

СПЕКТРЫ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ GaInAsSb

А. Н. Баранов, Т. Н. Данилова, Б. Е. Джуртанов, А. Н. Именков, О. Г. Ершов,
Ю. П. Яковлев

Данная работа является продолжением исследований лазеров на основе GaInAsSb [1-5] и посвящена изучению модового состава когерентного излучения этих лазеров.

1. Исследовались лазерные структуры, представляющие собой активный слой n -GaInAsSb ($n=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), заключенный между слоями n - и p -GaSb ($n=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p=5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), которые в свою очередь были ограничены широкозонными слоями n - и p -GaAlAsSb [6]. Толщина активного слоя составляла 1—2 мкм, а n - и p -GaSb около 0.5 мкм. В качестве подложки использовался n -GaSb [100].

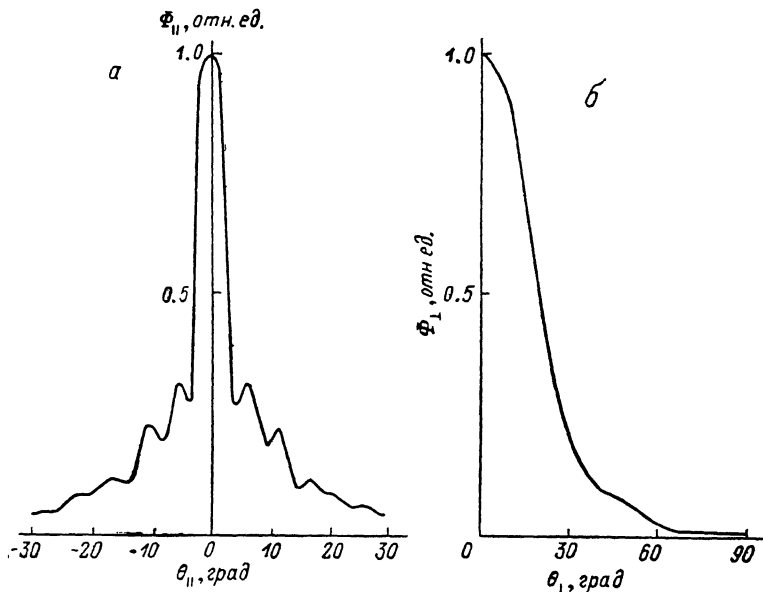


Рис. 1. Диаграмма направленности когерентного излучения n -GaInAsSb—GaSb лазера в направлении, параллельном (а) и перпендикулярном (б) плоскости p — n -перехода при температуре 77 К.

Состав твердого раствора в активном слое обоих типов структур был одинаков и составлял $\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As}_{0.09}\text{Sb}_{0.91}$, а в широкозонном слое $\text{Ga}_{0.66}\text{Al}_{0.34}\text{As}_{0.025}\text{Sb}_{0.975}$.

Из таких структур изготавливались лазеры полоскового типа (ширина полоски 30—40 мкм) с различной длиной резонатора (100—500 мкм).

Спектры когерентного излучения измерялись при 77 и 300 К с помощью спектрометра ДФС-32. Детектором служило охлаждаемое до 77 К фотосопротивление Ge—Cu. При 77 К измерения проводились на постоянном токе, при 300 К на импульсах длительностью 100 нс и частотой следования 5 кГц. При измерении диаграммы направленности использовался изготовленный нами фотоприемник на основе GaInAsSb, работавший при комнатной температуре [6].

2. Диаграмма направленности когерентного излучения лазера в плоскости, параллельной плоскости p — n -перехода (рис. 1, а), имеет главный лепесток и несколько побочных лепестков. Главный лепесток расположен вблизи 0° и имеет ширину 5— 8° . Побочные лепестки в 2 раза уже. Амплитуда первых побочных лепестков в 3—4 раза меньше главного. Амплитуды последующих лепестков меньше предыдущих.

Диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной плоскости p — n -перехода (рис. 1, б), имеет главный лепесток при нулевом значении угла и еще один-два побочных лепестка. Ширина главного лепестка составляет 60— 70° .

Следует отметить, что как в поперечном, так и в продольном направлениях в диаграмме направленности излучения лазера прослеживается δ -функция $\sin x/x$.

Анализируя диаграммы направленности, можно сделать следующие выводы. Во-первых, поскольку излучение сосредоточено в главном лепестке, расположенном вблизи 0° , в когерентном излучении присутствуют только продольные моды [7]. Во-вторых, поскольку диаграмма направленности имеет главный лепесток и побочные лепестки, распределение амплитуды электромагнитных волн на зеркале резонатора можно считать близким к однородному.

