

УДК 621.315.592

Новый тип материалов для высокочувствительных инфракрасных фотоприемников

Б. А. Акимов, Н. Б. Брандт, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов

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

Представлены свойства легированных полупроводников на базе теллурида свинца, на основе которых возможно создание высокочувствительных фотонных приемников излучения инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов. Показано, что эти свойства позволяют создать фотоприемники с параметрами, существенно превосходящими лучшие мировые аналоги.

Большинство современных фотоприемных систем, работающих в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне 20—200 мкм, создается на основе "классических" полупроводниковых материалов — германия или кремния, легированных мелкими примесями [1]. Наибольшая величина длины волны, соответствующей красной границе фотоэффекта, для квантового приемника излучения в настоящее время составляет $\lambda_r \approx 220$ мкм [2] и наблюдается в одноосно-деформированном Ge(Ga).

Уникальные свойства узкозонных полупроводниковых материалов класса IV—VI, легированных элементами третьей группы — индием и галлием, предоставляют весьма перспективную альтернативную возможность для создания высокочувствительных фотоприемных систем дальнего ИК-диапазона.

В настоящей работе рассмотрены физические принципы работы фотоприемных систем на базе легированных сплавов на основе теллурида свинца; приведены преимущества этих систем по сравнению с традиционными, а также проведено прямое сравнение параметров рассматриваемых систем с лучшими образцами традиционных систем.

Стабилизация уровня Ферми

Одной из характерных черт полупроводников класса IV—VI, связанной с особенностями их фазовых диаграмм, является высокое отклонение от стехиометрического состава, достигающее $\sim 10^{-3}$ и определяющее значительную дефектность материала. Все дефекты роста — вакансии и междоузельные атомы — являются электроактивными, поэтому концентрация свободных носителей заряда, не "вымерзающих" при низких температурах, составляет, как правило, не ниже 10^{18} см $^{-3}$.

Легирование теллурида свинца индием в количестве N_{In} , превышающем концентрацию других электрически активных примесей и дефектов N_i , приводит к стабилизации уровня Ферми на $E_0 \sim 70$ мэВ выше дна зоны проводимости. При

$N_{In} > N_i$ величина E_0 практически не зависит от количества введенной примеси N_{In} [3].

Аналогичный эффект наблюдается в PbTe(Ga), но существуют и значительные отличия от легирования индием. Стабилизация уровня Ферми происходит лишь в довольно узком диапазоне концентрации введенного галлия, а вне этого диапазона галлий действует как донор. В указанном диапазоне уровень Ферми стабилизируется в запрещенной зоне на ~ 70 мэВ ниже дна зоны проводимости, обеспечивая полуизолирующее состояние полупроводника при низких температурах [4].

Важным следствием эффекта стабилизации уровня Ферми является практически абсолютная воспроизводимость параметров энергетического спектра образцов PbTe(In) и PbTe(Ga) независимо от способа синтеза, степени очистки исходных компонент и т. д. Данное свойство определяет высокий процент выхода и относительную дешевизну производства рассматриваемых материалов.

Еще одно важное следствие стабилизации уровня Ферми — гомогенизация электрофизических свойств материала. Так, в PbTe(In) со стабилизированным уровнем Ферми разрешается более 50 периодов осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) [5], что свидетельствует о чрезвычайно высокой однородности полупроводника.

Эффект стабилизации уровня Ферми наблюдается также в ряду твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Расположение стабилизированного уровня Ферми E_0 в этом случае определяется содержанием олова в сплаве. В PbTe ($x = 0$) уровень E_0 находится на ~ 70 мэВ выше дна зоны проводимости. По мере увеличения величины x уровень E_0 приближается к дну зоны проводимости, пересекает запрещенную зону в диапазоне составов $0,22 < x < 0,28$, а затем выходит в валентную зону, обеспечивая рост концентрации свободных дырок [6].

