

Жидкие лазерные резонаторы и волноводы.

IV. Линейчатые спектры лазерной генерации

А.В.Старцев, Ю.Ю.Стойлов, Чо Сан-Дзю

Наблюдавшаяся ранее необычная линейчатая структура в спектрах излучения жидких макрорезонаторов лазеров на красителях объяснена наличием прозрачных наружных оболочек, по которым, как в сложном резонаторе, частично распространяется возникающее и интерферирующее лазерное излучение.

Ключевые слова: лазерный резонатор, лазер на красителях, моды резонатора.

Как уже отмечалось [1–3], в ряде экспериментов с жидкими резонаторами была зафиксирована регулярная линейчатая (модовая) структура в обычно широкополосных и гладких спектрах излучения лазеров на красителях.

В соответствии с теоретическим рассмотрением [4] наличие мод в сферической капле определяется безразмерным параметром Ми

$$x = 2\pi r / \lambda \quad (1)$$

(где r – радиус капли, λ – длина волны излучения) и относительным показателем преломления $m = n_1/n_2$ (где n_1 и n_2 – соответственно показатели преломления жидкости капли и окружающей среды). Расстояние между соседними модами для сферических капель при больших x определяется выражением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi r} \Delta x, \quad (2)$$

где

$$\Delta x = \frac{\tan^{-1}(m^2 - 1)^{0.5}}{(m^2 - 1)^{0.5}}. \quad (3)$$

Интервалы между наблюдаемыми в наших экспериментах модами достигали нескольких нанометров, что соответствует линейным размерам резонаторов порядка долей миллиметра. Такие размеры совершенно не согласуются с почти сантиметровыми периметрами используемых капель. Причину появления линейчатых спектров в этих опытах выявить не удалось, поскольку такая модовая структура плохо воспроизводилась, т. е. появлялась не во всех формах жидких резонаторов и не в каждом эксперименте.

Физическая причина появления микролазерной линейчатой модовой структуры в наших макрорезонаторах стала более понятной после ее контролируемого и воспроизводимого обнаружения в следующих условиях. В цилиндрическую стеклянную пробирку с внешним диаметром 8 мм и толщиной стенок около 0.9 мм был залит раствор родамина С в этаноле. Возбуждение генерации

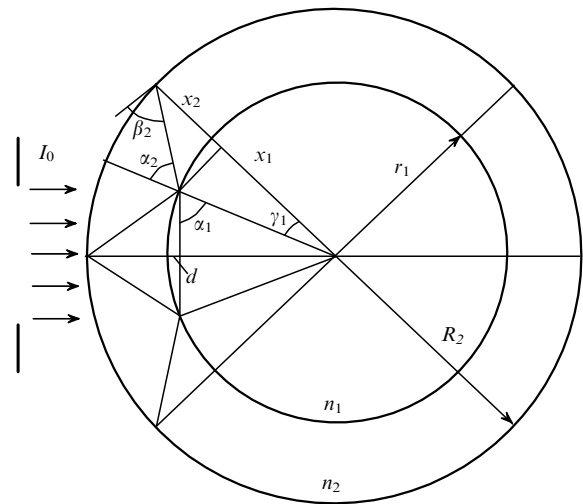


Рис.1. Схема траекторий лучей в лазерном резонаторе, состоящем из жидкой среды с показателем преломления n_1 и внешней оболочки с показателем преломления n_2 , при полном внутреннем отражении от внешней границы оболочки – воздух.

проводилось излучением с $\lambda = 532$ нм, сфокусированным в горизонтальную полосу длиной около 5 мм и высотой 0.5 мм. Для увеличения вывода излучения к пробирке иногда прижималась стеклянная призма. Поскольку показатель преломления стекла ($n = 1.5$) больше, чем показателя преломления этанола ($n = 1.35$), то лазерное излучение в растворе при падении на границу этанол–стекло не имеет полного внутреннего отражения, и это, как мы уже убедились для капли этанола в керосине [3], значительно снижает добротность резонатора.

