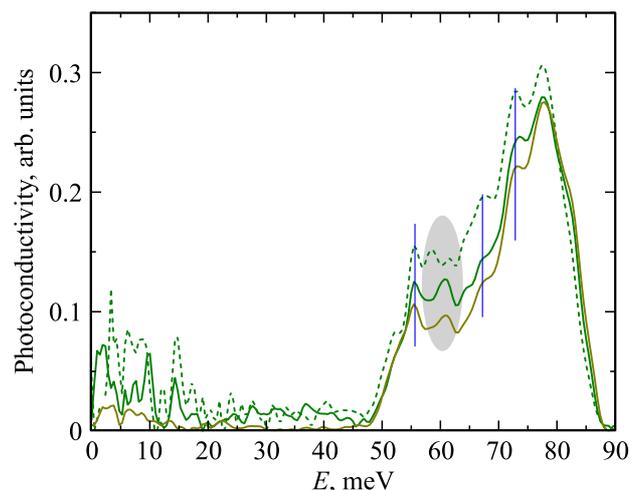


Рис. 4. Спектры фотопроводимости эпитаксиальной пленки $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$. Сплошные линии — спектры необработанных пленок, полученные на различных образцах с интервалом 1 год; штриховая линия — спектр обработанного образца. Выделенной областью отмечены различия в спектрах необработанной и обработанной пленки.

Рассмотрим теперь подробнее процессы в условиях импульсного фотовозбуждения. Максимальная амплитуда фотоотклика для необработанных пленок (см. вставку на рис. 3, *b*) зависит линейно от длительности возбуждающего импульса τ (за исключением точки $\tau = 29$ мкс). Это означает, что характерные времена нарастания сигнала τ^{raise} много больше 25 мкс. Для обработанных пленок наблюдается тенденция к сублинейной зависимости, что говорит об ускорении процессов, приводящих к росту фотопроводимости. При этом времена нарастания все равно должны заметно превышать 25 мкс. Большие значения максимальной амплитуды сигнала для обработанных образцов связаны с увеличением скорости нарастания сигнала.

Как уже отмечалось выше, релаксация ФП происходит неэкспоненциально (рис. 3, *a*), кроме того, характер релаксации зависит не только от значения $\Delta\sigma$ в момент времени t , но и от предыстории. Для одинаковых начальных значений $\Delta\sigma$ процесс протекает заметно по-разному при различных длительностях возбуждающего импульса τ . Все это указывает на сложный характер релаксации ФП.

Для дальнейшего анализа релаксации ФП после выключения синего светодиода мы рассчитали мгновенное время релаксации τ^{inst} как взятую с противоположным знаком обратную величину от производной логарифма $\Delta\sigma(t)$:

$$\tau^{\text{inst}}(t) = -\frac{1}{d \ln[\Delta\sigma(t)]/dt}.$$

Рассчитанные зависимости для обработанных и необработанных пленок при различных длительностях возбуждающего импульса и интенсивностях фоновой подсветки показаны в полулогарифмическом масштабе на рис. 5.

Отметим, что увеличение напряжения на лампе накаливания приводит лишь к незначительному уменьшению мгновенных времен релаксации. Это справедливо в случаях как обработанных, так и необработанных пленок, независимо от длительностей возбуждающего импульса. Это подтверждает высказанное ранее предположение о том, что фоновая подсветка в нашем случае определяет лишь величину σ_0 .

Изменение длительности импульса фотовозбуждения, равно как и изменение состояния поверхности образцов, оказывают значительное влияние на релаксационные процессы. Можно условно разделить кривые релаксации на 3 участка: быстрая замедляющаяся начальная релаксация, конечная релаксация с постоянной скоростью и переходный процесс.

Для необработанных пленок увеличение τ приводит к увеличению длительности переходного процесса и установлению большего конечного времени релаксации (кривые 1–5 на рис. 5). При этом для малых τ (1 и 3 мкс) конечные времена релаксации оказываются одинаковыми. Можно предположить, что в необработанном PbSnTe(In) существует некоторый набор ловушек, характеризующийся различными временами прилипания. В первую очередь при возбуждении заполняются ловушки,

носители из которых потом „уходят“ с конечным временем релаксации ~ 2 мс (кривые 4 и 5 на рис. 5). Дальнейшее увеличение длительности импульса возбуждения приводит к полному заселению таких ловушек, после чего начинают заполняться более „медленные“ ловушки (кривые 1–3 на рис. 5).

