

Действительно, в описываемой схеме осуществляется интерференционное сравнение восстановленного голографического изображения не с объектом, а с его оптическим изображением, формируемым фокусирующим устройством (линзой). Наблюдаемая интерференционная картина является результатом суперпозиции формируемого линзой действительного изображения объекта и его прямого изображения, восстанавливаемого ГСИ при освещении первоначальными опорными пучком. Поэтому интерферограммы оказываются локализованными в плоскости ГСИ либо вблизи нее.

Поскольку наблюдение производится в направлении максимума дифракции, соответствующего прямому восстановленному изображению (аналог мнимого изображения голограммы Френеля), поле зрения в соответствии с [3] оказывается ограниченным апертурой восстанавливаемого мнимого изображения линзы.

На рис. 2 приведены фотоснимки голографических интерферограмм, соответствующих различным величинам деформации пластинки-объекта и полученных в реальном масштабе времени с помощью ГСИ. Для формирования сфокусированного изображения объекта использовалась линза с небольшой апертурой, поэтому на фотографиях наблюдаемые области интерферограмм ограничены этой апертурой. При смещении точки наблюдения в поле зрения попадают периферийные участки объекта и соответствующие области интерферограмм.

Хороший контраст интерференционных полос обеспечивался при соотношении интенсивностей объектного и опорного пучков в интервале 1 : 3—1 : 7.

Следует отметить, что при контроле значительных (более 50 мкм) деформаций описанный метод обладает некоторым преимуществом по сравнению с методом, основанным на использовании френелевских голограмм, поскольку позволяет разрешать интерферограммы с более густым расположением полос. Действительно, в связи с локализацией полос в плоскости голограммы (а не объекта), расстояние наблюдения может быть сделано весьма малым, и, следовательно, угловое расстояние между соседними интерференционными полосами увеличено. В случае же использования голограмм Френеля минимальное расстояние наблюдения всегда больше расстояния объект—голограмма.

Кроме того, описанный метод открывает интересную возможность уменьшения чувствительности путем использования голограмм увеличенных сфокусированных изображений. Эта возможность может оказаться весьма полезной в практических задачах голографической интерферометрии, так как позволяет увеличить максимальные допустимые значения измеряемых деформаций и смещений.

Авторы благодарят Л. Г. Дубицкого за обсуждение результатов, а также Е. И. Курьяненко за помощь при проведении экспериментов.

Литература

- [1] И. С. Клименко, Е. Г. Матилян. *Опт. и спектр.*, 27, 367, 1969.
- [2] И. С. Клименко, Е. Г. Матилян, Г. И. Рукман. *Опт. и спектр.*, 29, 160, 1970.
- [3] K. A. Haines, B. P. Hildebrandt. *Appl. Opt.*, 5, 595, 1966.
- [4] Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, *ЖТФ*, 37, 360, 1967.
- [5] G. V. Brandt. *Appl. Opt.*, 8, 1421, 1969.

Поступило в Редакцию 23 марта 1971 г.

УДК 621.373 : 535 (206.1)

МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПОЛУПРОВОДИКОВОГО ЛАЗЕРА

*Ю. А. Быковский, В. Л. Величанский,
В. А. Маслов и В. Л. Смирнов*

В настоящей работе исследовалась возможность осуществления компенсации увеличения длины волны импульсного лазера из-за разогрева активной области с помощью давления, создаваемого пьезокерамическим элементом из цирконата бария.

Длина волны излучения импульсного полупроводникового лазера изменяется в течение импульса тока инжекции благодаря разогреву активной области. Для достаточно коротких импульсов увеличение температуры, а следовательно длины волны генерации лазера пропорционально корню из времени [1]. С другой стороны, при приложении давления к инжекционному лазеру спектр излучения смещается в сторону коротких длин волн, что связано с увеличением ширины запрещенной зоны при сжатии образца [2]. Следовательно, прикладывая давление к лазеру, можно компенсировать температурное изменение длины волны излучения лазера в течение импульса тока инжекции. Это позволило бы существенно улучшить временную когерентность полупроводникового лазера.

