

07

Спектральные моды и когерентность полупроводникового лазера и Nd-лазера с диодной накачкой вблизи порога генерации

© В.Б. Пахалов

Ереванский государственный университет, Ереван 0025, Армения
E-mail: valerapakhhalov@rambler.ru

Поступило в Редакцию 10 ноября 2009 г.

Впервые экспериментально подробно исследованы и сравнены спектральные, когерентные и поляризационные характеристики обычного инжекционного полупроводникового лазера и второй гармоники Nd-лазера с полупроводниковой лазерной накачкой при прохождении через порог генерации и при переходе от одной моды к другой. Показано, что поведение интенсивности, когерентности и шумов вблизи порогов позволяет говорить о возможности аналогии лазерной генерации с фазовым переходом I или II рода.

Сразу же после создания первых полупроводниковых (ПП) инжекционных лазеров были проведены спектральные измерения излучения в зависимости от тока инжекции [1]. Показано, что лазер чуть ниже порога генерации имеет широкий спектр с модовой структурой, но выше порога спектр резко сужается и интенсивность возрастает. Также показано, что флуктуации интенсивности отдельной моды резко возрастают у порога, а описание процесса генерации возможно с помощью уравнения Ван-дер-Поля. В He–Ne-лазерах было исследовано формирование пространственной когерентности (ПК) и интенсивности по мере прохождения через порог генерации и показана возможность его описания как фазового перехода (ФП) I или II рода [2,3], если генерацию лазера рассматривать как неравновесный ФП и в качестве параметра порядка рассматривать интенсивность излучения, а температуру — как параметр накачки или степень приближения к порогу. Показано, что у порога сильно возрастают флуктуации интенсивности [4]. Авторы работы [5] исследовали флуктуации интенсивности в мощных ПП-лазерах и зарегистрировали „нерегулярного вида“ низкочастотные

осцилляции — это как раз пороговые области, о которых пойдет речь ниже. В работе [6] исследовано поведение интенсивности ПП-лазера в зависимости от температуры и сравнены „лазерные и нелазерные“ (когерентные и некогерентные) составляющие. Некогерентная составляющая представляла излучение того же ПП-кристалла, но без отражающих зеркал (соответствующее напыление, уменьшающее отражение). Показано, что поведение интенсивности при изменении температуры и при приближении к температурному порогу можно описать по аналогии с теорией ФП II рода.

В работе исследовались характеристики двух типов промышленных лазеров: 1) инжекционный лазер типа HLDPM-650-3 (2 варианта) длина волны излучения ($\lambda = 0.65 \mu\text{m}$, мощность 3 mW , излучение красного цвета), 2) представляющий внутрирезонаторную генерацию второй гармоники ($\lambda = 0.53 \mu\text{m}$, мощность 4 mW , излучение зеленого цвета) лазера на Nd ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) с накачкой ПП-лазером ($\lambda = 0.9 \mu\text{m}$). Длина лазера с оптикой 5 cm . Процесс перехода через порог генерации производился путем изменения тока накачки. Излучение регистрировалось с помощью фотодиода со встроенным усилителем.

Спектральные измерения обоих типов лазеров выполнены с помощью оптического спектрального анализатора с дифракционной решеткой (OSA) в режиме ниже и выше порога генерации (рис. 1). Излучение вводилось в анализатор с помощью световода, выходная мощность (фиксированная доля полной мощности лазера) приведена на вертикальной оси. Длина волны определена с точностью до 0.01 nm . Лазеры первого типа ниже порога, имеют почти сплошную многомодовую структуру большой ширины ($10\text{--}12 \text{ nm}$) (рисунок не приведен). В режиме выше порога возрастают несколько центральных мод, затем происходит усиление одной из них с дальнейшей перестройкой с одной моды на другую (рис. 1, *a*). Ширина отдельной моды 0.5 \AA , межмодовое расстояние от 2 до 15 \AA (продольные и поперечные моды), что соответствует, например, расстоянию между продольными модами, рассчитанному по формуле $\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln$, без учета дисперсии, при длине кристалла $L = 0.5 \text{ mm}$ и показателе преломления $n = 3.5$. Сужение спектра происходит в 200 раз при комнатной температуре.