Ожидалось, что в таком резонаторе без полного внутреннего отражения будет высокий порог генерации и при ее возникновении излучение не сможет распространяться вдоль границы раствора и поэтому будет выходить не из двух, а только из одной передней точки кольца, т. е. непосредственно из зоны накачки. Однако оказалось, что при наличии тонкой стеклянной стенки (рис.1) лазерное излучение может иметь полное внутреннее отражение от внешней границы стекло–воздух, что обеспечивает низкий порог возбуждения. При наблюдении сбоку лазерное излучение выходит как из передней, так и из задней точки

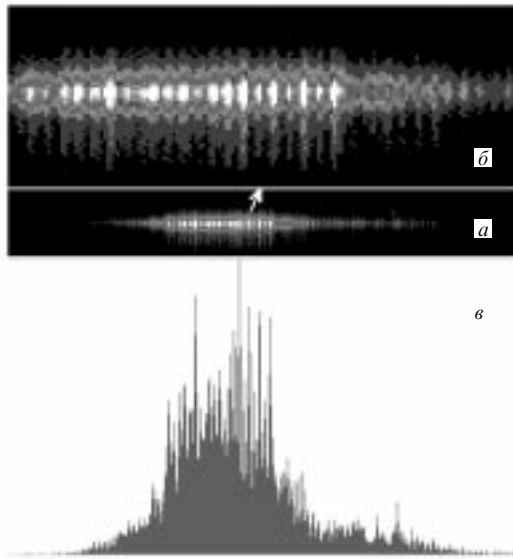


Рис.2. Спектр излучения жидкостного лазера в стеклянной оболочке с внешним диаметром 8 мм и толщиной стенки 0.9 мм при энергии накачки $E = 0.24$ мДж и типичном спектральном интервале между модами 0.25 нм (а), участок этого спектра при трехкратном увеличении (б) и распределение интенсивностей излучения по спектру (в) (максимум излучения на длине волны 622.15 нм).

кольца и, что особенно важно, имеет воспроизводимый линейчатый спектр с четко выраженной модовой структурой, приведенный на рис.2. Расстояние между модами составляло около 0.25 нм. Это соответствует круговому резонатору [4] с радиусом 0.23 мм или линейному резонатору с длиной 1.4 мм, что близко к оптической толщине стенки кюветы.

В аналогичных опытах со стеклянной пробиркой (внешний диаметр 15.8 мм, толщина стенки 0.57 мм) с этанольным раствором родамина расстояние между соседними модами генерации увеличилось до 0.45 нм, как показано на рис.3. При заливке в эту же пробирку (вместо этанольного) раствора родамина в дибутилфталате (ДБФ) ($n_1 = 1.491$) расстояние между модами в спектре генерации возросло до 0.8 нм.

Стало понятно, что причина появления мод в наших

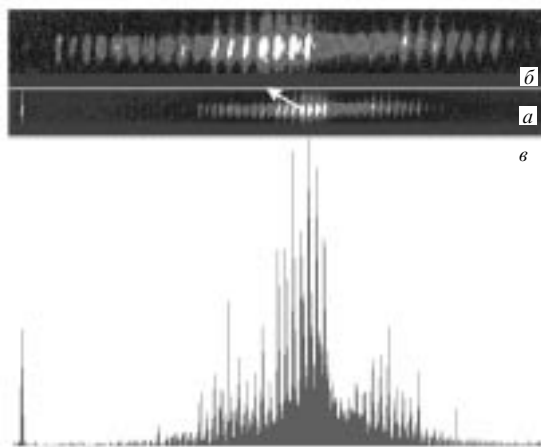


Рис.3. Спектр излучения жидкостного лазера в стеклянной оболочке с внешним диаметром 15.8 мм и толщиной стенки 0.57 мм при энергии накачки $E = 0.06$ мДж и типичном спектральном интервале между модами 0.45 нм (а), участок этого спектра при двукратном увеличении (б) и распределение интенсивностей излучения по спектру (в) (максимум излучения на длине волны 616 нм).

