

Из (4) видно, что ширина спектра может быть сужена до нескольких аксиальных мод, расстояние между аксиальными модами  $\delta\lambda_a = \lambda^2/2 (F_1 - F_2)$ . Следует отметить, что для полного использования возможностей последней схемы настройка ИФП<sub>2</sub> на центр линии люминесценции должна производиться изменением базы.

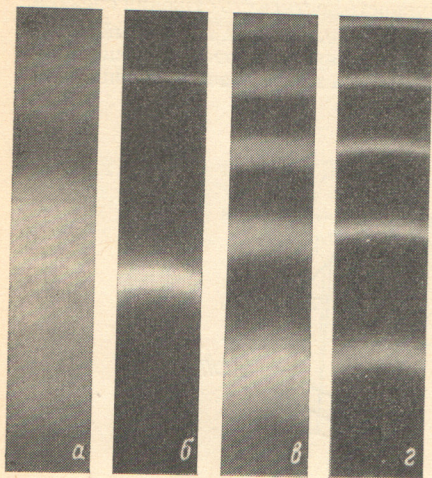


Рис. 2. Интерферограммы спектра.

а, б — база измерительного ИФП — 0.04 мм, в, г — база измерительного ИФП — 0.3 мм; а — селектирующий ИФП отсутствует; б, в — введен ИФП<sub>1</sub>, г — введены ИФП<sub>1</sub> и ИФП<sub>2</sub>.

Схемы, приведенные на рис. 1, а и б, были испытаны в следующих условиях  $F_1 = 3500$  мм,  $F_2 = 700$  мм, в генераторе использовались 3 активных элемента  $\varnothing 45 \times 630$  из стекла ГЛС-1 с торцами, скошенными под  $3^\circ$  в четырех ламповых осветителях, база ИФП<sub>1</sub> — 0.1 мм, база ИФП<sub>2</sub> — 1 мм. Коэффициент отражения зеркал ИФП и ИФП<sub>2</sub> — 50%.<sup>1</sup> Превышение накачки над порогом 10-кратное.

На рис. 2 приведены интерферограммы спектра, полученные с измерительным интерферометром Фабри—Перо с базами 0.04 мм (а и б) и 0.3 мм (в и г). Из рис. 2 видно, что при введении одно ИФП спектр генерации сужается от  $\sim 80 \text{ \AA}$  (рис. 2, а) до  $5 \text{ \AA}$  (рис. 2, в и б), а при введении двух интерферометров (рис. 2, г) ширина спектра генерации уменьшается до величины  $\sim 0.5 \text{ \AA}$ . Полученные результаты находятся в согласии с выполненными оценками.

Было установлено, что при выполнении условия (1) введение ИФП в резонатор не вносит заметных изменений в распределение интенсивности по торцу и величину энергии излучения лазера.

#### Литература

- [1] Ю. А. Ананьев. Усп. физ. наук, 103, 705, 1971.
- [2] Ю. А. Ананьев, Г. Н. Винокуров. ЖТФ, 39, 1327, 1969.
- [3] В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Опт. и спектр., 33, 138, 1972.
- [4] Ю. А. Ананьев, С. И. Завгороднева, Л. В. Ковальчук, И. М. Козловская, В. Е. Шерстобитов. Тез. докл. Всес. симп. Физические основы управления частотой вынужденного излучения, стр. 104. Киев, 1972.
- [5] С. Э. Фриш. Техника спектроскопии, Л., 1936.
- [6] А. В. Горланов, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. Ф. Петров. Ж. прикл. спектр., 1974.
- [7] A. E. Siegman, R. Aggathoon. IEEE J. Quant. Electron. QE-3, 156, 1967.
- [8] В. В. Любимов, Н. Н. Певгенен, В. Ф. Петров. Опт. и спектр., 35, 1132, 1973.
- [9] Г. Н. Винокуров, В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Опт. и спектр., 34, 741, 1973.
- [10] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, А. В. Горланов, А. А. Калинина, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. Ф. Петров. Ж. прикл. спектр., 17, вып. 2, 1972.

