



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Анциферов

К ВОПРОСУ О ПУЛЬСАЦИЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

ИЯФ 93-50



НОВОСИБИРСК

**К вопросу о пульсациях излучения
твердотельных лазеров**

В.В. Анциферов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, Россия

АННОТАЦИЯ

Приведены экспериментальные результаты исследований спектрально-временных характеристик излучения лазеров на ионах хрома и неодима в различных средах, полученные автором в ряде работ на одной экспериментальной установке и в идентичных условиях при устранении влияния технических возмущений резонатора. На основании качественного различия в поведении свободной генерации ионов хрома и неодима предложен физический механизм, обуславливающий возникновение незатухающих пульсаций излучения лазера на ионах, имеющих внешнюю рабочую оболочку, связанный с полевым расщеплением рабочих уровней ионов в собственном поле излучения, вследствие динамического эффекта Штарка.

ВВЕДЕНИЕ

Свободная генерация твердотельных лазеров происходит, как правило, в режиме незатухающих пульсаций с неуправляемыми спектрально-временными параметрами излучения, эффективное управление которыми достигается только при стабилизации ее интенсивности. Причины возникновения незатухающих пульсаций излучения в твердотельных лазерах обсуждалась в большом количестве работ, обзоров и монографий [1-6] и преимущественно на основе анализа экспериментальных результатов, полученных на различных установках и часто в неконтролируемых условиях. В большинстве работ использовалось квазиклассическое описание генерации, для которого характерно классическое рассмотрение электромагнитного поля и квантовомеханический анализ активной среды. Уравнения, описывающие генерацию в рамках одномодовой модели, представляющей собой соотношение баланса между энергией поля в резонаторе и разностью населенностей рабочих уровней, были получены в [7]. В [8] сделан вывод скоростных уравнений твердотельных лазеров из уравнений Больцмана для матрицы плотности и уравнений Максвелла для электромагнитного поля. Для многомодового случая скоростные уравнения были частично решены в [9].

Численное решение скоростных уравнений в случае генерации двух мод дало затухающие к стационарному уровню пульсации излучения. Дополнительный учет поперечной неоднородности поля в резонаторе [10]

нарушает только регулярность пульсаций излучения в переходном режиме генерации, которая также выходит на стационарный уровень. В многомодовом режиме конкуренция мод в резонаторе может приводить к пространственной модуляции усиления вдоль оси активной среды [11], что в свою очередь приводит к появлению распределенной положительной обратной связи и смене мод в процессе генерации.

Использованные в работах теоретические модели были часто очень далеки от эксперимента. Вывод балансных уравнений и их решения получены в условиях целого ряда упрощающих допущений и в ограниченной области изменения параметров лазеров. Даже в случае одномодовой генерации в условиях однородного распределения инверсии удается найти решения только в предельных случаях очень малых или очень больших отклонений от стационарного режима. В случае многомодовой генерации достаточно строгие решения получены только для линеаризованных уравнений, описывающих генерацию вблизи стационарного режима. Вопрос об устойчивости стационарного решения к большим отклонениям решен только численно.

Возникновение автомодуляции и незатухающих пульсаций излучения связывали с влиянием спонтанных шумов [12, 13] неоднородности накачки [14, 15], неоднородного характера уширения линии усиления [16], флуктуаций интенсивности по амплитуде больше декремента затухания [17, 18], самофокусировки излучения [19], насыщающего поглощения [20], теплового дрейфа линии усиления [21], периодической структуры инверсной населенности [22, 23], неустойчивостей параметров резонатора [24, 25] и различных нелинейных эффектов взаимодействия поля с веществом [26, 27]. Предложенные механизмы, вызывающие пульсации излучения твердотельных лазеров, можно разделить на физические, не связанные с конкретной установкой, и технические, обусловленные внешними факторами (неустойчивости параметров резонатора, неоднородности накачки и активной среды и др.). Влияние технических факторов на динамику свободной генерации можно устранить достаточно простыми средствами, как это будет показано ниже, даже в импульсном режиме.

Многообразие взглядов на свободную генерацию твердотельных лазеров обусловлено, очевидно, тем, что в рамках балансной теории не удается объяснить существование в них режима незатухающих пульсаций интенсивности излучения. Поэтому решающий вклад в эту проблему могут внести только достоверно полученные экспериментальные результаты.

В настоящей работе приведены некоторые экспериментальные результаты автора [28–39] по исследованию спектрально-временных характери-

стик излучения лазеров на ионах хрома и неодима в различных средах на одной экспериментальной установке и в идентичных условиях.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При создании экспериментальной установки были предприняты все необходимые меры [30, 31] по устранению влияния внешних технических факторов на динамику свободной генерации и в достаточно "чистом" виде исследовать ее динамику. В этом случае можно было провести корректное сравнение всех предложенных физических механизмов, вызывающих пульсацию излучения, с экспериментом. Юстировка всех элементов резонатора производилась по методике, разработанной автором [40], позволяющей простыми средствами устранить влияние технических возмущений резонатора.