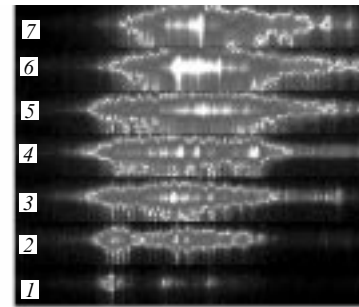


Рис.4. Влияние энергии накачки E и ширины зоны накачки D на положение и модовую структуру излучения жидкостного лазера в стеклянной оболочке с внешним диаметром 8 мм и толщиной стенки 0.9 мм при $D = 1.5$ мм, $E = 0.13$ мДж (1), $D = 2.0$ мм, $E = 0.23$ мДж (2), $D = 2.5$ мм, $E = 0.36$ мДж (3), $D = 3.0$ мм, $E = 0.34$ мДж (4), $D = 3.5$ мм, $E = 0.43$ мДж (5), $D = 4.0$ мм, $E = 0.55$ мДж (6), $D = 9.0$ мм, $E = 0.722$ мДж (7) (яркость уменьшена в 2 раза). При $D = 0.8$ мм генерация отсутствует.

экспериментах заключается во влиянии сложного резонатора и обусловлена наличием тонкой внешней оболочки, по которой частично и практически без потерь распространяется лазерное излучение. Оно попадает в лазерный раствор, усиливается в нем, а затем распространяется по многим путям и в растворе, и в оболочке (рис.1). Разность этих оптических путей, интерференция лучей и сложная внутрирезонаторная угловая и спектральная селекция излучения приводят к возникновению в нем наблюдаемой линейчатой модовой структуры. Примеры расчетов и моделирования распространения луча по оболочке в рамках геометрической оптики приведены ниже.

Если толщина окружающей стеклянной стенки неравномерная, то в спектре появляется дополнительная модуляция интенсивности мод с периодом, обусловленным разностью толщин стенки при ее обходе. Экспериментально было показано, что иногда при малой энергии накачки и наличии оптических неоднородностей в толщине стенок из-за дополнительной селекции в спектре генерации наиболее интенсивной оказывается только одна мода (рис. 4, спектр 1). При увеличении длины зоны возбуждения D (и величины d на рис.1) число мод увеличивается и они становятся менее четко выраженными (рис.4).

Подтверждение влияния толщины стенок на модовую структуру было получено в опытах, в которых производилось локальное изменение толщины стенки с помощью наносимой на нее с внешней стороны жидкой пленки ДБФ. Это приводило к изменению положений интенсивных мод в спектре генерации или полному их замыванию в сплошной спектр. При изменении толщины пленки ДБФ положение и интенсивность мод в лазерной генерации тоже менялись. Следовательно, определяющим параметром для линейчатой структуры излучения действительно является толщина стеклянной стенки кюветы и ее изменения четко проявляются в изменениях спектра генерации.

Возвращаясь к работам [1–3], можно сказать, что там мы иногда отмечали, как на поверхности капель (при их нахождении в растворах под тонким слоем воды в течение нескольких суток) на межфазной границе ДБФ–вода со временем появлялась какая-то тонкая оболочка. Эта оболочка была особенно заметна при осторожном удалении лазерного раствора из капли, когда оболочка провисала и капля из-за этого теряла свою сферическую

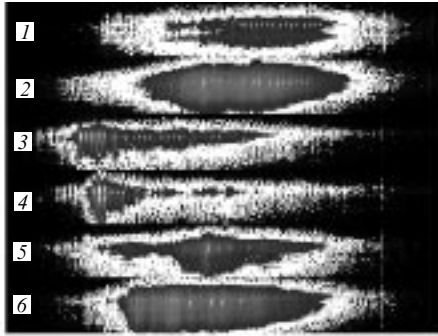


Рис.5. Изменение спектров излучения жидкостного лазера в стеклянной оболочке с внешним диаметром 8 мм и толщиной стенки 0.9 мм после механического сдавливания оболочки: исходный спектр в отсутствие механического воздействия на оболочку (1, $E = 0.17$ мДж), спектр при сдавливании оболочки (2, $E = 0.15$ мДж), спектр сразу после снятия механического напряжения (3, $E = 0.17$ мДж), а также спектры спустя одну минуту (4, $E = 0.16$ мДж), через 10 мин (5, $E = 0.16$ мДж) и через 20 мин после снятия напряжения (6, $E = 0.14$ мДж).