Поступило в Редакцию 11 декабря 1972 г.

УДК 621.373 : 535] : 537.311.33

## ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ШИРИНЫ ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИНЪЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ РbSe

В. А. Агейкин, И. И. Засавицкий, В. Г. Колошников,  
А. И. Лихтер, Э. Г. Пель и А. П. Шотов

При работе инжекционного лазера в импульсном режиме в области  $p-n$ -перехода, как правило, имеют место нестационарные тепловые процессы, которые приводят к повышению температуры активной области кристалла. Повышение температуры  $p-n$ -

<sup>1</sup> Конечно, можно было бы обойтись одним ИФП<sub>2</sub>, но это потребовало бы увеличения коэффициента отражения зеркал ИФП<sub>2</sub>, что отрицательно сказывается на сроке службы.

перехода при пропускании тока ведет к ограничению импульсной мощности, препятствует получению непрерывного режима генерации и изменяет длину волны излучения. Последнее обстоятельство ухудшает временную когерентность излучения. Спектральная кинетика излучения импульсного полупроводникового лазера на основе GaAs изучалась в работах [1, 2].

Нами было проведено измерение интегральной (по времени импульса) ширины линии излучения инжекционного лазера на основе PbSe с помощью сканирующего интерферометра Фабри—Перо ИК диапазона. Результаты измерений интересны с точки зрения оценки спектральной плотности мощности излучения лазера PbSe, перестраиваемого давлением в широкой области спектра [3].

Схема измерений приведена на рис. 1. Излучение от лазера 1, помещенного в камеру высокого давления [4], выходит через окна 2 и 3, формируется линзой 4 в параллельный пучок, проходит через интерферометр 5 и фокусируется линзой 7 на рабочую площадку приемника излучения 8. Использовался сканирующий интерферометр Фабри—Перо ИК диапазона [5], в котором сканирование осуществлялось механически. Коэффициент резкости интерферометра составлял  $11 \div 15$  в интервале длин волн  $7 \div$

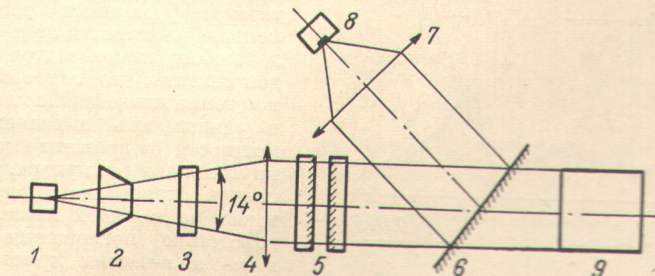


Рис. 1. Схема измерения ширины линии излучения лазера PbSe, перестраиваемого давлением.

1 — лазер, 2 — окно высокого давления (Si, Ge), 3 — окно NaCl, 4, 7 — линзы NaCl, 5 — сканирующий интерферометр Фабри—Перо, 6 — полупрозрачное зеркало, 8 — приемник излучения Ge: Cu, 9 — автоколлиматор.

$\div 10$  мкм, пропускание около 30%. Для юстировки интерферометра служил автоколлиматор 9. Полупрозрачное зеркало 6 отражает 90% ИК излучения и пропускает 50% в видимой области спектра.

Лазерные диоды изготавливались из монокристаллов селенида свинца *n*-типа, имеющих концентрацию носителей  $1.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и подвижность  $5 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/в·сек. при 77° К. Режим диффузии выбирался таким образом, чтобы *p-n*-переход получался на глубине 40—70 мкм. Лазер работал при температуре жидкого азота. Длительность импульсов тока составляла 1 мксек. при частоте повторения 170 гц.