В случае второй гармоники Nd-лазера спектральные измерения произведены аналогичным образом. На рис. 1, *b* приведен спектр излучения второй гармоники лазера с накачкой в процессе роста тока накачки. Наблюдалась перестройка с моды на моду сначала в сторону

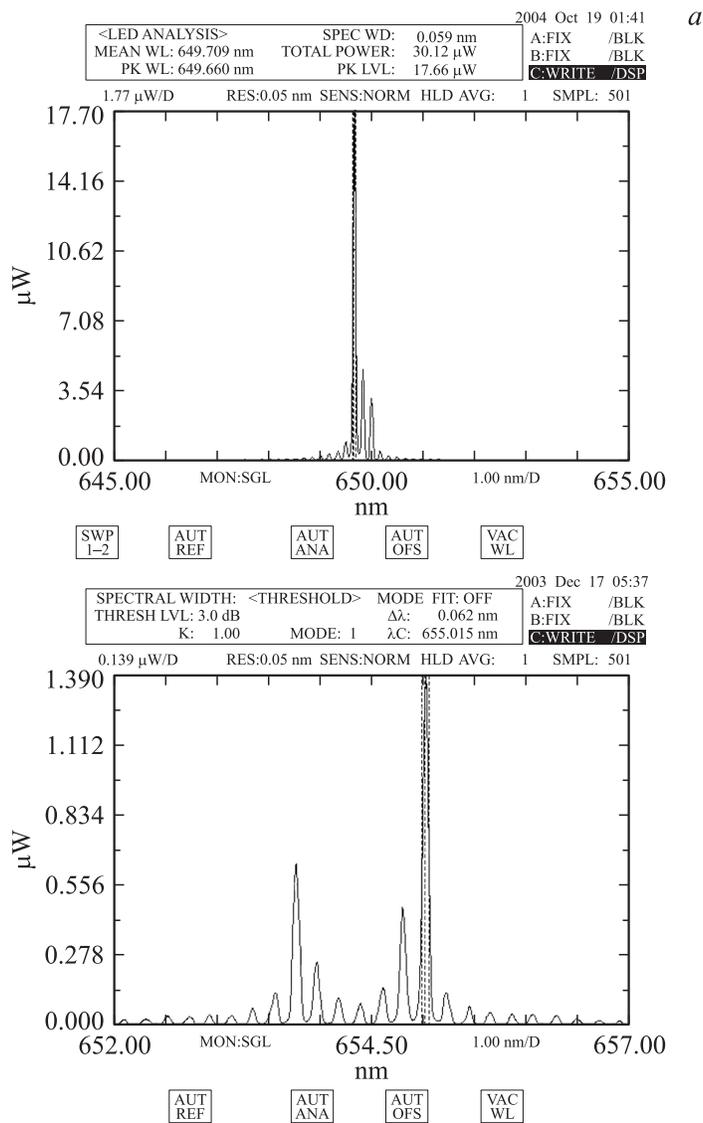


Рис. 1. Спектр излучения: *a* — красного лазера в процессе роста тока накачки; *b* — зеленого лазера в процессе роста тока накачки от 140 до 230 мА.