Таким образом, в области составов $0,22 < x < 0,28$ реализуется полуизолирующее состояние, для которого проводимость определяется термоактивацией с уровня E_0 в разрешенные зоны, и кон-

центрация свободных носителей заряда чрезвычайно мала — $n, p < 10^8 \text{ см}^{-3}$ при низких температурах — $T < 10 \text{ К}$.

Указанное обстоятельство делает очень привлекательной идею использования рассматриваемых материалов в качестве приемников ИК-излучения.

Задержанная фотопроводимость

ИК-подсветка приводит к драматическому увеличению проводимости материала при температурах $T < T_{al}$, где величина T_{al} составляет около 25 К для сплавов, легированных индием, и около 80 К — для объемных образцов $\text{PbTe}(\text{Ga})$. Температурная зависимость сопротивления $\text{PbTe}(\text{Ga})$ (кривые 1, 1') и $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, в котором уровень Ферми стабилизирован на ~20 мэВ ниже дна зоны проводимости (кривые 2, 2'), измеренная в темноте (кривые 1, 2) и в условиях подсветки (кривые 1', 2'), представлена на рис. 1. Фотоотклик достигает нескольких порядков величины при $T \ll T_{al}$.

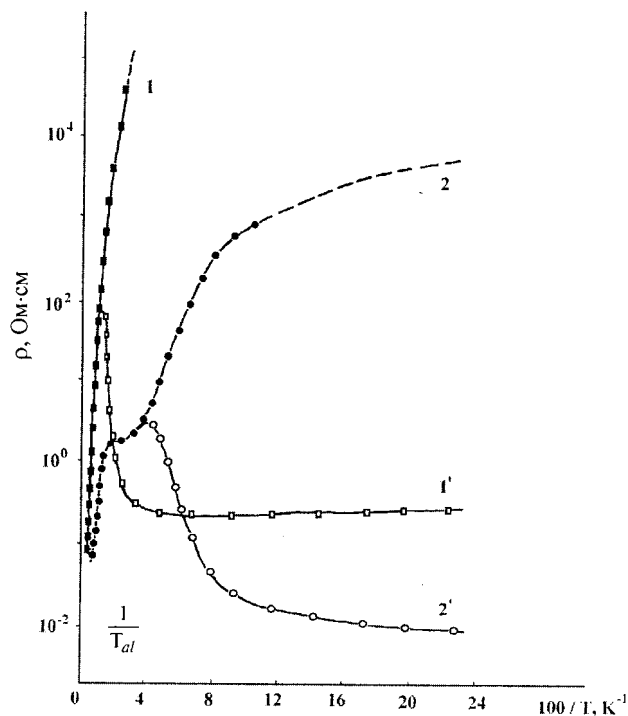


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $\text{PbTe}(\text{Ga})$ (1 и 1') и $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ (2 и 2'), снятые в условиях темноты (1 и 2) и под действием инфракрасной подсветки (1' и 2')

Высокая величина фотоотклика является следствием эффекта задержанной фотопроводимости. Такой эффект наблюдается в материалах, где время жизни свободных неравновесных носителей заряда аномально велико, более 10^5 с , при низких температурах.

Существуют различные точки зрения относительно механизма задержанной фотопроводимости в легированных сплавах на основе теллурида свинца [7—10]. Общим для всех моделей является появление микроскопического потенциального барьера между состояниями системы с локализованным и свободным электроном. Наличие такого барьера приводит к накоплению фотовозбужденных свободных электронов в зоне проводимости, поэтому фотоотклик оказывается линейно зависящим от времени.

В то же время данные по релаксации задержанной фотопроводимости в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ невозможно интерпретировать, принимая во внимание только один локальный уровень. Экспериментальные результаты указывают на существование еще одного локального примесного состояния, которое является метастабильным.

В частности, релаксация фотопроводимости при низких температурах состоит из двух участков: первоначальный быстрый спад фотоотклика с характерным временем $\tau \sim (1-10) \text{ мс}$ сменяется гораздо более медленным ($\tau \sim 10^5 \text{ с}$) (рис. 2) [11]. Относительная амплитуда участка быстрой релаксации зависит не только от расположения основного примесного состояния в спектре полупроводника, но и от концентрации примеси [11] и от условий фотовозбуждения в одном и том же образце [12]. Эти результаты можно объяснить, лишь предположив, что существуют два различных локальных уровня. Концентрация и пространственное распределение этих состояний определяют кинетику неравновесных процессов в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и $\text{PbTe}(\text{Ga})$.