Приемником излучения служил чувствительный элемент из германия, легированного медью. Приемник работает при температуре жидкого гелия и имеет постоянную времени  $\leq 10^{-7}$  сек. Размер рабочей площадки приемника составлял  $2 \times 2$  мм, что согласуется с размером центрального пятна интерференционной картины и больше размеров изображения источника на приемной площадке. Электрическая схема регистрации спектров была аналогична [1, 3]. Как показано в [3], при изменении давления от атмосферного до 5 кбар достигается квазинепрерывная перестройка длины волны излучения в диапазоне 7.34—9.63 мкм. В настоящей работе интерферометрические измерения ширины линии проводились при двух значениях давления, когда удалось осуществить одномодовый режим работы лазера.

На рис. 2 показаны записи спектров генерации лазера PbSe в одномодовом режиме при двух значениях тока инжекции. Спектр *a* записан при давлении  $P=1.34$  кбар, что соответствует длине волны излучения  $\lambda=7.87$  мкм; спектр *b* — при  $P=2.68$  кбар и  $\lambda=8.46$  мкм. Значения токов инжекции в обоих случаях превышали пороговое значение, но были еще достаточно малы, чтобы не нарушался режим одномодовой генерации, поэтому переналожение порядков интерференции отсутствовало. Направление возрастания частоты в каждом порядке интерференции, ширина аппаратной функции интерферометра и масштаб указаны на рис. 2.

Измеренные ширины контуров линии на полувысоте составляют  $0.12$  см<sup>-1</sup> (*a*) и  $0.17$  см<sup>-1</sup> (*b*). Относительно большая ширина контура линии связана с тем, что за время импульса тока инжекции происходит разогрев активной области лазера, при этом меняется показатель преломления активной среды и размер кристалла. Это приводит к смещению частоты генерации каждой моды в течение импульса. Так как сканирование в интерферометре осуществляется много медленнее, чем процесс накопления сигнала в синхронном детекторе, то регистрируемый контур линии определяется кинетикой и величиной смещения моды. С этой точки зрения представляет интерес полная ширина

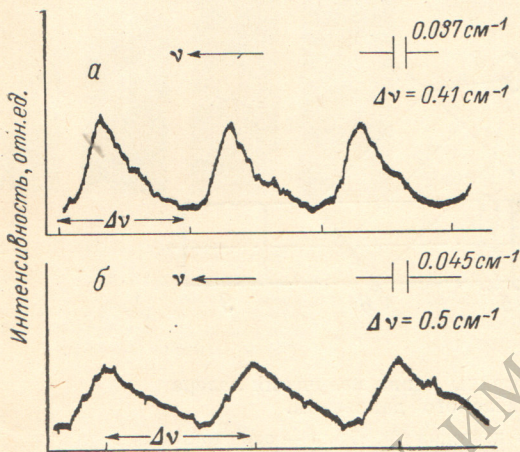
линии излучения,<sup>1</sup> которая составляет 0.32 и 0.39 см<sup>-1</sup> для случаев (а) и (б) соответственно (рис. 2). Оценим величину смещения моды, обусловленного разогревом.

Для аксиальных типов колебаний в обычном резонаторе Фабри—Перо величина смещения длины волны генерации  $\delta\lambda$  при изменении температуры на  $\delta T$  выражается в виде

$$\delta\lambda \approx \frac{2l\Delta\lambda}{\lambda} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_\lambda \delta T, \quad (1)$$

где  $l$  — длина резонатора,  $\lambda$  — длина волны,  $\Delta\lambda$  — межмодовое расстояние. В формуле (1) пренебрегается относительным изменением длины кристалла с температурой по сравнению с относительным изменением показателя преломления  $(1/\partial n)(\partial n/\partial T)_\lambda$ .

Величину  $\delta T$  можно рассчитать, взяв соответствующее решение уравнения теплопроводности [2, 6]. Для этого оценим термодиффузионную длину  $L = \sqrt{k\tau/c}$ , где  $k$  — теплопроводность,  $c$  — теплоемкость единицы объема и  $\tau$  — длительность импульса.