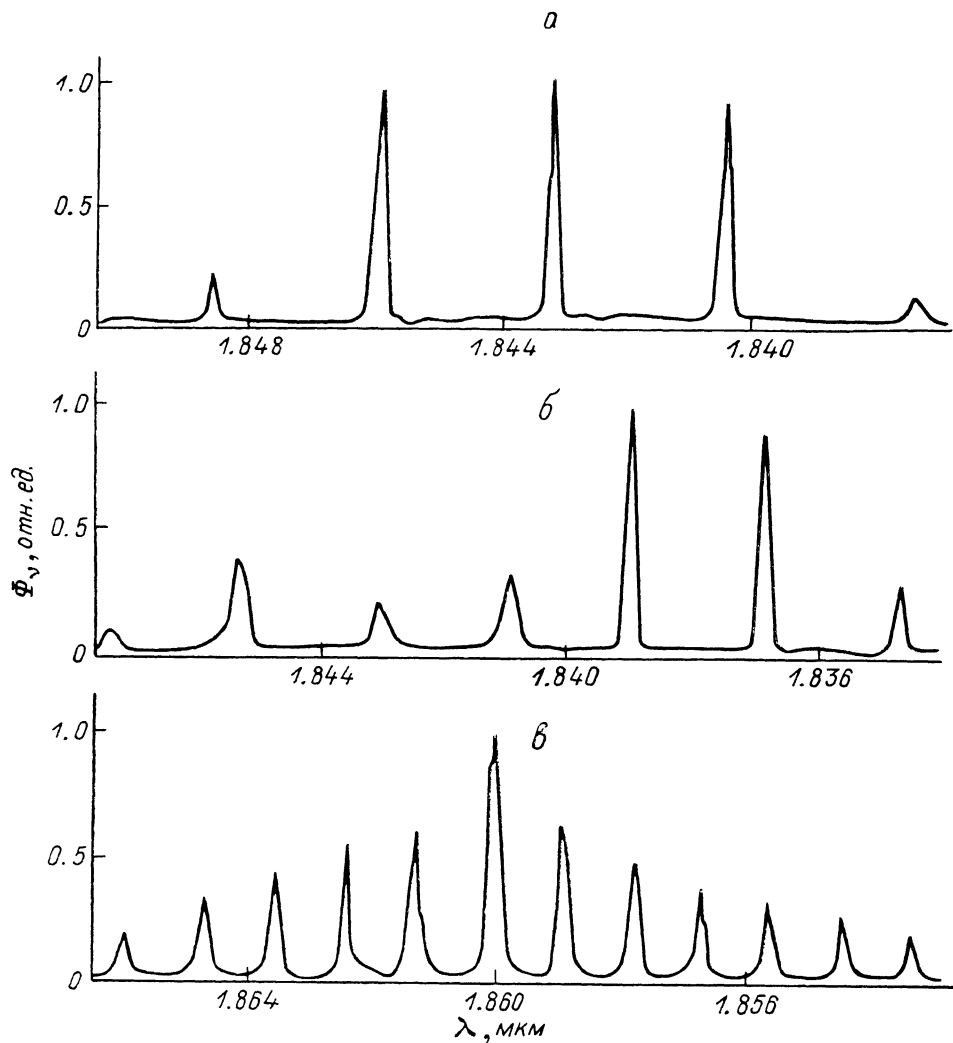


Рис. 2. Спектры когерентного излучения n -GaInAsSb— p -GaSb лазеров с длиной резонатора $L=137$ (а), 190 (б) и 345 (в). Температура 77 К.

Опираясь на прослеживающуюся в диаграмме направленности δ -функцию, можно оценить ширину светящейся полосы лазера a из соотношения

$$a = \lambda / \sin \theta, \quad (1)$$

где λ — длина волны когерентного излучения, θ — половина ширины главного лепестка диаграммы направленности.

Для исследования образцов в плоскости, перпендикулярной плоскости p — n -перехода, величина a составляла ~ 4 мкм, в то время как ширина волноводных слоев, определенная с помощью электронного микроскопа, ~ 3 мкм.

Таким образом, можно считать, что в исследованных лазерах когерентное излучение проникает в широкозонные GaAlAsSb слои примерно на 0.5 мкм с каждой стороны.

L, мкм	T = 77 K			T = 300 K			
	λ, мкм	Δλ, Å	n*, см ⁻¹	λ, мкм	Δλ, Å	n*, см ⁻¹	n ₀ *, см ⁻¹
137	1.843	28.0	4.42	1.938	26.8	5.11	3.96
190	1.845	21.47	4.17	1.940	22.8	4.34	3.96
345	1.860	11.88	4.28	1.983	12.5	4.56	3.97

В плоскости, параллельной плоскости *p*—*n*-перехода, ширина светящейся области, определенная по соотношению (1), составляла 25 мкм, в то время как ширина полоски в этом направлении ~30 мкм.

3. Общий вид спектров когерентного излучения многомодовых лазеров с различной длиной резонатора, снятых с высоким разрешением, представлен на рис. 2. Наблюдается увеличение длины волны когерентного излучения с увеличением длины резонатора, как уже отмечалось в работе [5]. С увеличением длины резонатора расстояние между модами уменьшается. На рис. 3, *a* представлены зависимости расстояния между модами Δλ от обратной длины резонатора 1/L при 77 и 300 К. Возрастание Δλ с увеличением 1/L имеет сублинейный характер. Экспериментальные значения Δλ приведены в таблице.