Обработка поверхности пленок меняет ситуацию радикально — начальная релаксация происходит быстрее, зато конечные времена релаксации заметно увеличиваются. Для малых τ (1 и 3 мкс) релаксация идет практически экспоненциально со временем ~ 1 мс. Поэтому за время ~ 5 мс концентрация носителей спадает ниже порога обнаружения (рис. 3, *b*). Очевидно, что в данном процессе участвует один тип ловушек. Увеличение τ , как и в случае необработанных образцов, приводит к заполнению „медленных“ ловушек. Однако, в отличие от предыдущего случая, конечные времена релаксации становятся меньше с увеличением длительности импульса возбуждения.

На основании полученных данных можно утверждать, что заметная часть релаксационных процессов определяется поверхностными состояниями. Известно [21], что проводимая в данной работе химическая обработка приводит к удалению различных оксидов с поверхности пленок. Вероятно, указанные оксиды оказывают существенное влияние как на время жизни фотовозбужденных носителей, так и на их транспортные свойства. Важно, что характерные значения времен релаксации не превышают десятка миллисекунд. Это позволяет использовать стандартные методы фурье-спектроскопии для записи спектров фотопроводимости.

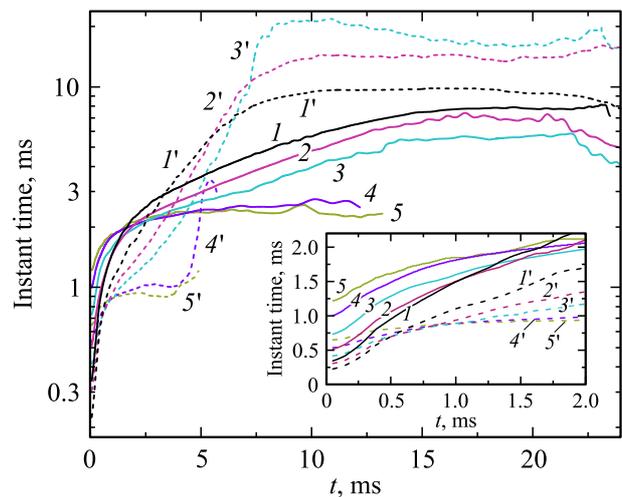


Рис. 5. Зависимости усредненного мгновенного времени релаксации фотопроводимости от времени для длительностей возбуждающего импульса $\tau = 29$ (1), 13 (2), 7 (3), 3 (4), 1 мкс (5) при напряжении на лампе накаливания 0.28 В. Штриховые кривые (1'–5') — аналогичные зависимости для химически обработанных образцов. 4, 5 — показаны до момента, когда $\Delta\sigma$ становится неразличимой на фоне шумов. На вставке — начальные участки зависимостей в увеличенном масштабе.