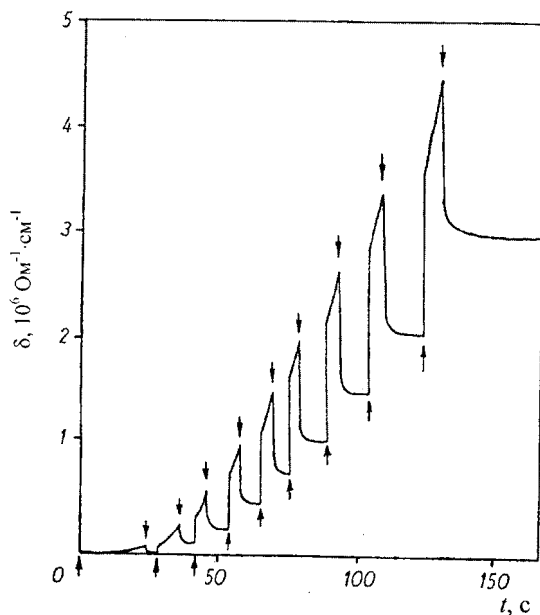


Рис. 2. Кинетика фотопроводимости в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ при $T = 4,2 \text{ К}$.

Стрелки соответствуют моментам включения и выключения ИК-подсветки

Гашение задержанной фотопроводимости

Выходной сигнал фотоприемника пропорционален времени жизни фотовозбужденных носителей заряда τ , значение которого, однако, не должно превышать величину характерного быстродействия τ_0 , требуемого от фотоприемника, поскольку в противном случае выходной сигнал не будет однозначно соответствовать интенсивности падающего излучения. Для сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$ и PbTe(Ga) время жизни τ может варьироваться в очень широких пределах ($10^{-3} \text{ с} < \tau < 10^5 \text{ с}$) путем изменения состава сплава, концентрации примеси и температуры.

Если температура образца такова, что $\tau > \tau_0$, то выходной сигнал более не соответствует интенсивности падающего излучения, он интегрируется фотоприемником.

Эффект задержанной фотопроводимости предоставляет уникальную возможность "внутреннего" интегрирования падающего светового потока, когда накопление фотовозбужденных свободных носителей заряда происходит не в искусственно созданных структурах, а непосредственно в образце благодаря физике процесса.

С другой стороны, фотоприемник может работать в режиме внутреннего интегрирования сигнала только в случае, когда имеется возможность восстановления первоначального темнового состояния образца. В работах [13, 14] был разработан способ гашения задержанной фотопроводимости с помощью СВЧ-импульсов, подаваемых на образец. Эксперименты, описанные в работах [13, 14], проводились с образцами $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te(In)}$, в которых уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны. Частота СВЧ-импульсов составляла $\sim 250 \text{ МГц}$, мощность P в импульсе — до $0,9 \text{ Вт}$, длительность импульсов — от 10 мкс . Сопротивление образца после окончания каждого СВЧ-импульса не отличалось от первоначального "темнового" значения. СВЧ-гашение задержанной фотопроводимости обусловлено нетепловым механизмом.

СВЧ-стимуляция квантовой эффективности

Подача СВЧ-импульса на образец приводит не только к гашению задержанной фотопроводимости, но и влияет на кинетику фотоотклика после окончания импульса. При гашении задержанной фотопроводимости импульсом СВЧ с минимально необходимой для гашения длительностью и интенсивностью квантовая эффективность η фотоприемника возрастает до $\sim 10^2$ [14]. Вне этого режима гашения $\eta \sim 1$ (рис. 3).

