

ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x = 0-0,05$)

К. В. Вяткин, А. П. Шотов

УДК 537.311.33; 621.375.826

По положению интерференционных максимумов в спектрах пропускания тонких эпитаксиальных пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x = 0-0,05$) измерен показатель преломления в области длин волн от 5 до 14 мкм при 80 и 300 К. Оценена величина его скачка на границе активного слоя в гетеролазере и в лазере с градиентом концентрации носителей. Вычислена скорость плавной температурной перестройки мод лазера.

Измерение величины показателя преломления полупроводников $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ представляет большой интерес, в частности, в связи с их применением для изготовления инжекционных лазеров /1-4/. Величина показателя преломления n и зависимость его от длины волны, концентрации носителей, состава полупроводника x необходимы для оценки скачка показателя преломления Δn на границе активного и пассивного слоев в лазерных структурах. Особый интерес представляет нелинейный участок дисперсии $n(\lambda)$ вблизи длины волны λ_g , соответствующей ширине запрещенной зоны, так как им определяется расстояние между модами генерируемого лазером излучения.

Условие возбуждения продольных типов колебаний в инжекционном лазере с резонатором типа Фабри-Перо выражается известной формулой

$$2nL = m\lambda_m, \quad (I)$$

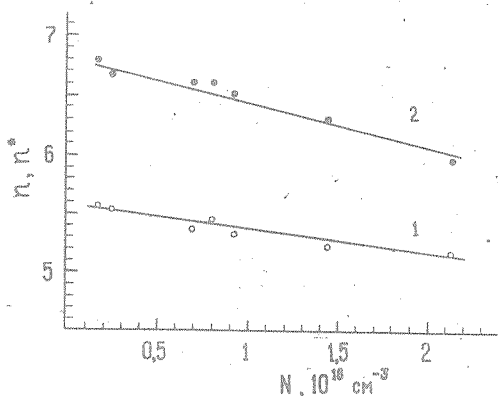
где L — длина резонатора, λ_m — длина волны излучения m -ой моды, а расстояние между двумя соседними модами равно

$$\Delta\lambda = \lambda_{m+1} - \lambda_m = \lambda^2 / 2 \ln n^*$$

где $n^* = n - (dn/d\lambda)\lambda$ — эффективный показатель преломления. По модовой структуре лазера можно определить эффективный показатель преломления n^* на длине волны излучения, однако для характеристики активного слоя необходимо знать из независимых измерений величину $n(\lambda)$.

В данной работе показатель преломления определялся по положению интерференционных максимумов в спектрах пропускания тонких эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xSe$ в области длин волн от 5 до 14 мкм при температуре 80 и 300 К. Метод определения n из спектров пропускания был описан ранее /5/. По наклону дисперсионной кривой $n(\lambda)$ вблизи λ_g находились величина $dn/d\lambda$ и эффективный показатель преломления.

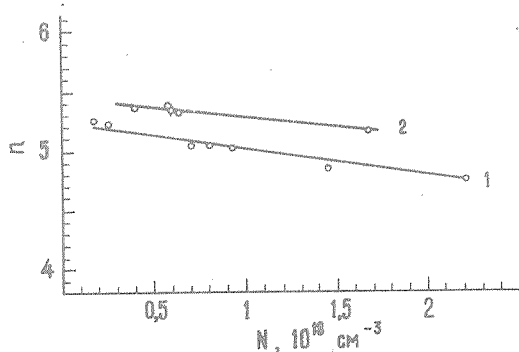
Эпитаксиальные пленки $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0$; $x = 0,05$) толщиной 2 ± 8 мкм были выращены методом "горячей стенки" /6,7/ на подложках из VaF_2 и имели высокую подвижность $\mu_{77K} = (1 \div 3) \cdot 10^4$ см²/В·с при концентрации носителей $N = 2 \cdot 10^{17} \div 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³.



Р и с. 1. Зависимость показателя преломления (1) и эффективного показателя преломления (2) $PbSe$ от концентрации носителей заряда при 80 К на длине волны 7,2 мкм.

На рис. 1 представлена зависимость n и n^* от концентрации носителей для PbSe при 80 К для длины волны, соответствующей ширине запрещенной зоны PbSe. Эффективный показатель преломления n^* достигает значений 6 + 6,8 и существенно превосходит n , вследствие сильной дисперсии вблизи края собственного поглощения.

Показатель преломления n растет с уменьшением концентрации носителей заряда. Это позволяет реализовать оптическое ограничение в лазерных гомоструктурах с резким градиентом концентрации носителей заряда. Так, например, на границе двух слоев PbSe с концентрациями носителей $2 \cdot 10^{18}$ и $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ скачок показателя преломления составляет 0,2 т.е. ~ 4%.



