

УДК 621.373

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТИПНЫХ $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ С РЕЗКОЙ И ПЛАВНОЙ ГРАНИЦЕЙ ПЕРЕХОДА

А.Г.АЛЕКСАНИЯН, К.Э.АВДЖЯН, Р.К.КАЗАРЯН, Л.А.МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 22 января 1996г.)

Исследованы спектральные характеристики изотипных $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ гетеропереходов (ГП) с резкой и плавной границей перехода. Для ГП с резкой границей перехода фотонапряжение изменяет знак при определенной длине волны падающего излучения, которая зависит от приложенного напряжения. Для ГП с плавной границей этого не происходит, а ширина спектра фоточувствительности значительно сужена и смещена в длинноволновую область. Полученные результаты использованы для расчета инфракрасного пирометра.

В последние годы благодаря успехам полупроводниковой технологии значительно активизировались работы по созданию и исследованию многослойных структур со слоями субмикронной толщины. Хорошо известно, что при решении разного рода прикладных задач учитывается граница раздела ГП, играющая решающую роль при переходе к малым размерам изделий микроэлектроники. Например, при создании инжекционных полупроводниковых приборов на основе ГП важным является соответствие параметров решеток. При создании другого класса полупроводниковых приборов (фотоприемники, пирометры с нулевой индикацией) такой жесткий фактор не ставится, в случае же пирометра с нулевой индикацией неидеальность ГП необходима.

В данной работе показано, что ГП на основе рассогласованных (14%) по параметру решеток полупроводниковых соединений InSb и GaAs , полученные методом лазерно-импульсного осаждения (ЛИО), в зависимости от технологического режима их получения могут быть использованы как в качестве приемника излучения с нулевым индикатором, так и в инжекционных приборах [1].

Метод ЛИО здесь использован ввиду ряда преимуществ, например, таких, как конгруэнтность осаждения, низкотемпературный рост. Установка для получения ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ состояла из оптического квантового генератора (ОКГ, стекло с Nd^{3+}), работающего в режиме модулированной добротности (длительность импульса 30 нс, энергия в импульсе 1 Дж, интенсивность в зоне облучения мишени $\sim 10^8$ Вт/см²) и вакуумной камеры с остаточным давлением газов $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.

Режим модулированной добротности ОКГ был выбран исходя из того, что в данном режиме ориентированный рост слоев происходит при более низких температурах, что снижает вероятность взаимной диффузии материалов подложки и слоя.

При получении ГП в качестве подложек использованы полированные кристаллические пластины $n\text{InSb}$ марки ПСИ-680-560, а в качестве мишени - таблетки из $n\text{GaAs}$ марки АГЧТ 3-17. Слои $n\text{GaAs}$ толщиной 0,3 мкм осаждены в вакууме 10^{-6} мм рт. ст. при температуре роста 300-350°C. За каждый испаряющий импульс осаждался слой толщиной 6-8 Å. Тыловой контакт к подложке $n\text{InSb}$ был изготовлен из In с защитным слоем Ag и отожжен во время нанесения слоя GaAs. Изготовленные фотодиодные структуры имели освещаемую поверхность 4 x 4 мм².

Спектральная зависимость фотоотклика ГП (ГП освещался со стороны широкозонного GaAs) была получена на спектрометре ИКС-21 при температуре $T = 120\text{K}$.

Известно, что неидеальные ГП (к этому классу относится и исследуемый нами ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$) на границе раздела содержат большое число состояний, зависящее от рассогласования решеток, что сильно влияет на фотоэлектрические свойства ГП. Теоретические расчеты [2] указывают на возможность изменения знака фотоотклика на спектральной кривой. Среди изотипных неидеальных ГП наиболее изучены системы $n\text{Ge}-n\text{Si}$, $n\text{Si}-n\text{CdS}$, $n\text{Ge}-n\text{CdSe}$. Во всех приведенных случаях имеет место изменение знака фотоотклика соответс. лно при $\lambda=1,2; 1,8; 0,53; 1,5-1,6$ мкм в зависимости от приложенного напряжения. На рис.1 приведены спектры фотоотклика полученного нами ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ при различных смещениях.