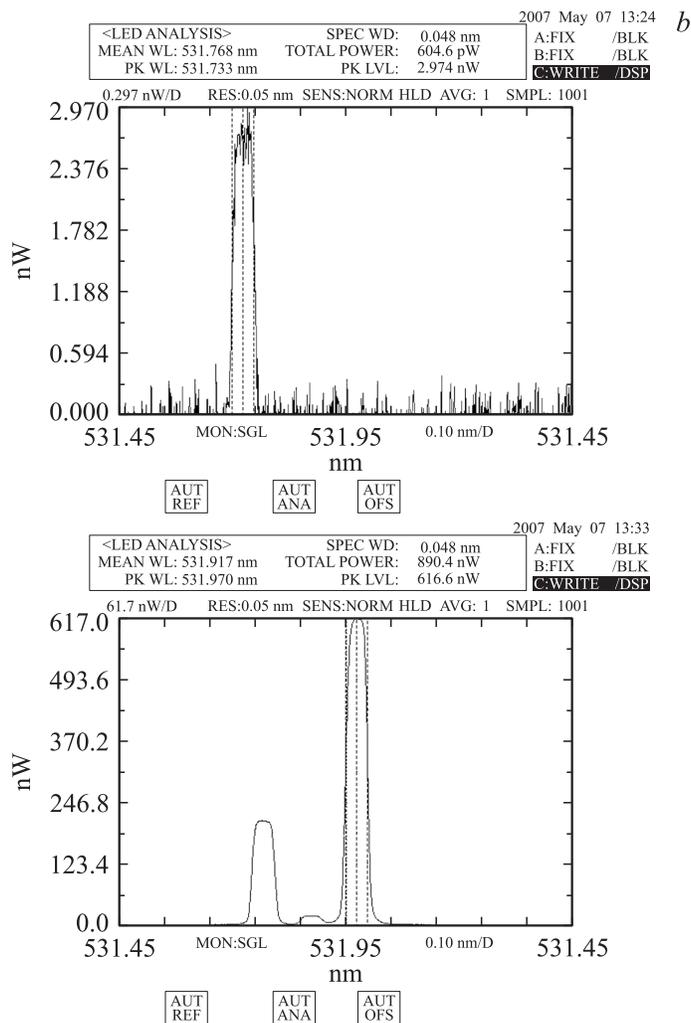


Рис. 1 (продолжение).

увеличения длины волны в пределах линии усиления Nd, затем длина волны уменьшалась до левого края линии усиления и снова возрастала, сохраняя значения длин волн и межмодовое расстояние. Для выяснения

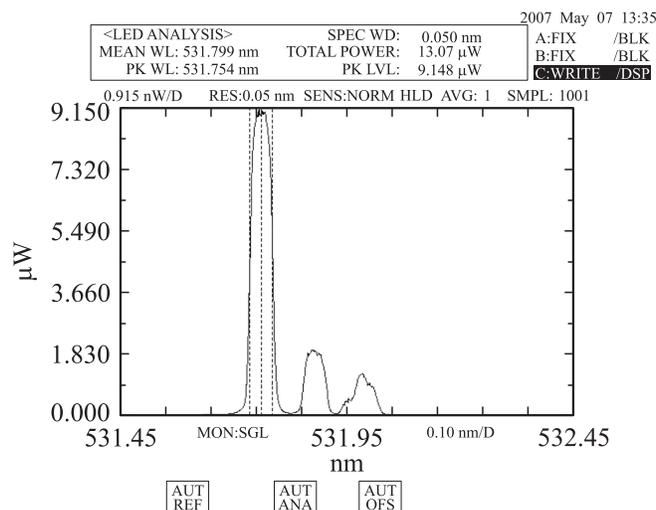


Рис. 1 (продолжение).

причины перестройки измерен спектр излучения самого лазера на Nd, не преобразованного во вторую гармонику. Там также наблюдается перестройка продольных мод. Имеется полное соответствие между спектрами I и II гармоники. К сожалению, измерения спектра лазера накачки ($\lambda \approx 0.9 \mu\text{m}$) из-за конструктивных особенностей не удалось выполнить. Картины спектров выше порога для I и II типа лазеров идентичны, что говорит о том, что перестройка второй гармоники происходит, по-видимому, из-за перестройки лазера накачки или же связана с нелинейностью линии усиления [7]. Этот вопрос будет обсуждаться ниже в связи с наблюдавшимся эффектом гистерезиса.

Поляризационные измерения для каждого лазера в отдельности с помощью призмы Глана показали, что в обоих случаях ниже порога имеется слабое неполяризованное излучение. Выше порога излучение эллиптически поляризовано, Степень поляризации определяли по формуле $\delta = (J_{\parallel} - J_{\perp}) / (J_{\parallel} + J_{\perp})$, где J_{\parallel} и J_{\perp} — соответствующие значения интенсивностей при ориентации поляризатора вдоль и перпендикулярно оси эллипса поляризации. В случае красного лазера эта величина менялась от 0.1 до 0.9 в зависимости от тока накачки,

а в случае зеленого лазера — от 0.7 до 0.95. В областях модовой перестройки степень поляризации резко уменьшалась приблизительно на 10%. В случае со второй гармоникой направление линейной поляризации (азимут) при переходе от основной моды ко второй при определенном токе накачки скачкообразно меняется приблизительно на 20 градусов и так же обратно. Предварительное объяснение этого явления основано на возможном увеличении азимута поляризации при нелинейном преобразовании (лазерная накачка и вторая гармоника), если предположить, что поляризация накачки незначительно меняется.