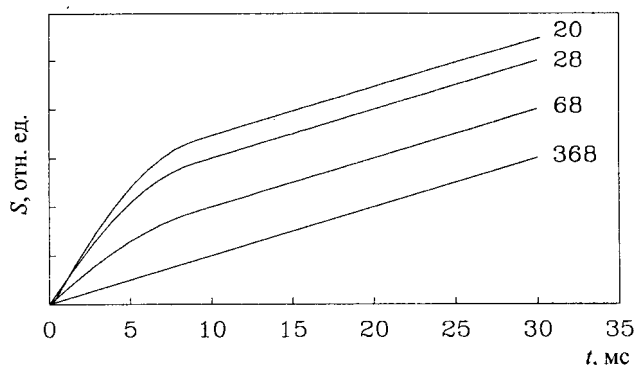


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости образца от времени после окончания гасящего СВЧ-импульса для различных значений длительности импульса Δt .

Цифры у кривых — величина Δt в мкс [13]

Объяснение эффекта выглядит следующим образом [14]. При приложении достаточно короткого и маломощного СВЧ-импульса фотовозбужденные электроны переходят не на основное, а на метастабильное примесное состояние E_m . Барьеры, отделяющие эти состояния как от зонных, так и от основных локальных состояний, малы ($W \sim 1 \text{ мэВ}$), поэтому более длительный или более мощный СВЧ-импульс переводит все электроны в основное состояние E_0 . Таким образом, приложение короткого и маломощного СВЧ-импульса приводит к повышенной заселенности примесных метастабильных состояний. Эти локальные состояния гораздо менее локализованы, чем основные, так что некоторые из E_m — примесных центров могут сформировать кластеры с сильным внутренним взаимодействием. Фотовозбуждение электрона с одного из центров кластера инициирует лавинное опустошение всех остальных центров кластера.

Спектр фотопроводимости

Измерения спектров фотопроводимости в системах с задержанной фотопроводимостью — достаточно сложная проблема. Фоновое излучение возбуждает долгоживущие неравновесные электроны еще до начала измерений, которые в силу этого не могут начаться из первоначального "темнового" состояния, и обычные измерения спектров фотопроводимости оказываются невозможными.

Как было отмечено выше, имеются две части релаксации фотопроводимости — относительно быстрая и медленная.

Медленная релаксация фотопроводимости трансформируется в фотопамять при низких температурах T , но когда величина T приближается к T_{al} — температуре появления задержанной фотопроводимости, характерное время медленной релаксации становится достаточно малым, так что оказывается возможным проводить

измерения спектров фотопроводимости с использованием стандартного спектроскопического оборудования. Общим свойством спектров относительно "быстрой" фотопроводимости в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ является наличие острого пика при энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны [15]. Для возможных применений важно, что величина этой энергии может варьировать с температурой, а также при изменении состава сплавов. В частности, для сплавов на основе $\text{PbTe}(\text{Ga})$ можно изменять длину волны, соответствующей этому пику, от 3 до 5,5 мкм.

Было предпринято несколько попыток измерить спектр фотоотклика в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ в отсутствие фонового излучения. Прямые эксперименты, проведенные в работе [16], показали, что в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ имеется весьма значительный фотоотклик в субгелиевой области. В качестве ИК-сенсора использовалась пленка $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}(\text{In})$, охлажденная до гелиевой температуры. Фоновое излучение было экранировано. Источник излучения — абсолютно черное тело, находящееся при температуре 300 или 77 К. Это излучение проходило через систему охлаждаемых фильтров, вырезающих узкую полосу на длине волны $\lambda = 89$ или 115 мкм в зависимости от последнего фильтра в серии, находящегося при гелиевой температуре. На обеих длинах волн наблюдался значительный фотоотклик. Энергия кванта, соответствующего используемым значениям λ , существенно меньше термической энергии активации основного примесного состояния. Это означает, что основной вклад в эффект вносят электроны, локализованные не в основном, а в метастабильном примесном состоянии. Заселение этих состояний с помощью СВЧ-импульсов приводит к "красному" сдвигу λ_r по сравнению с темновым состоянием. Величина λ_r для этого случая пока не определена, однако имеются основания предполагать, что она может быть очень высока, и спектр fotocувствительности рассматриваемых фотоприемников может перекрывать весь субмиллиметровый диапазон. Дополнительные основания к этому заключению дают результаты работы [17], в которой сообщается о регистрации задержанной фотопроводимости на длинах волн 176 и 241 мкм.