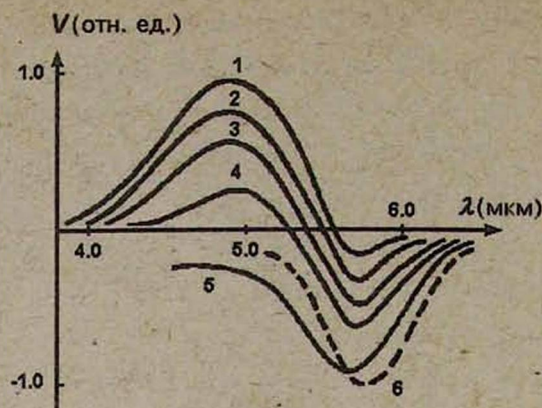


Рис.1. Спектральная зависимость относительной фоточувствительности ГП $n\text{InSb-nGaAs}$ при различных смещениях: 1) $V = 0$; 2) $V = 25$ мВ; 3) $V = 50$ мВ; 4) $V = 75$ мВ; 5) $V = 150$ мВ; 6) $n\text{InSb-InGaAsSb}$ ГП с переходной областью при $V = 0$ (пунктирная линия).

Как видно, в области фундаментального поглощения InSb при смещениях от нуля до 75 мВ наблюдается изменение знака фотоотклика, что, как уже было отмечено выше, связано с состояниями на границе ГП, возникающими из-за рассогласования решеток.

Полученный нами ГП $n\text{InSb-nGaAs}$, как будет показано ниже, может работать как нулевой индикатор длины волны и пирометр в диапазоне 5,3-5,5 мкм.

Следует отметить, что на неидеальном ГП $n\text{InSb-nGaAs}$ и в данном диапазоне длин волн подобное явление наблюдается впервые [1]. Это связано с тем, что при увеличении рассогласования параметров решеток ориентированный рост пленок затрудняется и получение резких по границе кристаллических ГП $n\text{InSb-nGaAs}$ обычными методами практически невозможно.

Как уже было отмечено выше, при изготовлении инжекционных полупроводниковых приборов на ГП выбираются почти идеальные по параметру решетки пары, что резко сужает класс используемых полупроводников. Снизить несоответствие решеток можно, используя переходную область (ПО), состоящую из полупроводниковых слоев с постепенно изменяющейся постоянной решетки. В [3] было отмечено, что использование ПО, состоящей из ультратонких слоев четырех-

компонентного твердого раствора $(\text{GaAs})_x(\text{InSb})_{1-x}$ должно уменьшить число состояний на границе ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$.

Технология получения слоев $(\text{GaAs})_x(\text{InSb})_{1-x}$ описана в [4]. Состав полученных слоев $(\text{GaAs})_x(\text{InSb})_{1-x}$ регулировался соотношением конденсирующихся потоков InSb и GaAs . В едином технологическом цикле на подложке $n\text{InSb}$ при температуре роста в интервале $T=280+300^\circ\text{C}$ в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. была нанесена ПО, содержащая три чередующихся слоя $(\text{GaAs})_x(\text{InSb})_{1-x}$ различного состава: 1 - $(\text{GaAs})_{0,22}(\text{InSb})_{0,72}$ с параметром решетки $d=6,26 \text{ \AA}$; 2 - $(\text{GaAs})_{0,47}(\text{InSb})_{0,53}$ с $d=6,1 \text{ \AA}$; 3 - $(\text{GaAs})_{0,79}(\text{InSb})_{0,21}$ с $d=5,83 \text{ \AA}$ с общей толщиной $150 \text{ \AA}$. После роста слоя ПО был наращен слой GaAs с толщиной $0,3 \text{ мкм}$. На рис.1 приведен спектр фотоотклика ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ с переходной областью при нулевом смещении. Для сравнения на том же рисунке приведен спектр фотоотклика ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ без переходной области при нулевом смещении. Как видно из рис.1, в исследуемом диапазоне длин волн изменение знака фотоотклика не наблюдается. Изменение знака фотоотклика не наблюдалось и при различных приложенных смещениях. Тот факт, что у ГП с ПО знак фотоотклика не меняется в зависимости от длины волны и смещения, указывает на уменьшение числа состояний на границе раздела ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ с ПО, что в конечном итоге даст возможность использования данного ГП в инжекционных полупроводниковых приборах.