Когерентность, а именно степень поперечной пространственной когерентности, измерена с помощью поляризационного интерферометра (ПИ) [8], который имеет очень высокое разрешение при измерении ПК выше и ниже порога генерации. Для этого надо получить интерференционную картину от различных участков поперечного сечения лазерного пучка. В ПИ для этого используется расщепление пучка в двупреломляющем кристалле исландского шпата на два сдвинутых относительно друг друга параллельных пучка с интенсивностями J_1 , J_2 . Величину сдвига можно плавно менять путем вращения кристалла. В области перекрытия с помощью выходного поляризатора можно получить интерференционную картину. По видности интерференционной картины V при равенстве интенсивностей пучков определяется модуль нормированной степени ПК $|\gamma|$:

$$|\gamma| = \frac{J_1 + J_2}{2\sqrt{J_1 J_2}} V, \quad V = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}},$$

где J_{\max} и J_{\min} — соответствующие значения интенсивностей интерференционных полос, пропорциональных выходному напряжению фотодиода. При $J_1 = J_2$ $|\gamma| = V$. На рис. 2 приведены результаты измерений ПК для обоих лазеров. Для красного лазера $|\gamma|$ от малых значений 0.2 ниже порога достигает 0.9 выше порога, но в области перехода с одной моды на другую спадает до 0.25. При генерации второй гармоники уже при малых значениях тока накачки $|\gamma| = 0.6$, затем она спадает до 0.4 и снова возрастает до 0.6. В области достаточно высоко над порогом в нашем варианте лазера когерентность достигает 0.4.

Измерено также поведение интенсивности и ее флуктуации при приближении к порогу генерации и в областях модовой перестройки. Показатель степени μ в выражении для зависимости интенсивности

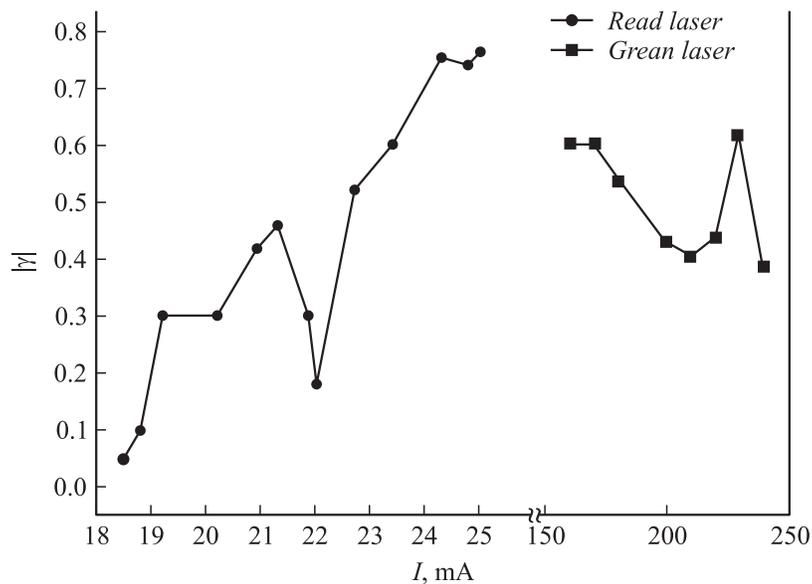


Рис. 2. Зависимость степени пространственной когерентности $|\gamma|$ от тока накачки. При $J_1 = J_2$, $|\gamma| = V = (J_{\max} - J_{\min}) / (J_{\max} + J_{\min})$, где V — видность интерференционных полос.

(параметра порядка) от степени приближения к порогу излучения по току (параметр накачки) $[(I_{th} - I) / I_{th}]^{-\mu}$ приблизительно равен 1 ± 0.1 (рис. 3), что совпадает с измерениями в работе [2], по изучению аналогии между лазером и фазовым переходом II рода. В случае зеленого лазера имеет место гистерезис в генерации определенной моды, при этом средняя интенсивность почти не меняется, т.е. происходит перекачка энергии с одной моды в другую. Например, при токе в 190 мА вместо первой по порядку моды возникает третья, но при уменьшении тока обратный переход происходит при токе 180 мА. Такого типа гистерезис несколько отличается от описанного в работе [7]. Роль поглощающей ячейки, по-видимому, играет сам переход на соседней моде. Измерения флуктуаций интенсивности с помощью анализатора спектра С4-12 показали, что в области гистерезиса и всех порогов имеют место резкое возрастание низкочастотных (до 15 кГц) шумов