Радиометрические параметры

В работе [18] была продемонстрирована лабораторная модель радиометра на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, работающая в режиме периодического накопления сигнала и последующего быстрого гашения задержанной фотопроводимости импульсом СВЧ. В качестве источника ИК-подсветки использовалось излучение черного тела. Конструкция обеспечивала полное экранирование образца от фонового излучения. Сеточный фильтр,

использованный в работе [18], обеспечивал эффективное обрезание спектра излучения черного тела на длинах волн $\lambda > 18$ мкм. Считывающая электроника [18] имела достаточно невысокую чувствительность, например, регистрируемый ток должен был быть не ниже чем 10^{-7} А. Несмотря на это, удалось зарегистрировать поток фотонов $N = 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, соответствующий $\text{NEP} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ Вт}$, при площадке фотоприемника $0,3 \times 0,2 \text{ мм}$ и частоте измерений 3 Гц. Токовая чувствительность фотоприемника в этом режиме оказалась гигантской ($S_I \sim 10^9 \text{ А/Вт}$), однако низкая чувствительность измерительной электроники не позволила получить меньшие значения NEP . Фотоприемник хорошо работал и при более высоких частотах измерений — до 10 кГц.

В работе [16] проведено прямое сравнение характеристик фотоприемника на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ с наиболее совершенными образцами (state of the art) одиночных фотоприемников на базе $\text{Si}(\text{Sb})$ и $\text{Ge}(\text{Ga})$. Измерения проводились для частот 89 и 115 мкм. Оценки квантовой эффективности дали значение $\eta \approx 0,5 \%$ для $\lambda = 89$ мкм и $\eta \approx 1 \%$ — для $\lambda = 115$ мкм. Приведенные оценки являются разумными, поскольку рассматриваемый спектральный диапазон соответствует полосе остаточных лучей в сплавах на основе теллурида свинца и до 99 % падающего излучения отражается кристаллической решеткой. Антиотражающие покрытия, а также работа в режиме СВЧ-стимуляции квантовой эффективности должны увеличить квантовую эффективность. Величина токовой чувствительности фотоприемника при напряжении 40 мВ составляет 10^3 А/Вт при времени накопления 1 с. Токовая чувствительность фотоприемника на основе примесного германия в этом же спектральном диапазоне не превышает 3,5 А/Вт.

"Непрерывная" инфракрасная матрица. Способы считывания информации

Специфика примесных состояний в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ определяет возможность создания специфической "непрерывной" фокальной матрицы дальнего ИК-диапазона. Дело в том, что при локальном воздействии ИК-излучения фотовозбуждение также является локальным, т. е. эффект задержанной фотопроводимости наблюдается только в освещенной части образца, а фотовозбужденные электроны не диффундируют в неосвещенные области [19]. Ситуация не изменяется и в режиме фотопамати, т. е. после выключения источника подсветки. Характерное время распространения фотовозбуждения превышает по крайней мере 10^4 с при $T = 4,2 \text{ К}$.

Характерный пространственный размер границы, на котором происходит резкое изменение концентрации свободных электронов, по теоре-

тическим оценкам, составляет около 10 мкм. Экспериментально установлено, что этот размер меньше 100 мкм [19]. Наблюдаемый эффект обусловлен тем, что фотовозбужденные свободные электроны, с одной стороны, не могут уйти достаточно далеко от примесных центров, ответственных за генерацию, из-за электростатического притяжения, а, с другой стороны — не могут рекомбинировать вследствие наличия барьера между локализованными и зонными состояниями.