Для объяснения спектральной зависимости фотонапряжения на ГП будем исходить из диаграммы энергетических зон $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$. (см. рис.2) согласно туннельной модели типа модели Ван-Рювена [5]. В этой модели граница раздела рассматривается в виде двух поверхностей полупроводников, разделенных в пространстве, причем, каждая со своими собственными состояниями, имеющими близкие энергии и действующими как центры с большим сечением захвата. Из-за большого числа частично заполненных состояний, которые придают поверхности металлический характер, представим, что полупроводниковый ГП состоит из трех отдельных переходов: барьер Шоттки между первым InSb полупроводником и его собственной металлоподобной поверхностью, барьер Шоттки между металлоподобной поверхностью второго полупроводника GaAs и им самим и металлический контакт между двумя

плоскостями поверхностных состояний.

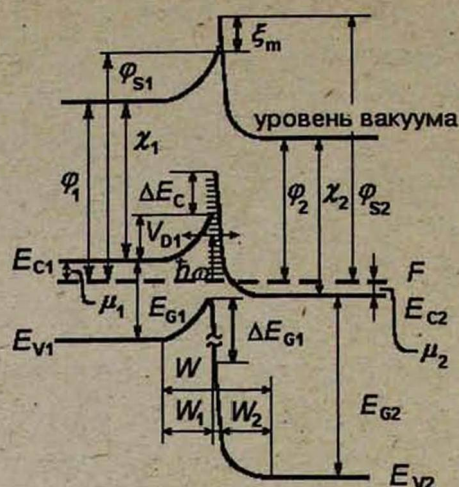


Рис.2. Энергетическая диаграмма резкого изотипного ГП nInSb-nGaAs.

Фотоэлектрические свойства такого гетероперехода проанализируем для двух диодов Шоттки с помощью соотношений, связывающих ток и напряжение.

Излучение на ГП падает со стороны широкозонного полупроводника nGaAs и может меняться в области длин волн 3,5 - 6,5 мкм.

В рассматриваемой частотной области вклад в фототок дает фотоэмиссия электронов из поверхностных состояний nInSb и nGaAs, валентной зоны узкозонного полупроводника nInSb и из свободных состояний зоны проводимости nInSb. Тогда соотношения, связывающие ток и напряжение, можно представить в виде:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{S1} [\exp(A_1 V_1) - 1] - I_{R1}, \\ I_2 &= I_{S2} [\exp(-A_2 V_2) - 1] + I_{R2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где I_{R1} , I_{R2} - плотности фототоков через диоды Шоттки 1 и 2; $I_{S1} [\exp(A_1 V_1) - 1]$ и $I_{S2} [\exp(A_2 V_2) - 1]$ - плотности темновых токов основных носителей через диоды 1 и 2, когда к гетеропереходу приложено напряжение $V = V_1 + V_2$, причем плюс приложен к GaAs (обратное смещение). Из (1) при малых фотосигналах, когда $I_{R1} / I_{S1} \ll 1$ и $I_{R2} / I_{S2} \ll 1$, для фотонапряжения $V_{\text{фх}}$ получим:

$$V_{xx} = \frac{I_{R1}}{A_1 I_{S1}} - \frac{I_{R2}}{A_2 I_{S2}} \quad (2)$$

Поскольку I_{R1} , I_{R2} сильно зависят от энергии квантов падающего излучения, приложенного смещения и от параметров, характеризующих барьеры, то из (2) следует, что V_{xx} может менять знак в зависимости от частоты падающего излучения, а сама частота при которой фотонапряжение меняет знак, зависит от приложенного к ГП напряжения.