Р и с. 2. Зависимость показателя преломления от концентрации носителей при 80 К на длине волны 10,8 мкм для PbSe (1) и $\text{Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$ (2)

Полученные данные позволяют также оценить скачок показателя преломления на гетерогранице. На рис. 2 представлена зависимость показателя преломления от концентрации носителей для PbSe и $\text{Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$ при 80 К на длине волны, соответствующей ширине запрещенной зоны. Скачок показателя преломления на гетерогранице зависит от концентрации носителей в обоих полупроводниках. В случае, когда концентрации носителей в активном узкозонном слое меньше или равна концентрации носителей в пассивном широкозонном слое, скачок показателя преломления может

составлять от 0,2 (оба слоя с малой концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) до 0,5 (узкий слой с малой концентрацией, а пассивный слой с $N \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Таким образом, в лазерах на основе полупроводников $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ реализуется эффективное оптическое ограничение как в гетероструктурах, так и в структурах со скачком концентрации носителей. В обоих случаях Δn значительно превосходит скачок показателя преломления в диффузионных гомолазерах, составляющий приблизительно 0,02%.

Если считать, что n линейно зависит от температуры в области от 80 до 300 К, то можно оценить скорость перестройки частоты излучения ν_m отдельных мод лазера (плавной перестройки) при изменении температуры. Для перестройки отдельных мод лазера при изменении температуры имеем из (1)

$$\frac{d\nu_m}{dT} = -\frac{\nu_m}{n} \left[\frac{dn}{dT} + n \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right]. \quad (2)$$

Из оптических измерений для $\text{Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$ $dn/dT \approx -1 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$. Второе слагаемое в скобках, связанное с изменением оптической длины резонатора из-за теплового расширения материала, на порядок меньше первого (коэффициент теплового расширения $\alpha = (1/L)(dL/dT) \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$). Тогда при 80 К получим

$$d\nu_m/dT \approx 0,2 \text{ см}^{-1} \text{ К}^{-1}.$$

Скорость грубой перестройки частоты излучения лазера с температурой определяется изменением ширины запрещенной зоны

$$\frac{d\nu_g}{dT} = \frac{10^4}{1,24} \frac{dE_g}{dT}$$

и составляет $\approx 4 \text{ см}^{-1} \text{ К}^{-1}$ для $\text{Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$, если считать, что $dE_g/dT \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$. Таким образом, скорость грубой перестройки значительно превышает скорость перестройки отдельной моды. Этим объясняется сравнительно узкий диапазон перестройки отдельных мод лазера ($1 \div 2 \text{ см}^{-1}$) и переход генерации с ростом температуры на более коротковолновые моды.

Представляет интерес сравнить величину скорости плавной токовой перестройки лазерных мод, рассчитанную по данным оптических измерений, с реально наблюдавшейся скоростью перестройки частоты генерации инжекционных лазеров на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$. Измеренная в работе /4/ скорость токовой перестройки мод лазера на основе двойной гетероструктуры, работавшего в непрерывном режиме, составляла при $78 \text{ K } 2 \div 5 \text{ см}^{-1}\text{A}^{-1}$. Основной причиной изменения частоты генерации при изменении тока инжекции является разогрев активного слоя. Используя величину скорости изменения температуры активного слоя с током $dT/dJ \approx 10 \text{ K/A}$, определенную по средней скорости грубой перестройки лазера, найдем

$$\frac{d\nu}{dT} \frac{dT}{dJ} = \frac{d\nu}{dJ} \left(\frac{dT}{dJ} \right)^{-1} = 0,2 \div 0,5 \text{ см}^{-1}\text{K}^{-1},$$

что согласуется с определенной из оптических измерений скоростью непрерывной перестройки частоты излучения отдельных мод лазера.

В заключение авторы выражают благодарность Б. М. Вулу за внимание к работе, а также Е. Г. Чижевскому за помощь в изготовлении образцов.

Поступила в редакцию
21 января 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. Preier, Appl. Phys., 20, 189 (1979).
2. А. П. Шотов, О. И. Даварашвили, А. В. Бабушкин, Письма в ЖТФ, 5, 1488 (1979).
3. А. П. Шотов, К. В. Вяткин, А. А. Синятынский, Письма в ЖТФ, 6, 983 (1980).
4. А. П. Шотов, К. В. Вяткин, Письма в ЖТФ, 6, 1199 (1980).
5. К. В. Вяткин, А. П. Шотов, ФТП, 14, 1331 (1980).
6. A. Lopez-Otero, Thin Solid Films, 49, 1 (1978).
7. К. В. Вяткин, А. П. Шотов, В. В. Урсаки, Изв. АН СССР, Неорг. матер. материалы, 17, 24 (1981).