Таким образом, пространственное распределение дозы ИК-излучения (т. е. произведения интенсивности излучения на время экспозиции) однозначно отображается в пространственном распределении концентрации свободных долгоживущих неравновесных носителей заряда. Другими словами, оказывается возможным построить "непрерывную" фокальную матрицу, в которой сигнал интегрируется в каждом эффективном элементе. Геометрический шум в такой матрице, связанный с неоднородностью параметров отдельных элементов, должен быть минимальным в связи с высокой пространственной однородностью сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ со стабилизированным уровнем Ферми.

Считывание информации с такой матрицы является отдельной проблемой. Возможность, предлагаемая в работе [18], представляется наиболее перспективной.

Рассмотрим достаточно узкий образец $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, на одну из плоскостей которого нанесен полупрозрачный электрод (рис. 4). Исследуемый поток ИК-излучения попадает на образец слева. На противоположную плоскость образца наносится тонкий буферный слой BaF_2 для согласования периода решетки и тонкий слой кремния или другого относительно широкозонного полупроводникового материала. Затем наносится второй полупрозрачный электрод. Если локально освещать получившуюся структуру коротковолновым лазером с правой стороны (см. рис. 4), то оказывается возможным создать в пятне лазера высокопроводящую область в широкозонном полупроводнике. Если теперь приложить напряжение между электродами, то ток в такой системе будет определяться проводимостью слоя $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в области пятна лазера, поскольку эффективная толщина полупроводникового широкозонного полупроводника будет существенно меньше в этой области. Использование этой идеи может, кроме того, существенно понизить темновой ток в такой структуре по сравнению с измерением проводимости слоя $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Если скорость рекомбинации в широкозонном полупроводнике достаточно высока, то картина распределения концентрации свободных носителей заряда в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ может быть реконструирована просто с помощью сканирования лазерного пуч-

ка по поверхности образца и измерения соответствующего тока в структуре.

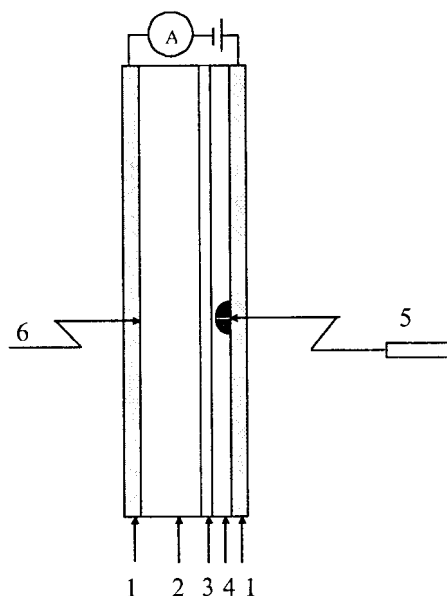


Рис. 4. Устройство для считывания информации с "непрерывной" фокальной матрицы на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [18]: 1 — полупрозрачный электрод; 2 — активный слой $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$; 3 — буферный слой BaF_2 ; 4 — слой кремния (или другого относительно широкозонного полупроводника); 5 — коротковолновый лазер; 6 — исследуемый поток ИК-излучения

Радиационная стойкость

Высокая радиационная стойкость — еще одно важное достоинство фотоприемников на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, что является следствием высокой плотности примесных состояний, стабилизирующих уровень Ферми ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$). До тех пор пока количество дефектов, обусловленных жестким излучением, меньше концентрации примеси в кристалле, уровень Ферми остается стабилизированным, и фотоэлектрические свойства образца также не меняются. Облучение быстрыми электронами с энергией 5 кэВ с дозами до 10^{17} – 10^{18} см^{-2} не приводит к каким-либо изменениям в величине фотоотклика образца [20]. Указанная доза жесткого излучения по меньшей мере на четыре порядка превышает предельно допустимую дозу для других чувствительных ИК-фотоприемников на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$, примесного Ge и Si.

Заключение

Применение сплавов на основе теллурида свинца, легированных элементами III группы, в качестве базовых элементов чувствительных ИК-фотоприемных систем может существенно увеличить возможности получаемых приборов.