Поскольку толщина барьера в nGaAs ($n_1 = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) много меньше, чем толщина барьера в nInSb ($n_2 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), то при прочих равных условиях туннельный поток при фотовозбуждении приповерхностных состояний в направлении nGaAs будет больше, чем туннельный поток фотоэлектронов из приповерхностных состояний в сторону nInSb, пока частота падающего излучения такова, что она вызывает переходы электронов с уровня Ферми приграничных состояний на энергетические уровни, расположенные под барьером V_{01} . Будем считать, что поток электронов nGaAs дает отрицательный фотосигнал, а nInSb - положительный фотосигнал. Отрицательный фотосигнал в области энергий фотона, меньшей ширины запрещенной зоны InSb, формируется потоком фотоэлектронов, рожденных на поверхностных уровнях широкозонного полупроводника nGaAs, туннелирующих сквозь барьер между поверхностью nGaAs и его объемом. Для этих же энергий фотона туннелирование через барьер в InSb мало, поскольку ширина объемного заряда в nInSb значительно (на порядок) больше, чем в nGaAs. С ростом энергии фотона для рожденных на поверхностных уровнях InSb электронов барьер и его ширина уменьшаются и туннелирование электронов в объем InSb возрастает. При энергиях фотона, когда рожденные электроны оказываются над барьером InSb, поток диффундирующих электронов резко возрастает и приводит к формированию максимального сигнала в отрицательной области фотосигнала. Одновременно растет и поток электронов в GaAs, но скорость его роста в InSb больше. С ростом энергии фотона отрицательный фотосигнал уменьшается и обращается в нуль, когда энергия фотона такова, что начинаются межзонные переходы в InSb, увеличивая поток электронов в nInSb. С дальнейшим ростом энергии

фотона фотосигнал становится положительным и возрастает из-за роста коэффициента поглощения в InSb, а, следовательно, и увеличения плотности электронного потока в InSb; при этом электроны оказываются под барьером в InSb, а дырки скатываются в приграничную "ямку" валентной зоны. Отметим, что одновременно идет и поглощение на поверхностных уровнях GaAs и их туннелирование в GaAs. Поток электронов здесь также возрастает из-за уменьшения ширины и высоты барьера, но остается малым по сравнению с потоком в InSb, поскольку коэффициент поглощения в InSb значительно больше, чем коэффициент поглощения на поверхностных состояниях GaAs.

В области еще больших энергий фотона, когда скорость роста коэффициента поглощения уменьшается (возбуждение InSb идет практически у поверхности, $l \sim k^{-1} \sim 10^{-4}$ см, что значительно меньше области объемного заряда InSb), а туннелирование в GaAs продолжает расти, при энергиях $\hbar\omega = 0,225$ эВ начинает формироваться максимум положительного сигнала, и дальнейший рост энергии фотона приводит к уменьшению положительного фотосигнала.

Пусть теперь к ГП приложено внешнее напряжение $V = V_1 + V_2$ ($\leftrightarrow$ приложен к GaAs, обратное смещение). Здесь V_1 и V_2 — части приложенного напряжения, приходящиеся на полупроводники InSb и GaAs соответственно.

Напряжение V_1 уменьшает величину барьера InSb, поднимая край зоны к вершине барьера, а V_2 увеличивает величину барьера в GaAs. Для фиксированной энергии фотона в области за краем фундаментального поглощения InSb фотоэлектрон оказывается под барьером в запрещенной зоне, а ширина барьера в GaAs на этом уровне увеличивается, уменьшая поток электронов из GaAs к поверхности.

Легко видеть, что для всех частот излучения отрицательный фотосигнал при обратном смещении возрастает, а положительный — убывает. Так, например, для энергии фотонов, меньшей ширины запрещенной зоны, приложенное смещение увеличивает результирующий поток электронов в GaAs и уменьшает в InSb. Отрицательный фотосигнал возрастает с ростом энергии фотона быстрее, чем без смещения. Когда энергия фотона становится такой, что электроны, рожденные у

поверхности InSb, оказываются над барьером, формируется максимум отрицательного фотосигнала.

Поскольку максимальное значение отрицательного фотосигнала возрастает с полем, то обращение в нуль и изменение знака фотосигнала с ростом энергии фотона требует большого коэффициента поглощения. Поэтому энергия фотона, при которой значение фотосигнала обращается в нуль, смещается в сторону больших энергий. С дальнейшим ростом энергии фотона положительный фотосигнал возрастает, но так как это происходит на фоне большего, чем в отсутствие смещения, отрицательного сигнала, то максимальное значение положительного фотосигнала уменьшается, и с ростом энергии положительный фотосигнал начинает уменьшаться.

С ростом приложенного смещения, когда V_1 таково, что барьер V_{D1} полностью снимается полем, положительный сигнал исчезает.