Беря значения  $k$  и  $c$  из [7], для PbSe при 77° К получаем  $L \approx 2.6$  мкм, т. е. термодиффузионная длина много меньше расстояния от  $p$ - $n$ -перехода до любого из контактов диода. Будем считать, что основным источником тепла является активная область, и зависимость выделяемой в ней мощности от времени имеет вид прямоугольного импульса. Омический нагрев кристалла при указанных токах на порядок ниже, а нагревом вследствие поглощения излучения в  $n$ - и  $p$ -частях кристалла вблизи  $p$ - $n$ -перехода пренебрегаем. Полагаем далее, что теплопроводности и теплоемкости  $p$ - и  $n$ -частей соответственно равны [7] и их изменением за время импульса можно пренебречь. Тогда повышение температуры  $p$ - $n$ -перехода равно [6]

Рис. 2. Форма линии (моды) излучения лазера PbSe при двух значениях плотности тока инжекции. Длительность импульса 1 мксек.

$$\delta T = \frac{JV(1-\eta)L}{k\sqrt{\pi}}, \quad (2)$$

где  $J$  — плотность тока инжекции,  $V$  — величина барьера в  $p$ - $n$ -переходе,  $\eta$  — внешняя квантовая эффективность.

Внешняя квантовая эффективность лазера на основе PbSe при 77° К обычно составляет несколько процентов. Принимая  $\eta = 0.02$ , находим  $\delta T = 0.93$  и  $1.1^\circ$  К при плотности тока  $J = 3.1 \cdot 10^3$  и  $3.9 \cdot 10^3$  а/см<sup>2</sup> соответственно. Подставляя в формулу (1)  $(\partial n/\partial T)_\lambda = -6.6 \cdot 10^{-3}$  °К<sup>-1</sup> из работы [8], вычисленные значения  $\delta T$  и измеренные значения  $l$ ,  $\lambda$  и  $\Delta\lambda$ , находим  $\delta\lambda = 82$  Å ( $\sim 1.3$  см<sup>-1</sup>) и  $\delta\lambda \approx 100$  Å ( $\sim 1.4$  см<sup>-1</sup>) для случаев а и б соответственно.

Вычисленное значение  $\delta\lambda$  превышает измеренную полную ширину линии излучения примерно в четыре раза. Отметим, что использованное значение температурного коэффициента показателя преломления тоже в четыре раза больше, чем значение  $(\partial n/\partial T)_\lambda$ , которое можно получить из данных работы [9]. Однако эти данные получены на пленках PbSe, а результаты работы [8] относятся непосредственно к активной среде лазера на основе PbSe.

Наблюдаемое несоответствие между измеренным и вычисленным  $\delta\lambda$  может быть обусловлено несколькими причинами: 1) ошибкой измерения полной ширины линии, 2) задержкой излучения относительно электрического импульса тока, 3) поглощением излучения внутри кристалла вдали от  $p$ - $n$ -перехода (на расстояниях больше  $L$ ). Окончательное выяснение причины указанного несоответствия требует дополнительного исследования.

Как видно из рис. 2, линия излучения имеет несимметричную форму. Так как ширина запрещенной зоны PbSe увеличивается с температурой, то с течением времени частота генерации возрастает. Резкий коротковолновый спад интенсивности излучения соответствует выключению тока.

Измеренная полуширина линии излучения лазера PbSe позволяет оценить его спектральную яркость, которая на много порядков превосходит спектральную яркость стандартных источников ИК излучения. Поскольку давлением обеспечивается практически непрерывная перестройка частоты генерации лазера [3], оптическая схема, пред-

<sup>1</sup> Полная ширина линии измерялась при линейной экстраполяции крыльев к уровню фона.

ставленная на рис. 1, может быть использована в качестве ИК спектрометра. Предельное разрешение такого спектрометра будет определяться шириной линии генерации  $0.1 \div 0.2 \text{ см}^{-1}$ , что соответствовало бы разрешению лучших образцов серийных ИК спектрометров. Поток излучения в импульсе, падающий на образец в указанном спектральном интервале, для лазерного спектрометра на 4–5 порядков превышает соответствующий поток в стандартном спектрометре. Преимущества такого спектрометра особенно велики при исследовании быстропротекающих процессов и спектров поглощения микрообразцов.