форму. Но обычно мы проводили эксперименты на свежеприготовленных каплях, а на них таких оболочек (и модовой структуры в спектрах) не было.

Стеклянные оболочки на жидких резонаторах с линейчатыми спектрами позволили воспроизводимым образом продемонстрировать обсуждающуюся ранее [1–3] высокую чувствительность жидких резонаторов к малейшим изменениям их формы. При внешнем механическом сдавливании первой стеклянной оболочки, а затем снятия напряжения спектры генерации менялись от линейчатых до почти одномодовых (рис.5). При полном снятии механического давления спектры генерации восстанавливали свое положение и исходную линейчатую структуру не сразу, а через $\sim 30–40$ мин, что связано с медленным снятием остаточных внутренних механических напряжений в стекле. Регистрация спектров жидких резонаторов показывает, что механические напряжения в стеклянной оболочке сохраняются еще десятки минут после снятия внешнего воздействия и что спектры жидких резонаторов отражают малые механические изменения в форме резонатора.

Для пояснения влияния оболочки на модовую структуру излучения рассмотрим задачу о ходе лучей в жидкостном лазерном резонаторе, состоящем из круглого цилиндра с активной средой с показателем преломления n_1 , окруженного цилиндрической круглой оболочкой с показателем преломления $n_2 > n_1$ (рис.1). Отметим, что это соотношение показателей преломления диаметрально противоположно ситуации в световодах, для которых обычно $n_2 < n_1$.

Пусть радиус активной среды равен r_1 . Требуется определить, при каком радиусе R_2 лазерный луч, попадающий из активной среды в оболочку, будет испытывать на внешней границе (оболочка – воздух) полное внутреннее отражение (необходимое для лазерного резонатора с высокой добротностью). Для луча света, идущего по хорде, которая отстоит на расстояние d (см. обозначения на рис.1) от внутренней окружности с радиусом r_1 , и попадающего в оболочку, имеем

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{r_1 - d}{r_1}, \quad (4)$$

$$\alpha_2 = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \alpha_1 \right), \quad (5)$$

$$\beta_2 = \arccos \frac{1}{n_2}, \quad (6)$$

$$\gamma_1 = \pi - (\pi - \alpha_2) - \left(\frac{\pi}{2} - \beta_2 \right). \quad (7)$$

Вводя обозначение $R_2 = x_1 + x_2$ (рис.1) и замечая, что

$$x_1 = r_1 \cos \gamma_1, \quad (8)$$

$$x_2 = \frac{r_1 \sin \gamma_1}{\tan(\pi/2 - \beta_2)}, \quad (9)$$

получаем

$$\frac{R_2}{r_1} = \cos \gamma_1 + \frac{\sin \gamma_1}{\tan(\pi/2 - \beta_2)}. \quad (10)$$

Выражение (10) можно упростить:

$$\frac{R_2}{r_1} = \frac{\cos \gamma_1 \sin(\pi/2 - \beta_2) + \sin \gamma_1 \cos(\pi/2 - \beta_2)}{\sin(\pi/2 - \beta_2)} = \frac{\sin(\gamma_1 + \pi/2 - \beta_2)}{\cos \beta_2} = \frac{\sin \alpha_2}{\cos \beta_2} = \frac{(n_1/n_2) \sin \alpha_1}{1/n_2} = n_1 \sin \alpha_1. \quad (11)$$

Подставляя (4) в (11), получаем

$$\frac{R_2}{r_1} = \frac{n_1(r_1 - d)}{r_1}. \quad (12)$$

При $d \ll r_1$ имеем

$$\frac{R_2}{r_1} = n_1. \quad (13)$$

Весьма неожиданным представляется то, что при $n_2 > n_1$, согласно (12), (13), предельное R_2 (и толщина оболочки) совсем не зависит от n_2 .