Таким образом, с приложением внешнего обратного смещения максимальное значение отрицательного фотосигнала возрастает, а положительного — уменьшается. Длина волны λ_0 , при которой фотосигнал обращается в нуль, смещается в коротковолновую сторону и линейно зависит от величины приложенного напряжения. Максимальные значения отрицательного и положительного фотосигналов (имеющие тенденцию смещения в сторону больших энергий) в пределах ошибок эксперимента сохраняются при тех же значениях энергии фотона и лишь при больших значениях $V \geq V_{D1}$, при которых исчезает положительный фотосигнал, максимальное значение отрицательного фотосигнала смещается в коротковолновую сторону.

На рис.1 пунктирной линией приведен результат спектральной зависимости фотосигнала для ГП с переходной областью. Как видно из рис.1, фотонапряжение не изменяет знака, оставаясь отрицательным при всех смещениях, а край появления фотонапряжения смещается в длинноволновую область. Поскольку переходная область ГП уменьшает различие постоянных решеток от слоя к слою, то, следовательно, уменьшается и число состояний на границе раздела, а это приводит к изменению энергетической диаграммы ГП, которая уже имеет вид, показанный на рис.3. В этом случае из-за большого легирования GaAs и

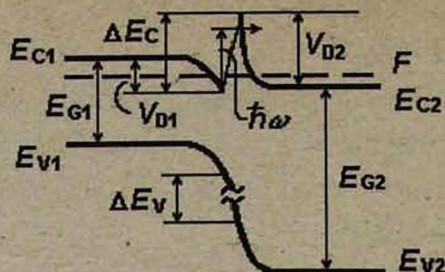


Рис.3. Энергетическая диаграмма изотипного ГП $n\text{InSb-InGaAsSb-}n\text{GaAs}$.

малой величины электронного сродства по сравнению $n\text{InSb}$, электроны диффундируют в $n\text{InSb}$ и на стороне GaAs образуется положительный объемный заряд, а в InSb - обогащенный электронами слой, который приводит к изгибу зон InSb вниз и образованию квантовой ямы на границе ГП $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$. Поэтому в случае ГП с переходной областью происходит радикальное изменение энергетической диаграммы и, как следствие, механизма возникновения фотонапряжения и ее спектральной зависимости. Здесь фотоны поглощаются электронами, находящимися на квантовом уровне, последние переходят в свободные состояния InSb , откуда и туннелируют в GaAs , осуществляя разделение зарядов и появление фотонапряжения. С ростом энергии фотона как коэффициент поглощения, так и вероятность туннелирования растут, поэтому возрастает и фотосигнал. Этот рост происходит до тех пор, пока коэффициент поглощения растет. Когда энергия фотона становится такой, что соответствующий ему импульс рожденного электрона становится равным и больше неопределенности импульса локализованного электрона, коэффициент поглощения начинает уменьшаться. Именно при этих значениях энергии фотона начинает формироваться максимум фотосигнала и при дальнейшем увеличении энергии фотона фотосигнал уменьшается. Легко видеть, что в этом случае, как показано на рис.1, спектральная ширина линии фотосигнала значительно сужена и лежит своей длинноволновой частью за краем поглощения InSb . Таким образом, переходная область ГП изменяет энергетическую диаграмму ГП, механизм поглощения и разделения зарядов.

Ниже остановимся на возможности создания инфракрасного

пирометра.

Как было отмечено выше, при освещении фоточувствительного полупроводникового гетероперехода с двойным обеднением возникает фотонапряжение, знак которого зависит от длины волны падающего излучения как при нулевом смещении, так и при смещениях в обратном направлении, т.е. когда плюс приложен к GaAs. При этом наблюдается сильная зависимость фоточувствительности и длины волны, на которой имеет место изменение знака, от величины смещения. Эта зависимость фотовольтаических свойств $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ гетероперехода от смещения здесь будет использована для расчета пирометра с нулевой индикацией. Принцип работы пирометра заключается в том, что, когда на гетеропереход $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ падает излучение от абсолютно черного тела со стороны широкозонного GaAs, существует единственное напряжение, при котором фотонапряжение обращается в нуль. Поскольку спектральное распределение излучения, падающего на гетеропереход, зависит от температуры абсолютно черного тела, напряжение смещения может быть калибровано непосредственно в значениях температуры.