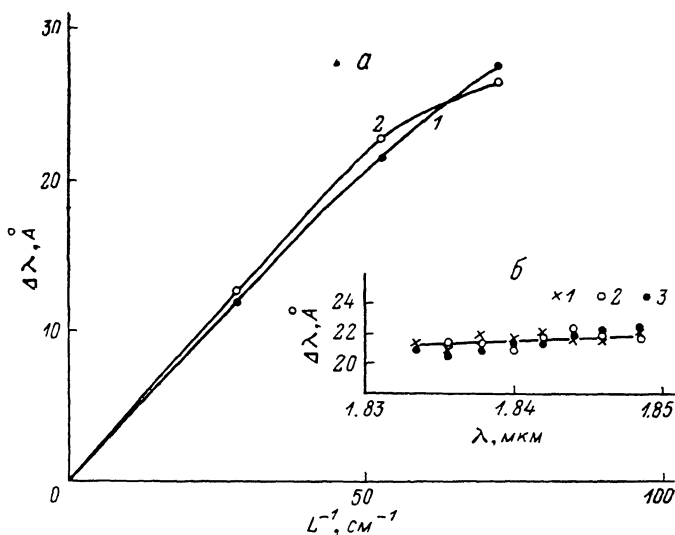


Рис. 3. Зависимости расстояния между модами Δλ от длины резонатора *L* (*a*) при температуре 77 К (1) и 300 К (2) и спектральная зависимость Δλ (*b*) при температуре 77 К, полученная при токах 0.1 (1), 0.11 (2) и 0.125 А (3).

Исследовались зависимость Δλ от λ в пределах одного и того же спектра и влияние на нее величины тока накачки (рис. 3, *b*). Как видно, расстояние Δλ не зависит от длины волны и тока накачки. Это означает, что изменение тока не приводит к пространственному или энергетическому изменению уровня возбуждения и может быть следствием присутствия в структуре квантоворазмерного слоя, образующегося на гетеропереходе второго рода при приложении напряжения, большего контактной разности потенциалов [1, 2].

Поскольку спектр когерентного излучения исследованных лазеров имеет только продольные моды, то групповые показатели преломления могут быть рассчитаны из выражения

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln^*, \quad (2)$$

где

$$n^* = n \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (3)$$

n — показатель преломления в волноводе.

Групповые показатели преломления, рассчитанные по экспериментальным значениям Δλ, λ, *L*, приведены в таблице. Эти величины при 77 и 300 К имеют близкие значения для тех же длин резонаторов. Величина *n** для самой малой длины резонатора наибольшая.

Были рассчитаны также групповые показатели преломления n_0^* для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ при $x=0.1$, представляющего активную среду исследованных лазеров, по соотношению (3); при этом использовались значения $n(\lambda)$, приведенные в работе [8].

Как видно, экспериментально определенные по соотношению (2) значения n^* несколько превышают величины n_0^* , рассчитанные для той же активной среды.

Приблизительно такое же превышение величин n_0^* , измеренных этим же способом, по сравнению с рассчитанными n^* наблюдалось для лазеров с активной областью AlGaAsSb , что, вероятно, связано с зависимостью оптического ограничения от длины волны в тонких волноводах.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Рогачеву и А. Абрагаму за полезные дискуссии и А. М. Литваку за техническую помощь.

Литература

- [1] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 11 с. 664—668.
- [2] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. ФТП, 1986, т. 20, № 12, с. 2217—2221.
- [3] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 9, с. 557—561.
- [4] Аверкиев Н. С., Баранов А. Н., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 6, с. 333—337.
- [5] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 9, с. 517—523.
- [6] Андреев И. А., Афраилов М. А., Баранов А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 21, с. 1311—1316.
- [7] Casey H. C., Jr., Panish M. B., Merz J. L. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, № 12, p. 5470—5475.
- [8] Долгинов Л. М., Дракан А. Е., Дружинина Л. В. и др. Труды ФИАН, 1983, т. 141, с. 46—61.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
26 сентября 1987 г.

О ПЕРЕХОДЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

Н. А. Казанцев, Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов

Композитный сверхпроводник с транспортным током I в поперечном магнитном поле $B_a(t)$ может перейти в нормальное состояние либо из-за разогрева, связанного с потерями, либо в результате развития в нем термомагнитной неустойчивости [1]. В первом случае температура проводника T относительно медленно растет вплоть до температуры резистивного перехода. Во втором случае величина T практически не меняется до момента зарождения неустойчивости, а затем скачкообразно изменяется от $T < T_c$ до $T > T_c$, где T_c — критическая температура.

В настоящей работе определен доминирующий механизм перехода скрученных композитных сверхпроводников в нормальное состояние. Показано, что, как правило, при характерных значениях параметров он является результатом развития термомагнитной неустойчивости.

Рассмотрим провод из скрученного композитного сверхпроводника радиусом R_0 в поле $B_a(t)$. Его разогрев из-за изменения $B_a(t)$ можно исследовать с помощью уравнения теплового баланса [1]

$$c\dot{T} = -\frac{2W_0}{R_0}(T - T_0) + Q, \quad (1)$$

где c — удельная теплоемкость, W_0 — коэффициент теплоотвода в охладитель с температурой T_0 , Q — усредненная по сечению образца удельная мощность тепловыделения.