Таким образом, полное внутреннее отражение света от внешней границы оболочки наблюдается в том случае, если отношение R_2/r_1 (12) не превышает n_1 , равного для этанола 1.35. Иначе говоря, толщина оболочки вокруг активной лазерной среды не должна превышать 35 % от внутреннего или 26 % от внешнего радиуса.

В наших экспериментах с первой стеклянной пробиркой, где наблюдалась четкая линейчатость спектров, толщина стенки была около 0.9 мм при внешнем радиусе $R_2 = 4$ мм, т.е. составляла 29 % от внутреннего или 22.2 % от внешнего радиуса, что удовлетворяет условию получения полного внутреннего отражения света на внешней границе.

Несмотря на то что свет в таком сложном резонаторе с оболочкой может распространяться по многим путям с заходом в активную среду и в оболочку, наибольшей добротностью обладает путь с наименьшими потерями (т.е. идущий в основном по стеклу и только частично по активной среде) и с наибольшим усилением (т.е. идущий по наибольшей хорде в активной среде при заданной длине участка усиления). Так, луч, у которого точка выхода из активной среды после ряда отражений совпадет с точкой входа, снова пойдет по наибольшей хорде и поэтому окажется наиболее усиливаемым и наиболее добротным.

Ниже будут приведены примеры расчета траекторий таких лучей, но следует подчеркнуть одну особенность. Траектория движения такого луча по сложному резонатору состоит из целого числа одинаковых «ячеек», в каж-

дой из которых луч после падения на границу стекло – раствор разделяется на два луча: один луч после отражения идет по стеклу, отражается от внешней границы стекло – воздух и снова идет к границе стекло – раствор, где встречается и интерферирует с другим лучом, проникшим в раствор и прошедшим в нем по хорде. Таким образом, наиболее добротная траектория оказывается набором целого числа одинаковых по длине и свойствам резонаторов с одинаковой модовой структурой. Среди этих «ячеек» одна является активной (с усилением), остальные – пассивными, но интервал между модами в них одинаков и определяется разностью оптических путей света по стеклу и по раствору. Ниже приводятся оценки, которые показывают, что эта разность путей сравнима с толщиной стенки оболочки (т.е. порядка миллиметров), и именно она определяет расстояние между модами (несмотря на большой (сантиметровый) путь света в резонаторе по всей длине стеклянной оболочки).

Доля света, проникающего в активную среду после отражения от границы стекло – раствор, зависит от поляризации. Большая часть света, поляризация которого перпендикулярна плоскости падения, проникает в усиливающую среду и возвращается в оболочку, но в последующих «ячейках» она снова идет по пассивному раствору и больше поглощается. Свет, поляризация которого лежит в плоскости падения, меньше проникает в активную среду, и после усиления меньшая его часть возвращается в оболочку, но в последующих «ячейках» он меньше поглощается. Более детальную оценку потерь для лучей с разной поляризацией в таком сложном резонаторе мы не проводили, но измерения показывают, что в жидкостных кольцевых резонаторах при наличии линейчатых спектров генерации присутствует излучение с обеими поляризациями и со сравнимыми интенсивностями.

Приведем примеры расчетов траекторий лучей с целым числом «ячеек» для жидкостного лазера с оболочкой.