5. Заключение

Исследование спектров ФП в дальнем ИК диапазоне показывает, что обработка поверхности не приводит к существенным изменениям (рис. 4). Возрастает общая фоточувствительность образца, что согласуется с изменением удельного сопротивления при непрерывной засветке (рис. 3, а). По всей видимости, оптические переходы между энергетическими уровнями поверхностных состояний лежат за пределами рассматриваемого спектрального диапазона 4–85 мэВ, а значит, наблюдаемые особенности в спектрах ФП связаны с примесно-дефектными состояниями в объеме образцов. Однако нельзя исключить, что интенсивность таких переходов невелика и находится ниже порога чувствительности метода. Вполне возможно, что наблюдаемая в спектрах ФП трансформация особенности на 60 мэВ связана именно с удалением оксидов с поверхности образца. Для ответа на этот вопрос необходимо проведение дальнейших исследований спектров ФП в другом спектральном диапазоне, а также с использованием пленок другого состава.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00795, 20-02-00324).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Lead Chalcogenides: Physics & Applications*, ed. by D. Khokhlov (N.Y., Taylor & Francis, 2003).
- [2] A. Rogalski. *Opto-Electron. Rev.*, **20**, 279 (2012).
- [3] G. Bauer, H. Burkhard. *J. Appl. Phys.*, **47**, 1721 (1976).
- [4] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. *УФН*, **145**, 51 (1985).
- [5] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *УФН*, **172**, 875 (2002).
- [6] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *Письма ЖЭТФ*, **80**, 143 (2004).
- [7] D.R. Khokhlov, I.I. Ivanchik, S.N. Raines. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2835 (2000).
- [8] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *УФН*, **184**, 1033 (2014).
- [9] В.А. Акимов, В.А. Богоявленский, Л.И. Рябова, В.Н. Васильков, С.Р. Зимин. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 679 (1999).
- [10] S. de Castro, D.A.W. Soares, M.L. Peres, P.H.O. Rappl, E. Abramof. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 162105 (2014).
- [11] M.A.B. Tavares, M.J. da Silva, M.L. Peres, S. de Castro, D.A.W. Soares, A.K. Okazaki, C.I. Fornari, P.H.O. Rappl, E. Abramof. *Appl. Phys. Lett.*, **110**, 042102 (2017).
- [12] И.И. Засавицкий, А.В. Матвеев, Б.Н. Мацонашвили, В.Т. Трофимов. *ФТП*, **20**, 214 (1986).
- [13] А.В. Иконников, В.И. Черничкин, Д.А. Акопян, В.С. Дудин, Д.Е. Долженко, А.В. Никорич, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *Физика низких температур*, **45**, 165 (2019).
- [14] В.А. Акимов, Д.Р. Хохлов. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S349 (1993).

- [15] А.Н. Акимов, А.Э. Климов, С.В. Морозов, С.П. Супрун, В.С. Эпов, А.В. Иконников, М.А. Фадеев, В.В. Румянцев. *ФТП*, **50**, 1713 (2016).
- [16] А.Н. Акимов, А.Э. Климов, Н.С. Пашин, А.С. Ярошевич, М.Л. Савченко, В.С. Эпов, Е.В. Федосенко. *ФТП*, **51**, 1574 (2017).
- [17] А.В. Иконников, В.И. Черничкин, В.С. Дудин, Д.А. Акопян, А.Н. Акимов, А.Э. Климов, О.Е. Терещенко, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *ФТП*, **53**, 1303 (2019).
- [18] А.Э. Климов, В.Н. Шумский. *Матричные фотоприемные устройства* (Новосибирск, Наука, 2001).
- [19] O.E. Tereshchenko, S.I. Chikicev, A.S. Terekhov. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **17**, 2655 (1999).
- [20] W. Anderson. *IEEE J. Quant. Electron.*, **13**, 532 (1977).
- [21] А.С. Тарасов, Д.В. Ищенко, А.Н. Акимов, И.О. Ахундов, В.А. Голяшов, А.Э. Климов, Н.С. Пашин, С.П. Супрун, Е.В. Федосенко, В.Н. Шерстякова, О.Е. Терещенко. *ЖТФ*, **89**, 1795 (2019).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical and transport properties of $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ epitaxial films with modifiable surface

A.V. Ikonnikov¹, V.S. Dudin¹, A.I. Artamkin¹,
A.N. Akimov², A.E. Klimov^{2,3}, O.E. Tereshchenko^{2,4},
L.I. Ryabova¹, D.R. Khokhlov^{1,5}

¹ Lomonosov Moscow State University,
119991 Moscow, Russia

² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State Technical University,
630073 Novosibirsk, Russia

⁴ Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

⁵ Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract The results of optical and transport properties studies of $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}(\text{In})$ epitaxial films with various surface treatments are presented. A comparative analysis of the data obtained made it possible to establish that processes in the bulk determine characteristic features of photoconductivity spectra, and surface states do not affect the spectra practically. However, the photoresponse kinetic and the rate of relaxation processes substantially depend on the surface condition. The characteristic relaxation times of nonequilibrium charge carriers (of the order of several ms) allow using the methods of standard Fourier-transform spectroscopy to designate optical transitions in the bulk.