При одновременном воздействии температуры и давления зависимость изменения длины волны $\Delta\lambda(t)$ излучения диода от времени (t) имеет вид

$$\Delta\lambda(t) = (d\lambda/dT)_P dT(t) + (d\lambda/dP)_T dP(t), \quad (1)$$

где P — давление, T — температура активной области диода. При полной компенсации $\Delta\lambda(t) = 0$, и, следовательно,

$$dP(t) = -(d\lambda/dT)_P (dP/d\lambda)_T dT(t). \quad (2)$$

При небольших изменениях температуры и длины волны величину $(d\lambda/dT)_P \times (dP/d\lambda)_T$ можно считать константой. Тогда из выражения (2) следует, что $dP(t)$ должно быть $\sim \sqrt{t}$.

Изменение длины волны инжекционного лазера определялось с помощью внешнего интерферометра Фабри—Перо, расстояние в длинах волн между резонансами которого составляло 0.12 \AA [3]. Использовались диффузионные диоды, работающие в импульсном режиме при температуре $\sim 90^\circ \text{ K}$. Поскольку давление, создаваемое пьезокерамикой, пропорционально напряжению, приложенному к ней, то для получения необходимой зависимости давления от времени специально подбирались форма импульса напряжения, подаваемого на пьезокерамику (рис. 1).

На рис. 2 представлены осциллограммы сигналов фоторегистрирующей системы после прохождения светом внеш-

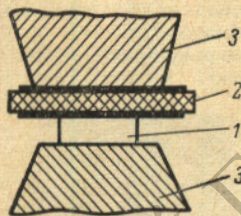


Рис. 1. Конструкция диода.

1 — лазерный диод, 2 — пьезокерамический элемент, 3 — медные теплопроводы.

него интерферометра Фабри—Перо для различных величин амплитуд напряжения, подаваемого на пьезоэлемент. Рисунок демонстрирует увеличение степени компенсации изменения длины волны лазера при возрастании амплитуды импульса напряжения, подаваемого на пьезоэлемент, при неизменной его форме. Измерения показали, что полуширина модуля функции временной когерентности при этом возрастает от значения $\delta l = 12 \text{ мм}$ до $\delta l = 50 \text{ мм}$. Максимально полученная величина δl составила $\sim 100 \text{ мм}$, что на три порядка лучше величины, полученной ранее [4].

В наших экспериментах величины давления и изменения температуры были невелики и перескока мод не наблюдалось. Использование мощных одномодовых лазеров при значительных превышениях над порогом [5] с компенсацией температурного изменения длины волны излучения за время импульса позволит применять такие квантовые генераторы в импульсной голографии высокого разрешения.

В заключение авторы благодарят Ю. П. Захарова за предоставление образцов и В. В. Никитина за полезное обсуждение работы.

Литература

- [1] М. I. Nathan. IEEE, 54, 1276, 1966.
- [2] П. Г. Елисеев. Квантовая радиофизика, т. 52. Тр. ФИАН СССР, 1970.
- [3] Ю. А. Быковский, В. Л. Величанский, И. Г. Гончаров, В. А. Маслов, В. В. Никитин. ФТП, 5, 498, 1971.

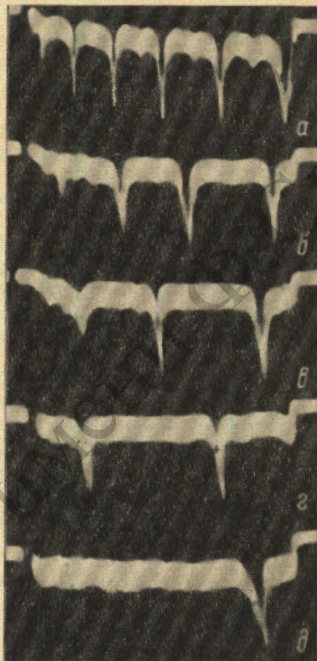


Рис. 2. Осциллограммы сигнала излучения лазера после прохождения света через внешний интерферометр Фабри—Перо.

Каждая осциллограмма соответствует различным амплитудам напряжения (U), прикладываемому к пьезокерамическому элементу. a — $U=0$, $b + \delta$ — амплитуда напряжения последовательно возрастает от $U=0$ до $U \sim 100 \text{ в}$. Длительность импульса инжекции 5 мксек .

- [4] Ю. А. Быковский, В. А. Елхов, А. И. Ларкин. ФТП, 4, 962, 1970.
[5] Ю. П. Захаров, В. А. Маслов, В. И. Молочев, В. В. Никитин, В. Л. Смирнов, А. Ф. Сучков. Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 7, 1970.