Для описания работы пирометра представим кривую фоточувствительности в зависимости от длины λ и напряжения V в виде

$$v = A(V) \sin \frac{2\pi\lambda}{\Delta\lambda} + B(V). \quad (3)$$

Для области длин волн между

$$\lambda_1 = \frac{\Delta\lambda_1}{2\pi} \left[(-1)^n \arcsin \left(-\frac{B_1}{A_1} \right) + \pi n \right]$$

и λ_0 $v(\lambda_1, V) \geq 0$ и $v \leq 0$ для $[\lambda_0, \lambda_2]$, где

$$\lambda_2 = \frac{\Delta\lambda_2}{2\pi} \left[(-1)^n \arcsin \left(-\frac{B_2}{A_2} \right) + \pi n \right].$$

Лучшая аппроксимация получается, когда

$$\left. \begin{aligned} A_1(V) &= 9.45V - 1.23 \\ B_1(V) &= -0.33V - 0.28 \\ \Delta\lambda_1 &= 2.8 \text{ мкм} \end{aligned} \right\} v \geq 0, \quad \left. \begin{aligned} A_2(V) &= 26.4V - 3.58 \\ B_2(V) &= -32V + 3.36 \\ \Delta\lambda_2 &= 2.53 \text{ мкм} \end{aligned} \right\} v \leq 0.$$

Спектр излучения абсолютно черного тела, как известно, определяется законом Планка

$$f(\lambda, T) = \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где $h=6.6 \cdot 10^{-34}$ Джс, $c=3 \cdot 10^{10}$ см/сек, $k=1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, λ – длина волны излучения, T – температура абсолютно черного тела.

Для среднего значения фотонапряжения можно записать

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \nu(\lambda, V) f(\lambda, T) d\lambda. \quad (5)$$

Разбивая интеграл (5) на два с промежуточной точкой $\lambda_0(V)$, где фотонапряжение обращается в нуль, и применяя метод Лапласа [6] для оценки интеграла в каждой области $[\lambda_1, \lambda_0]$ и $[\lambda_0, \lambda_2]$, получим:

$$\begin{aligned} \bar{\nu} = & -\frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(1 - \frac{B_1(V)}{A_1(V)} \right)^{3/2} A_1(V) f(\lambda_{m1}, T) + \\ & + \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda \sqrt{2\pi}} \left(1 + \frac{B_2(V)}{A_2(V)} \right)^{3/2} A_2(V) f(\lambda_{m2}, T). \end{aligned} \quad (6)$$

Связь между температурой абсолютно черного тела и приложенным к ГП напряжением находим из (6) при условии $\bar{\nu} = 0$.

В результате имеем:

$$\frac{9}{7} \frac{A_1(V)}{A_2(V)} \left(\frac{1 - \frac{B_1(V)}{A_1(V)}}{1 + \frac{B_2(V)}{A_2(V)}} \right)^{3/2} = \left(\frac{\lambda_{m1}}{\lambda_{m2}} \right)^4 \frac{\exp\left(\frac{t}{\lambda_{m1}T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{t}{\lambda_{m2}T}\right) - 1}, \quad (7)$$

где

$$\lambda_{m1} = \frac{7}{4} \Delta\lambda_1, \quad \lambda_{m2} = \frac{9}{4} \Delta\lambda_2, \quad \lambda_0 = \frac{\Delta\lambda_{1,2}}{2\pi} \left[\arcsin\left(-\frac{B_{1,2}}{A_{1,2}}\right) + 4\pi \right], \quad t = \frac{hc}{k}.$$

Левая часть равенства (7) зависит от V , а правая часть – от температуры T . Графики этих функций и графическое решение зависимости V от T приведены на рис.4.

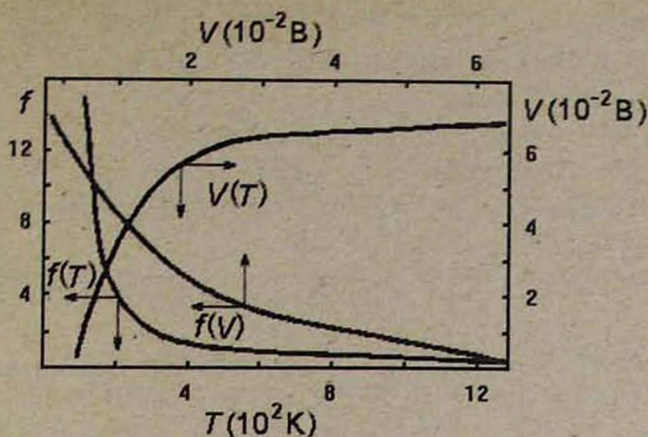


Рис.4. График зависимостей $f(V)$, $f(T)$ и $V(T)$ согласно (7).