Пример 1 (все линейные величины на рис.1 нормированы на r_1). Для резонатора с $n_1 = 1.35$, $n_2 = 1.5$, $r_1 = 1$, $d/r_1 = 0.034077$, $\beta_2 = \arccos(1.0677/n_2)$, используя формулы (4)–(10), получаем $R_2/r_1 = 1.22131$, $(\pi/2 - \alpha_1)(180/\pi) = 15^\circ$, $\gamma_1 = 15^\circ$. При данных параметрах луч после 12 отражений от внешней границы стекло – воздух точно входит в начальную точку усиливающей среды. Таким образом, при обходе оболочки луч проходит через 12 одинаковых «ячеек». Оптическая разность хода двух лучей в каждой «ячейке» $\Delta l = 0.392$, что сравнимо с оптической толщиной оболочки, равной $0.22131n_2 = 0.332$.

Пример 2. В случае, если $n_1 = 1.35$, $n_2 = 1.55$, $r_1 = 1$, $d/r_1 = 0.034112$, $\beta_2 = \arccos(1.0428/n_2)$, из формул (4)–(10) получаем $R_2/r_1 = 1.25043$, $(\pi/2 - \alpha_1)(180/\pi) = 15^\circ$, $\gamma_1 = 15^\circ$. При данных параметрах при обходе оболочки луч проходит через 12 одинаковых «ячеек». Оптическая разность хода двух лучей $\Delta l = 0.493$, что сравнимо с оптической толщиной оболочки, равной $0.25043n_2 = 0.388$.

Для второй пробирки с этанолом свет при обходе резонатора, по оценкам, совершает 24 отражения от внешней оболочки, а разность хода лучей уменьшается в 1.85 раза, что и приводит к увеличению межмодового расстояния. Показатель преломления ДБФ близок к показателю преломления стекла, поэтому разность хода лучей уменьшается, а расстояние между модами увеличивается до 0.8 нм.

Линейчатая структура спектров становится менее четкой (замывается), если толщина стенок оболочки оказывается неравномерной по окружности и если в полосе усиления отсутствуют длины волн, для которых длина оболочки не кратна целому числу «ячеек». В этом случае спектры генерации оказываются широкополосными, обычными для лазеров на красителях без видимой модовой структуры.

Таким образом, установлено, что модовая структура в спектрах генерации жидкостных лазерных резонаторов связана с наличием прозрачных наружных оболочек, по которым частично распространяется возникающее лазерное излучение. Уникальность описанных экспериментов с получением линейчатых спектров состоит в том, что в других конденсированных лазерных средах провести такие опыты весьма трудно.

В волноводных волокнах можно реализовать случай, когда $n_2 > n_1$, а центральная зона является усиливающей. Однако вследствие малого усиления в волокнах такие моды возбуждаться не будут (нет выделенных «усиливающих хорд»). В полупроводниковых же лазерах есть большое усиление, но из-за характерного высокого n_1 трудно сделать оболочку, окружающую активную среду, с $n_2 > n_1$.

Представляет интерес дальнейшее исследование и детальный расчет модовой структуры макроразмерных жидкостных лазерных резонаторов с прозрачными жесткими и гибкими оболочками и их использование для создания чувствительных оптических датчиков, позволяющих сравнительно легко и с высокой точностью фиксировать внешние воздействия спектральными приборами по изменению положения и интенсивности мод лазерной генерации.

1. Белоногов А.Ю., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю., Чо Сан-Дзю. *Квантовая электроника*, **24**, 727 (1997).
2. Белоногов А.Ю., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю., Чо Сан-Дзю. *Квантовая электроника*, **24**, 1045 (1997).
3. Белоногов А.Ю., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю., Чо Сан-Дзю. *Квантовая электроника*, **25**, 625 (1998).
4. Qian S.X., Snow J.B., Tzeng H.M., Chang R.K. *Science*, **231**, 486 (1986).

A.V.Startsev, Yu.Yu.Stoilov, Cho Sung-Joo. Liquid laser cavities and waveguides. IV. Line spectra of the laser radiation.

The unconventional line structure in the radiation spectra of liquid macro-cavity dye lasers observed previously is attributed to the existence of transparent outer shells through which the emergent laser radiation partly passes, like in a composite cavity, with interference.