Поступило в Редакцию 29 марта 1971 г.

УДК 535.3

О ГОРЯЧЕЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СИСТЕМАХ ШПОЛЬСКОГО

Г. Б. Тамм

В целях обнаружения горячей люминесценции исследовалась коротковолновая (от чисто электронной линии) область спектров флуоресценции ряда систем Шпольского при 77 и 4.2° К. Основное внимание уделялось перилену в *n*-гексане при 4.2° К.

Был использован особо очищенный перилен.¹ Растворителем служил *n*-гексан марки «хч», дополнительно очищенный адсорбцией бромированных примесей на силикагеле. Растворы, близкие к насыщению, в стеклянных кюветках откачивались и отпаивались. Объекты возбуждались лампой ДКСШ-1000 через двойной монохроматор МДР-1. Регистрация производилась через двойной монохроматор ДФС-12 методом счета фотонов.

Горячие электронно-колебательные переходы, как известно, должны происходить с колебательных уровней возбужденного электронного состояния на колебательные уровни основного состояния [1,2]. До сих пор для быстрорелаксирующих центров люминесценции такие переходы наблюдались в примесной молекуле NO₂ в KCl. KBr, RbCl [3]. Гипотетическая система линий горячей люминесценции для такой большой молекулы, как перилен, имеющей 90 колебательных степеней свободы, очень сложна. В настоящее время еще не произведен полный расчет частот и симметрии колебаний ароматических молекул сложнее антрацена, а из эксперимента не выявлена полная система частот нормальных колебаний, поэтому нет возможности рассчитывать горячий спектр. Разумно предположить, что в первую очередь надо рассмотреть комбинации между наиболее интенсивными частотами нормальных колебаний, которые из-за разрозненного характера электронно-колебательных переходов по этим частотам суть полносимметричные. По данным [4], у перилена в *n*-гексане при 4.2° К в спектрах флуоресценции и поглощения проявляется 10 частот основного и 8 частот возбужденного электронного состояния. Можно вычислить частоты ряда предположительно наиболее интенсивных линий горячей люминесценции. В таблице приведены комбинации между интенсивными частотами возбужденного состояния 1404, 1292 см⁻¹ и частотами основного состояния 1380, 1369, 1296, (1252), 1105, (981), 794, 545, 428, 358 см⁻¹ (в скобках даны частоты, дополнительно обнаруженные нами по спектрам флуоресценции). Это будут горячие линии типа (0', 0', . . . , 1'_{(i)}, . . . , 0') → (0, 0, . . . , 1_{(k)}, . . . , 0), где уничтожается один квант колебания *i* и рождается один квант колебания *k*, причем мы рассматриваем случай ω_i > ω_k. Будем отсчитывать как линии поглощения, так и люминесценции от чисто электронной линии Ω: Ω ± ω_{лок}. (см⁻¹).

Возбуждение люминесценции производилось монохроматическим светом, с полушириной 8 см⁻¹, резонансно на линиях поглощения перилена. Таким образом, уменьшается вероятность возбуждения возможной посторонней примеси, дающей в исследуемой области квазилинейчатый спектр обычной люминесценции.

При возбуждении на линиях Ω → 1292 и Ω → 1404 см⁻¹ в коротковолновой (от чисто электронной линии) области наблюдаются слабые линии люминесценции. Эти линии интерпретируются нами как горячие.

Наши доводы следующие:

- 1) длины волн линий хорошо совпадают (см. таблицу) с вычисленными значениями (имеется некоторое систематическое отклонение порядка +1 Å);
- 2) измеренные участки спектров при возбуждении Ω + 1404 и Ω + 1292 см⁻¹ не содержат других линий (за исключением коротковолновых компонентов (0-0)-триплета Ω + 61 и Ω + 2 × 61 см⁻¹);
- 3) порядок отношения интенсивностей обычных и горячих линий составляет 10³ + 10⁴, что соответствует нашим оценкам через времена жизни возбужденного электронного состояния и колебательного состояния ароматических молекул, принимаемыми, согласно [5], 10⁻⁸ и 10⁻¹¹ ÷ 10⁻¹² сек. соответственно;

¹ Выражаем глубокую признательность доктору Г. Слоану (Дюпонт, США) за предоставление перилена особой чистоты.