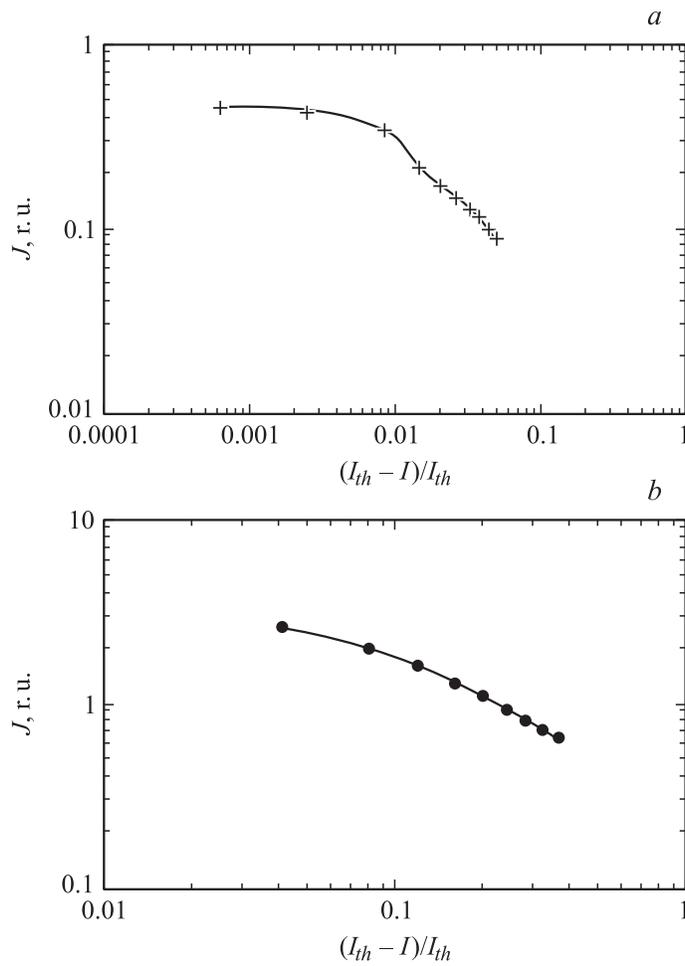


Рис. 3. Зависимость выходной интенсивности $J \sim U_{ph}$ лазерного излучения от параметра накачки $\eta = (I_{th} - I)/I_{th}$, $J \sim U_{ph} \sim \eta^{-\mu}$, $\mu \approx 1 \pm 0.1$, U_{ph} — выходное напряжение фотодиода, I — ток накачки лазера (*a* — красный, *b* — зеленый).

и спад когерентности, что объясняет результаты работы [5(рис. 6,7)]. Здесь можно говорить об аналогии с ФП I рода, как и в случае с He–Ne-лазером с неоновой поглощающей ячейкой [3].

Все приведенные выше измерения говорят о возможности описания процесса перехода этих лазеров через порог генерации в терминах аналогии с ФП II рода, а в области модовой перестройки с ФП I рода, как и в случае с He–Ne-лазером с неоновой поглощающей ячейкой [3]. Так же, как и там, и в нашем случае наблюдалось явление гистерезиса. Для исключения тепловых эффектов необходимо в дальнейшем проводить измерения с температурной стабилизацией.

В заключение выражаю благодарность сотрудникам лаборатории лазерной физики Л. Мурадян и А. Зейтуняну за помощь в проведении спектральных измерений.

Список литературы

- [1] *Armstrong J.A., Smith A.W.* // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 24. P. 68.
- [2] *Ахманов С.А., Пахалов В.Б., Чиркин А.С.* // Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 23. С. 391.
- [3] *Казанцев А.П., Сурдутович Г.И.* Дополнение к книге Аретки Ф. и др. Квантовые флуктуации излучения лазера. М.: Мир, 1974.
- [4] *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. Гл. 7.
- [5] *Богатов А.П., Дракин А.Е., Плюсюк С.А., Стратонников А.А., Кобякова М.Ш., Зубанов В.В., Мармалюк А.А., Падалица А.А.* // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. В. 9. С. 809.
- [6] *O’Gorman J., Levi A.F.J., Schmitt-Rink S., Tanbun-Ek T., Coblenz D.L., Logan R.A.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. P. 157–159.
- [7] *Летохов В.С., Чеботаев В.П.* Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975. Гл. 2.
- [8] *Арутюнян А.Г., Тулкин В.Г., Чиркин А.С.* // Квантовая электроника. 1973. Т. 1. С. 111.