#### Литература

- [1] В. С. Багаев, Ю. Н. Берозашвили, В. С. Иванов, Б. Д. Копыловский, Ю. Н. Королев. ПТЭ, № 4, 185, 1966.
- [2] Ю. А. Быковский, В. Л. Величанский, И. Г. Гончаров, В. А. Маслов, В. В. Никитин. ФТП, 5, 498, 1971.
- [3] И. И. Засавицкий, А. И. Лихтер, Э. Г. Пель, А. П. Шотов. ФТП, 6, 2206, 1972.
- [4] И. И. Засавицкий, А. И. Лихтер, Э. Г. Пель, А. П. Шотов. ПТЭ, № 2, 114, 1973.
- [5] В. А. Агейкин, В. Г. Колошников. Ж. прикл. спектр., 17, 375, 1972.
- [6] W. Engeler, M. Carfinkel. Solid—State Electron, 8, 585, 1965.
- [7] Ю. И. Равич, Б. А. Ефимова, И. А. Смирнов. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца (PbTe, PbSe, PbS). Изд. «Наука», М., 1968.
- [8] I. Chambouleyron. Thèse, Faculté de Scieces, Paris, 1970.
- [9] J. N. Zemel, J. D. Jensen, R. B. Schoolar. Phys. Rev., 140, A330, 1965.

Поступило в Редакцию 6 апреля 1973 г.

УДК 539.184.01

## СРАВНЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ И РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИЙ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПРИМЕРЕ РАСЧЕТА ЭНЕРГИИ ДУХУЭЛЕКТРОННЫХ АТОМОВ

А. Д. Гурчумелия и У. И. Сафронова

Работы последних лет по расчету атомных структур [1–5] показывают, что релятивистские эффекты в атомах не являются пренебрежимо малыми, особенно в тяжелых и высокоионизованных атомах. Наиболее естественный путь учета релятивистских эффектов в высокоионизированных атомах состоит в использовании теории возмущений. Параметром малости служит величина  $\alpha Z$ , где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $Z$  — заряд ядра. В частности, для энергии атома без учета радиационных эффектов можно построить ряд

$$E = Z^2 \sum_{nm} \epsilon^n E_{nm} Z^{-n\epsilon^m}, \quad (1)$$

где  $\epsilon = \alpha^2 Z^2$ . Если  $Z \ll 137$ , разложение (1) приводит к удовлетворительному согласию с опытными данными для большого количества изоэлектронных последовательностей.

Целью данной работы является сравнение нерелятивистской теории возмущений (НРТ) с соответствующей релятивистской теорией (РТ) на примере ряда состояний двухэлектронных систем и установление соответствия между ними. В НРТ возмущений исходным приближением является уравнение Шредингера для одного электрона в поле точечного ядра заряда  $Z$ , а в качестве операторов возмущения вместе с кулоновским взаимодействием между электронами принимаются оператор Брейта [6], дающий в разложении (1) вклад вида  $\epsilon^2 (E_{11} Z^3 + E_{21} Z^2 + \dots)$ , и оператор энергии, соответствующий релятивистской зависимости массы от скорости, дающий вклад в (1) вида  $\alpha^2 (E_{01} Z^4 + E_{11} Z^3 + \dots)$ .

В РТ возмущений исходным является уравнение Дирака для одного электрона в поле ядра, а поправки к энергии, возникающие благодаря взаимодействию между электронами, рассчитываются с использованием  $S$ -матрицы. В этом случае члены вида  $E_{01} \alpha^2 Z^4$  возникают в нулевом приближении, а члены вида  $E_{11} \alpha^2 Z^3$  во втором порядке. Заметим, что элементы первого порядка  $S$ -матрицы в энергию вклада не дают [7].

При вычислении матричных элементов энергии между разными состояниями атома, которые содержат множитель  $\delta_{J\pi} \delta_{J\pi} \delta_{\pi\pi}$ , где  $J$  — полный момент количества движения  $M$  — проекция полного момента на произвольную ось,  $\pi$  — четность состояния,