В области линейной чувствительности прибора

$$\frac{dV}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\Delta\lambda} \frac{\left[1 - \left(\frac{B_1}{A_1}\right)^2\right]^{1/2}}{(-0,328A_1 - 9,45B_1)} A_1^2$$

не зависит от λ , и $\lambda_0(V)$ есть линейная функция V , а

$$\frac{dV}{d\lambda} = 0,387 \text{ В/мкм.}$$

Таким образом, при освещении гетероперехода $n\text{InSb}-n\text{GaAs}$ генерируются два фототока противоположного направления, в результате чего при определенной длине волны общий фототок обращается в нуль. Расчеты показывают, что прибор может служить нуль-частотомером в области $(0,238-0,217)$ эВ с чувствительностью нулевой точки в линейной области, равной $0,387$ В/мкм, и инфракрасным пирометром с чувствительностью $0,5$ мВ/град при $(110-200)\text{К}$; $0,11$ мВ/град при 300К ; 40 мкВ/град при $T = 500\text{К}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Э.Авджян, А.Г.Алексанян, Р.К.Казарян. I Всесоюзная конференция "Физические основы твердотельной электроники", Ленинград, том А, с. 160-161, 1989.
2. А.Милнс, Д.Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник.

М., Мир, 1975.

3. А.Г.Алексанян, Р.К.Казарян, Л.А.Матевосян. Электронная промышленность, I, 55 (1982).

4. К.Э.Авджян, А.Г.Алексанян, Р.К.Казарян, Л.А.Матевосян, Г.Э.Мирзабекян. Квантовая электроника, 15, 181 (1988).

5. Б.Л.Шарма, Р.К.Пурохит. Полупроводниковые гетеропереходы. М., Советское радио, 1979.

6. М.А.Евграфов. Асимптотические оценки и целые функции. М., ГИФМЛ, 1962.

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF ISOTYPE $n\text{InSb-nGaAs}$ HETEROJUNCTIONS WITH DISTINCT OR SMOOTH INTERFACE

A.G. ALEXANIAN, K.E. AVDJIAN, R.K. KAZARIAN, and L.A. MATEVOSSIAN

Spectral characteristics of isotype $n\text{InSb-nGaAs}$ heterojunctions (Hjs) having either a distinct or smooth transition boundary are considered in the paper. Photovoltaic characteristic of the sharp-boundary Hjs reverses its sign at a certain wavelength of the incident radiation. The wavelength value depends on the applied voltage. No such phenomenon was observed in Hjs with smooth boundary, while their photo-sensitivity spectrum was significantly narrower and shifted to shorter wavelengths. The obtained results are used in the design of infrared pirometers.

ԿՏՐՈՒԿ ԵՎ ՍԱՀՈՒՆ ՍԱՀՄԱՆՈՎ $n\text{InSb-nGaAs}$ ՆՈՒՅՆԱՏԻՊ
ՀԵՏԵՐՈՍՏՈՒՄՆԵՐԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.Գ.ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Կ.Է.ԱՎԺՅԱՆ, Ռ.Դ.ԿԱԶԱՐՅԱՆ, Լ.Ա.ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված են կտրուկ և սահուն սահմանային անցումով $n\text{InSb-nGaAs}$ նույնատիպ հետերաանցումների (ՀԱ) սպեկտրալ բնութագրերը: Կտրուկ սահմանով ՀԱ համար ֆոտովոլտաժ փոխում է նշանը ընկնող ճառագայթման ալիքի երկարության որոշակի արժեքի դեպքում, որը կախված է կիրառված լարումից: Սահուն սահմանով ՀԱ համար դա տեղի չի ունենում: Այս դեպքում ֆոտոզգայնության սպեկտրի լայնությունը զգալիորեն նեղանում է և շեղվում դեպի երկարալիքային տիրույթը: Մտացված արդյունքները օգտագործված են ինֆրակարմիր պիրոմետրի հաշվարկի համար: