1969 г. Июль *Том 98, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535.89

ЛАЗЕР «БЕГУЩЕЙ СРЕДЫ»

Уже в самом начале исследований твердотельных лазеров физики столкнулись с рядом парадоксальных явлений. Во-первых, твердотельные лазеры генерируют световые волны одновременно на многих близких частотах. Во-вторых, распределение интенсивности по спектру генерируемых лазером колебаний имеет хаотический вид. Особенно наглядно это проявляется в случае широких спектров генерации лазеров на стекле с неодимом. И, наконец, в-третьих, при непрерывном возбуждении активной среды (непрерывной световой накачке) интенсивность излучения лазеров дискретна во времени, т. е. носит пичковый характер. При этом временные интервалы, разделяющие пички, а также мощность пичков хаотически меняются по своей величине.

Эти явления в значительной мере составили проблематику большого числа экспериментальных и теоретических работ, появившихся в течение девяти лет существования лазеров. Однако до сих пор свойства спектра и интенсивности излучения твердотельных лазеров, сформулированные выше в виде второго и третьего парадоксов, не нашли своего объяснения.

Процесс генерации в лазерах — это автоколебания осцилляторов электромагнитного поля. Такими осцилляторами являются собственные колебания электромагнитного поля, заключенного между зеркалами резонатора. Они имеют вид стоячих волн с трехмерной пространственной структурой. Их принято называть модами резонатора.

Частота моды в резонаторе, составленном из плоских зеркал, приближенно равна

$$\nu_m \approx \frac{cm}{2L}, \tag{1}$$

где c — скорость света в среде, L — оптическая длина резонатора, а m — продольный индекс моды, характеризующий ее пространственную неоднородность в направлении оси лазера. Действительно, поскольку $\nu = c/\lambda$, то $L/m = \lambda/2$, т. е. m — это число полуволн, укладывающихся на длине резонатора, тогда как величина $\lambda/2$ определяет размер осевой неоднородности моды. В оптическом диапазоне ($\lambda = 10^{-5} - 10^{-3}$ *см*) при $L = 10$—100 *см* продольный индекс равен $m = 10^5$—10^7, т. е. всегда имеет высокий порядок.

Два поперечных индекса p_1, p_2, задающих структуру моды в поперечных направлениях, не могут принимать больших значений из-за очень быстрого роста дифракционных потерь на зеркалах при увеличении индекса моды. Реальные возможные значения этих индексов лежат в пределах от 0 до 10^2. Такое соотношение продольных и поперечных индексов обеспечивает малый разброс волнового вектора электромагнитной моды лазера в поперечном направлении и, следовательно, высокую направленность генерируемого излучения. Соответственно малые значения поперечных индексов означают, что размеры пространственной неоднородности моды в поперечном направлении $\sim d/p$ сравнимы с диаметром резонатора d.

Моды лазера, частоты которых лежат в пределах полосы люминесценции активных центров (рис. 1), черпают энергию в объеме Δv активной среды по закону

$$\Delta \dot{N}_m(\mathbf{r}) = D g_m N_m P_m(\mathbf{r})\, n(\mathbf{r})\, \Delta v, \tag{2}$$

где $\Delta \dot{N}_m(\mathbf{r})$ — число фотонов, рождающихся в единицу времени в данной моде частоты ν_m в объеме Δv; g_m — ордината кривой люминесценции на частоте ν_m; N_m — число фотонов в моде; $P_m(\mathbf{r})$ — функция, описывающая пространственное распределение поля моды в резонаторе; $n(\mathbf{r})$ — плотность инверсной заселенности в объеме Δv. Инверсная заселенность $n(\mathbf{r})\,\Delta v$ равна

$$n(\mathbf{r})\,\Delta v = [n_2(\mathbf{r}) - n_1(\mathbf{r})]\,\Delta v,$$

где n_1 (r) Δv — число активных центров в нижнем состоянии, а n_2 (r) Δv — в верхнем состоянии квантового перехода, который совершают активные центры в объеме Δv при взаимодействии с фотонами моды. Коэффициент D — величина, пропорциональная коэффициенту Эйнштейна для индуцированного перехода между двумя названными состояниями.

Поскольку атомы в твердых телах локализованы с точностью до 10^{-8} *см*, что значительно меньше длины волны в оптическом диапазоне, активные центры, находящиеся в пучностях моды, наиболее интенсивно теряют возбуждение при взаимодействии с фотонами моды, и, наоборот, центры, расположенные в узлах, совсем не совершают

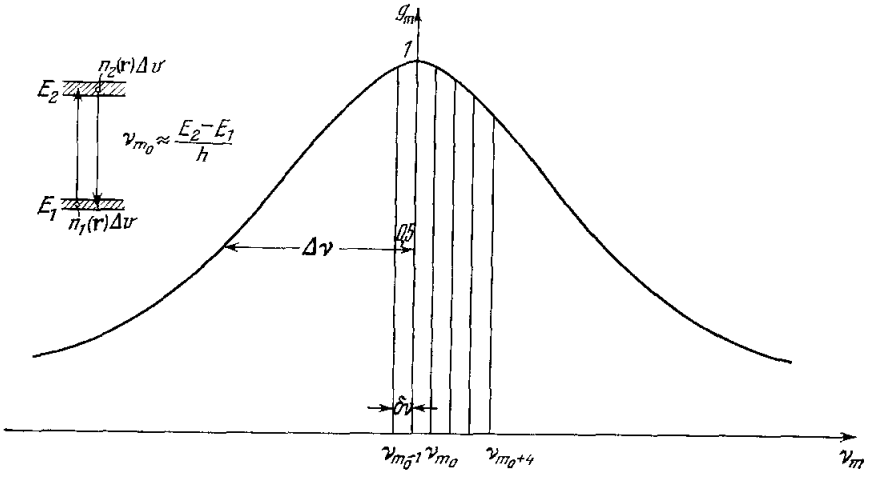

Рис. 1.

индуцированных переходов в поле той же моды. Однако на узлы данной моды приходятся пучности других мод. Поэтому инверсная заселенность в узлах одной моды может служить источником энергии для других мод. Таким образом, источник энергии автоколебаний в твердотельных лазерах питает моды в зависимости от распределения их поля в пространстве, и эта наиболее специфическая особенность лазера как автоколебательной системы порождает многомодовость генерации. Такова идея, которая легла в основу теории спектрального состава излучения лазеров, работающих на конденсированных средах. Впервые она была сформулирована лишь через три года после появления лазеров [1].

Как видно из формулы (1), разность частот двух мод, продольные индексы которых отличаются на единицу, равна

$$\delta\nu = \nu_m - \nu_{m-1} = \frac{c}{2L}.$$

Обычно длина резонатора составляет 10—100 *см*, так что $\delta\nu \sim 10^8$—10^9 *сек*$^{-1}$. Поэтому, если учесть, что половинная ширина полос люминесценции конденсированных сред $2\Delta\nu$ (см. рис. 1) лежит в пределах от 10^{10} до 10^{13} *сек*$^{-1}$, становится ясно, какое большое число мод потенциально способно к генерации.

По мере увеличения числа генерируемых мод все меньше остается областей с сохранившейся инверсной заселенностью. Суммарное поле этих мод уже более равномерно распределено в пространстве, так что для других мод, потенциально способных к генерации, не хватает инверсной заселенности, которая могла бы компенсировать их энергетические потери в резонаторе. Можно показать [2], что при увеличении мощности накачки ширина спектра излучения лазера достигает некоторого предела, обусловленного тем, что совместная генерация достаточно большого числа мод обеспечивает настолько равномерное опустошение инверсной заселенности в пространстве, что дальнейшее обогащение излучения модами становится невозможным.

Распределение излучения в пространстве, определяемое набором поперечных индексов мод, участвующих в генерации, в частности существование предельного угла расходимости, тоже связано с пространственной неоднородностью поля мод [3].

Таким образом, многомодовость генерации твердотельных лазеров снижает как когерентность, так и направленность. Устранение пространственной неоднородности поля мод по отношению к активным центрам должно поэтому привести и к существен-

ному сужению спектра, и к увеличению направленности излучения. В частности, существует несколько путей для повышения когерентности излучения твердотельных лазеров.

Во-первых, можно перейти от стоячих волн к бегущим, применив вентиль, который обеспечил бы одностороннее распространение электромагнитных волн [4].

Во-вторых, можно пытаться создать такие резонаторы, которые характеризуются либо пространственно однородными модами [5], либо высокой степенью вырождения мод по частоте, т. е. когда совокупности большого числа пространственно не однородных мод соответствует одна и та же частота [6].

В-третьих, активные центры из узлов моды в процессе ее генерации можно перемещать в пучности настолько быстро, чтобы не дать возможности другим модам осциллировать за счет этих центров [2,7].

Лазеры, в которых осуществляется движение активных центров относительно стоячих волн в направлении оси резонатора, мы будем называть далее лазерами «бегущей среды».

Простейшим способом реализации принципа относительного движения активных центров и стоячих электромагнитных волн вдоль оси лазера является механическое перемещение стержней из активных материалов внутри резонатора. Именно этим путем осуществлены основные эксперименты по исследованию специфических особенностей излучения лазеров «бегущей среды».

Другая группа методов основана на противофазной модуляции показателя преломления в резонаторе по разные стороны от активного стержня при неизменности оптической длины резонатора. При этом узлы и пучности мод колеблются относительно активных центров. Амплитуда и скорость этого движения зависят от глубины и частоты модуляции. В 1967 г. в Институте физики полупроводников СО АН СССР был осуществлен электрооптический вариант противофазной модуляции [14].

Фундаментальным результатом кинетической теории лазера «бегущей среды» с плоским резонатором является существование для любой данной накачки такой скорости $v_{о.г}$, начиная с которой имеет место одномодовое (по продольному индексу) излучение с мощностью, равной мощности излучения лазера с покоящейся средой при той же самой накачке [2]. Приближенно эта скорость равна

$$v_{о.г} \approx \frac{\lambda}{4}\frac{N}{t_1}M, \qquad (3)$$

где t_1 — среднее время жизни активного центра в возбужденном состоянии в поле одного фотона ($t_1 = (Dg)^{-1}$; см. формулу (2)), N — число фотонов в генерируемой моде, M — число различных продольных индексов мод, частоты которых попадают в половину половинной ширины линии люминесценции активной среды ($M \sim \Delta\nu/\delta\nu$) (см. рис. 1).

Физический смысл соотношения (3) заключается в том, что для достижения одномодовой генерации в лазере «бегущей среды» перенос инверсной заселенности в пространстве должен происходить тем быстрее, чем больше расстояние от узла до пучности ($\lambda/4$), чем больше скорость «выжигания» инверсной заселенности в пучности генерируемой моды ($\sim N/t_1$), а также чем сильнее конкуренция со стороны соседней моды, что учитывается множителем M. Оценка скорости $v_{о.г}$ для рубиновых лазеров при комнатной температуре по формуле (3) дает при малых накачках величину $v_{о.г} \sim 10^2$ *см/сек*.

На рис. 2. приведена фотография экспериментальной установки лазера «бегущей среды». Из этой фотографии видно, что расположенный между зеркалами резонатора осветитель вместе с импульсными лампами накачки и активным стержнем, находящимся внутри осветителя, могут передвигаться вдоль оси резонатора.

В первых публикациях по лазерам «бегущей среды» [7,8] было сообщено, что в рубине при скорости 40 *см/сек* сужение спектра излучения лазера вплоть до одной моды легко осуществляется в интервале (1—1,2) $W_{пор}$, где $W_{пор}$ — пороговая мощность накачки. В этих экспериментах осветитель вместе с кристаллом рубина приводился в колебательное движение вдоль оси плоского резонатора и в момент максимальной скорости производился поджиг импульсных ламп накачки.

На рис. 3 приведены интерферограммы излучения лазера с неподвижным кристаллом рубина (*а*) и движущимся со скоростью 40 *см/сек* (*б*), полученные на эталоне Фабри — Перо. Из этих интерферограмм видно, что многомодовая генерация в случае обычного лазера сменяется одномодовой генерацией (по продольному индексу) в случае лазера «бегущей среды». Этот опыт явился прямым экспериментальным доказательством определяющей роли пространственной неоднородности мод в формировании спектра излучения лазера *).

*) Единственная появившаяся за рубежом работа по лазеру «бегущей среды» [15] не содержит существенных результатов, кроме некоторых указаний о регуляризации интенсивности излучения во времени.

Перейдем теперь к другой особенности лазера «бегущей среды», которая проливает свет на второй парадокс твердотельных лазеров.

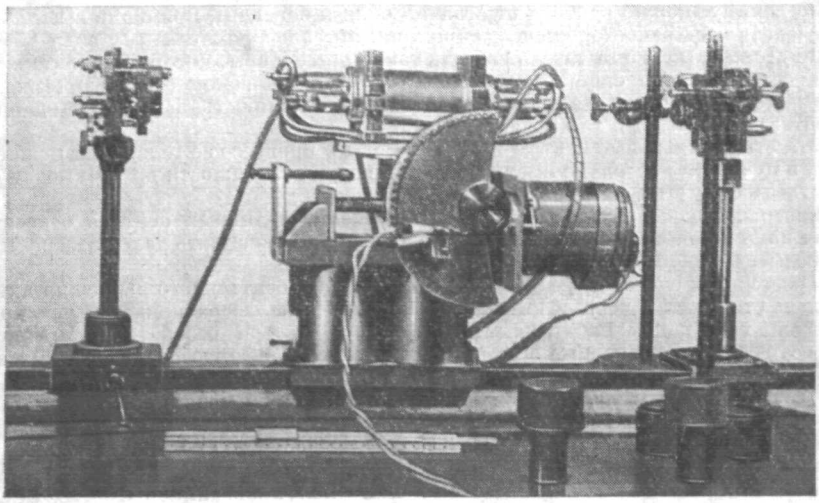

Рис. 2.

На рис. 4 представлены спектры генерации лазера на стекле с неодимом [9]. В случае *а*) стеклянный стержень неподвижен. При этом спектр излучения отличается хаотическим распределением как частот, так и интенсивностей отдельных полос генерации. Если стержень движется (случай *б*)), то спектр приобретает регулярную структуру как по частоте, так и по интенсивности.

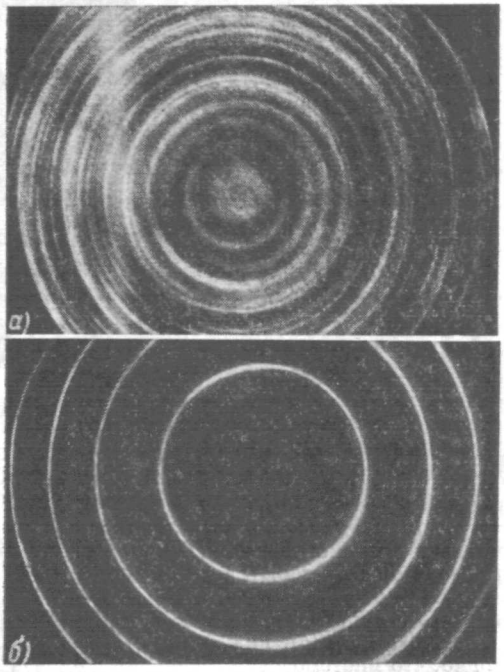

Рис. 3.

Как следует из теории [1,2], интенсивность излучения лазера на частоте данной моды определяется коэффициентом ее усиления, а также коэффициентом потерь. Поэтому спектр излучения зависит от вида кривых усиления и потерь как функций частоты моды. Если эти кривые гладкие, то и спектр излучения лазера должен иметь гладкую форму. Отсюда на основании экспериментальных результатов, представленных на рис. 4, следует сделать вывод, что движение активной среды относительно стоячих волн (мод) резонатора сглаживает обе кривые — усиления и потерь.

Почему же в обычных лазерах эти кривые имеют случайную форму?

В реальных лазерах основные внутренние параметры, определяющие характеристики излучения, являются случайными функциями координат. Наличие оптических неоднородностей в активной среде может существенно повлиять на колебательную систему лазера. Подобно тому, как при введении плоскопараллельной пластинки в резонатор появляется дискриминация одних мод по сравнению с другими, а именно возникает частотная модуляция потерь с периодом

$$\delta'\nu = \frac{c}{2d\mu}$$

(где d — толщина пластинки, а μ — ее показатель преломления), оптическая неоднородность среды также должна привести к деформации спектра резонатора. Иначе говоря, пространственные флуктуации в поглощении и рассеянии света активными средами (кристаллами, стеклами, жидкостями) порождают случайную зависимость коэффициента потерь от частоты [9].

Аналогично случайные распределения возбуждения активных центров, определяемые как условиями накачки, так и неоднородностями внутри активных сред, неизбежно приводят к соответствующим флуктуациям коэффициента усиления отдельных мод, поскольку поле каждой моды имеет свое пространственное распределение. В результате в спектре излучения лазера наблюдается хаос частот и интенсивностей, что отчетливо проявляется в случае, когда ширина спектра генерации превосходит

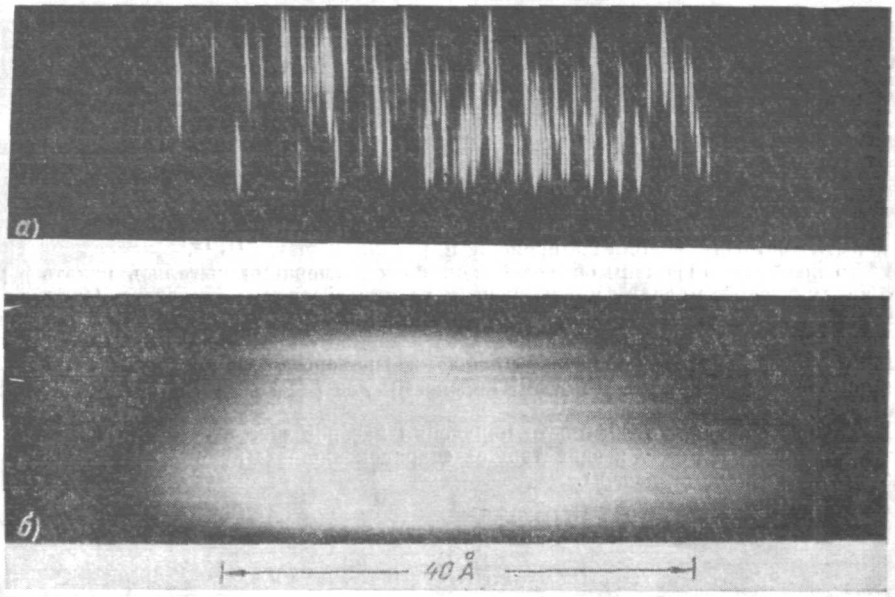

Рис. 4.

характерные спектральные провалы, диктуемые размерами неоднородностей в активной среде (как это имеет место в лазерах на стекле с неодимом).

В лазерах «бегущей среды» при скоростях $v \sim 10—100$ *см/сек* происходит эффективное усреднение коэффициентов усиления и потерь отдельных мод [9], что и приводит к регуляризации спектров излучения. Сглаживание кривых усиления и потерь при движении активной среды — таково объяснение причины регуляризации спектров излучения лазеров «бегущей среды» по сравнению со спектрами излучения обычных лазеров.

Одной из нерешенных физических проблем квантовой электроники является проблема пичковой генерации (третий парадокс, о котором говорится в начале статьи). И здесь исследования лазеров «бегущей среды» выявляют решающую роль неоднородностей активной среды.

Запись интенсивности излучения рубинового лазера с помощью сверхскоростного фоторегистратора показывает, что пичковый характер генерации лазера с неподвижным кристаллом (рис. 5, *а*) преобразуется в непрерывную генерацию лазера «бегущей среды» (рис. 5, *б*). В обоих случаях внутри резонатора имеется круглая диафрагма диаметром ~ 1 *мм*. Это явление, впервые обнаруженное на рубине [10], в дальнейшем было найдено и на других средах (Nd^{3+} в стекле, Nd^{3+} в $CaWO_4$) [11], что свидетельствует о едином механизме пичковой генерации твердотельных лазеров. Различия в условиях достижения непрерывной генерации сказываются только в выборе величины диафрагмы.

В лазере «бегущей среды» еще не устранено влияние на процесс генерации неоднородностей среды в поперечном направлении, связанное с пространственной неоднородностью мод в поперечном направлении. Поэтому введение в резонатор диафрагмы, ограничивающей сечение рабочей части среды, имеет целью выделить в ней достаточно однородный участок. Опыт показывает, что для того, чтобы излучение было непрерывным во времени, в рубине величина диафрагмы должна быть меньше 0,7—1 *мм*, в стекле с неодимом — меньше 1,5 *мм*, в $CaWO_4$ с неодимом — меньше 1 0—1,1 *мм*.

Движение активной среды в направлении оси лазера и диафрагмирование в поперечном направлении нивелируют воздействие статистических флуктуаций как на спектр излучения, так и на развитие генерации во времени. Колебательная система лазера стабилизируется во времени как в продольном направлении, так и в поперечном, неоднородности накачки по модам усредняются, и генерация становится непрерывной.

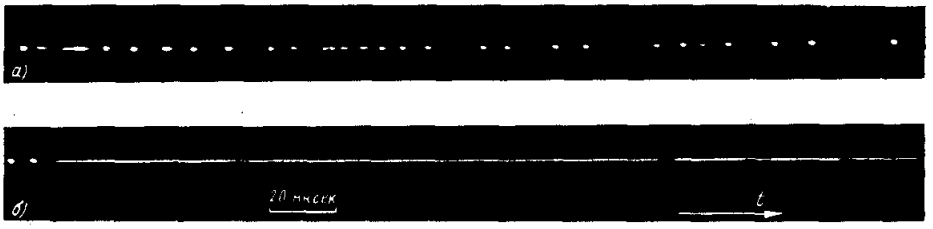

Рис. 5.

Спектральное и пространственное распределения интенсивности излучения лазера не испытывают флуктуаций во времени и регуляризуются [11, 12].

До последнего времени объяснение пичковой генерации пытались искать в рамках динамической модели, учитывающей взаимодействие мод лазера. Однако, как следует из приведенных выше результатов, причина пичковой генерации коренится в статистических флуктуациях параметров лазерной системы. Об этом говорит и недавний эксперимент Джибладзе, Муриной и Прохорова [13], которые показали, что и одномодовая генерация (по всем индексам) лазера на $CaF_2:Dy^{2+}$ также носит пичковый характер.

Таковы основные особенности излучения лазеров «бегущей среды». Они позволили установить природу и единство тех «парадоксальных» явлений, которыми отличаются твердотельные лазеры.

Б. Л. Лившиц

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Tang, H. Statz, G. A. de Mars, J. Appl. Phys. **34**, 2289 (1963).
2. Б. Л. Лившиц, В. Н. Цикунов, ЖЭТФ **49**, 1843 (1965).
3. Ю. А. Ананьев, ЖТФ **37**, 139 (1967).
4. C. L. Tang, H. Statz, G. A. de Mars, D. T. Wilson, Phys. Rev. **136A**, 1 (1964).
5. V. Evtuhov, A. E. Siegman, Appl. Opt. **4**, 142 (1965).
6. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и волноводы, М., «Сов. радио», 1966.
7. Б. Л. Лившиц, В. Н. Цикунов, ДАН СССР **163**, 870 (1965).
8. Б. Л. Лившиц, В. П. Назаров, Л. К. Сидоренко, В. Н. Цикунов, Письма ЖЭТФ **1**, 23 (1965).
9. Б. Л. Лившиц, А. Т. Турсунов, ЖЭТФ **52**, 1472 (1967).
10. Б. Л. Лившиц, В. П. Назаров, Л. К. Сидоренко, А. Т. Турсунов, В. Н. Цикунов, Письма ЖЭТФ **3**, 279 (1966).
11. Б. Л. Лившиц, А. Т. Турсунов, Научно-техническая конференция по квантовой электронике (Тезисы докладов), НТОРЭ им. А. С. Попова, М., 1967.
12. Б. Л. Лившиц, А. Т. Турсунов, Доклад на Всесоюзном семинаре по вопросам природы спектрального уширения линий излучения конденсированных активных сред ОКГ, Киев, 1968.
13. М. И. Джибладзе, Т. М. Мурина, А. М. Прохоров, ДАН СССР **182** (5), 1048 (1968).
14. В. В. Анциферов, Г. В. Кривощеков, К. Г. Фолин, Известия Вузов, Радиофизика **10**, 879 (1967).
15. I. Free, A. Korpel, Proc. IEEE **52**, 90 (1964).