Рассматриваемые материалы обладают рядом уникальных свойств, а именно:

- внутреннее интегрирование падающего светового потока;
- возможность быстрого и эффективного гашения накопленного сигнала;
- высокая квантовая эффективность и возможность ее увеличения до 10^2 с помощью СВЧ-импульсов;
- возможность создания "непрерывной" матрицы ИК-изображения;
- возможность использования нового способа считывания информации с такой матрицы;
- высокая радиационная стойкость.

Отмеченные свойства позволяют фотоприемникам на базе легированных сплавов теллурида свинца успешно конкурировать с наиболее совершенными аналогами. Преимущества рассматриваемых материалов наиболее полно должны проявляться при работе в составе систем космического базирования, т. е. в условиях слабого сигнала и низкого фона, в присутствии жесткого излучения. Такие условия реализуются, в частности, в ИК-телескопах космического базирования.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 04-02-16497; 02-02-17057; 02-02-08083; ИИТАС 2001-0184, NATO Collaborative Linkage Grant.

Литература

1. Wolf J., Lemke D.// Infrared Phys. 1985. V. 25. P. 327.
2. Haller E. E., Hueschen M. R., Richards P. L.// Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 495.
3. Кайданов В. И., Мельник Р. Б., Черник И. А.// ФТП. 1973. Т. 7. С. 759.
4. Бушмарина Г. С., Грузинов Б. Г., Драбкин И. А., Лев Е. Я., Нельсон Н. В.// Там же. 1977. Т. 11. С. 1874.
5. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Курбанов К. Р., Рябова Л. И., Хасанов А. Т., Хохлов Д. Р.// Там же. 1983. Т. 17. С. 1604.
6. Акимов Б. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М., Яценко О. Б.// Там же. 1979. Т. 13. С. 752.
7. Pankratov O. A., Volkov B. A.// Sov. Scientific Reviews A (Physics). 1987. V. 9. P. 355.
8. Казан Ю. М., Кикоин К. А.// Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 367.
9. Литвинов В. И., Товстюк К. Д.// ФТТ. 1982. Т. 24. С. 896.
10. Белогорохов А. И., Волков Б. А., Иванчик И. И., Хохлов Д. Р.// Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 178.
11. Акимов Б. А., Албул А. В., Никорич А. В., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р.// ФТП. 1984. Т. 18. С. 1778.
12. Akimov B. A., Brandt N. B., Klimonskiy S. O., Ryabova L. I., Khokhlov D. R.// Phys. Lett. A. 1982. V. 88A. P. 483.
13. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Хохлов Д. Р., Чесноков С. Н.// Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 14. С. 731.
14. Akimov B. A., Khokhlov D. R.// Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. S349.
15. Белогорохов А. И., Иванчик И. И., Пономарев С. В., Слынько Е. И., Хохлов Д. Р.// Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. С. 342.
16. Khokhlov D. R., Ivanchik I. I., Raines S. N., Watson D. M., Pipher J. L.// Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 2835.
17. Кристовский К. Г., Кожанов А. Е., Долженко Д. Е., Иванчик И. И., Watson D., Хохлов Д. Р.// ФТТ. 2004. Т. 46. С. 123.
18. Chesnokov S. N., Dolzhenko D. E., Ivanchik I. I., Khokhlov D. R.// Infrared Phys. 1994. V. 35. P. 23.
19. Akimov B. A., Brandt N. B., Chesnokov S. N., Egorov K. N., Khokhlov D. R.// Solid State Commun. 1988. V. 66. P. 811.
20. Скупетров Е. П., Некрасова А. Н., Хорощ А. Г.// ФТП. 1994. Т. 28. С. 815.

Статья поступила в редакцию 10 октября 2004 г.

New type of materials for high-performance infrared photodetectors

*B. A. Akimov, N. B. Brandt, L. I. Ryabova, D. R. Khokhlov
M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

The paper presents basic properties of doped lead telluride-based alloys. These properties make possible development of the high-performance photonic detectors of radiation in the far-infrared and submillimeter wavelength range. It is demonstrated that these properties allow to construct photodetectors with parameters substantially exceeding those of the state of the art analogs.