Только после устранения влияния технических факторов была получена устойчивая квазистационарная генерация TEM_{00q} мод на всех исследованных неодимовых средах (рис. 1). При этом не было никакой необходимости производить сглаживание продольной неоднородности инверсии в активных средах, как это делалось в ряде работ. После регулярного переходного процесса на всех средах устанавливалась квазистационарная многомодовая генерация с шириной спектра, определяемой шириной и характером уширения линий усиления активных сред и превышением накачки над пороговой. В условиях квазистационарного режима достаточно просто достигается стабильная одночастотная генерация (рис. 1,к) с плавной перестройкой длины волны в пределах ширины линии усиления.

В лазерах на ионах неодима в активных средах, обладающих высокой однородностью и теплопроводностью, таких как иттриево-алюминиевый гранат, бериллат лантана, калий-гадолиниевый вольфрамат, при тех же экспериментальных условиях еще более просто достигается устойчивая квазистационарная генерация TEM_{mnq} мод в плоском резонаторе, но только для мод с малыми индексами m и n (рис. 2). В переходном процессе чередование поперечных мод с различными индексами, имеющих разные объемы возбуждения и, следовательно, усиление, приводит к его нерегулярности. В отсутствие селекции мод ширина спектра квазистационарной генерации была аналогичной спектру генерации TEM_{00q} мод. При использовании дисперсионного резонатора легко достигалась устойчивая одночастотная квазистационарная генерация TEM_{mnq} мод (рис. 2,е). С возрастанием индексов поперечных мод их конкуренция приводила к чередованию мод в течение всего импульса генерации, которое

сопровождается незатухающими пульсациями излучения. С остальными неодимовыми средами, у которых однородность или теплопроводность не достаточно высоки, получить устойчивую квазистационарную генерацию TEM_{mnq} мод не удается.

Для научных и практических приложений были разработаны одночастотные лазеры на ионах неодима, генерирующие в квазистационарном режиме с длительностью импульса 0.1–1.0 мс, перестройкой длины волны излучения в диапазоне 1050–1080 нм и энергией излучения в импульсе 0.1–1.0 Дж.

Свободная генерация TEM_{00q} и TEM_{mnq} мод в лазерах на ионах хрома в исследованных средах с плоскими зеркалами, в отличие от лазеров на ионах неодима, происходит всегда в режиме незатухающих пульсаций излучения (рис. 3 и 4). В обычных условиях без использования специальной методики настройки элементов резонатора при генерации TEM_{00q} мод в лазере на рубине наблюдаются переодические перескоки длины волны излучения в коротковолновую область спектра (рис. 3,в). Однонаправленное (без возвратов) смещение длины в красную область спектра в течение всего импульса генерации (рис. 3,г) достигалось только при устранении влияния технических возмущений резонатора. При этом за исключением первых 3–4 пиков в каждом пике генерации возбуждалась одна продольная мода. Скорость самосвищивания длины волны излучения значительно (в несколько раз) превышала скорость теплового дрейфа линии усиления и зависела от превышения накачки над пороговой. В пиковом режиме применение достаточно жесткой селекции продольных мод не позволяет получить одночастотную генерацию (рис. 3,д).

В условиях неоднородного поля в активной среде генерация TEM_{00q} и TEM_{mnq} мод в лазерах на ионах хрома в кристаллах алемандрита и гадолиний-скандий-галлиевого граната (ГСГГ) с плоскими зеркалами, как и в лазере на рубине, происходит всегда в режиме незатухающих пульсаций излучения (рис. 4). Характер развития спектра генерации во времени существенно зависел от физического состояния кристаллов, их температуры и наличия паразитной селекции мод. Присутствие в резонаторе лазера даже очень слабой дискриминации мод, вносимой просветленными торцами кристаллов, приводило к появлению мелкой дискретной структуры спектра (рис. 4,в,г). При полном устранении селекции мод эта структура спектра исчезала и тогда четко проявлялась колебательная структура (рис. 4,б). Вследствие более низкой теплопроводности кристалла ГСГГ происходило значительное красное смещение его спектра в процессе генерации (рис. 4,г). Использование призменного дисперсион-

ного резонатора с угловой дисперсией ~ 3 угл.мин/нм позволило сузить и стабилизировать во времени спектры генерации лазеров в пределах ~ 0.8 нм (рис. 4,д).

Устойчивая квазистационарная генерация TEM_{00q} мод в лазере на рубине (рис. 5) при любых превышениях накачки над пороговой достигается только при принудительном сглаживании продольной неоднородности поля в активной среде с помощью компенсируемой фазовой модуляции (КФМ) [41]. Сужение спектра генерации до одной моды в этом случае затягивается во времени (рис. 5,в) и осуществляется только за счет дисперсии, создаваемой формой линии усиления. После переходного процесса и установления квазистационарной генерации, спектральная линия обнаруживает на отдельных участках "инерцию" по отношению к тепловому дрейфу линии усиления, когда периодически в течение ~ 100 мкс наблюдается стабильная во времени и по спектру одночастотная квазистационарная генерация. Смена мод в условиях однородного поля в активной среде происходит в процессе генерации адиабатически и не сопровождается пульсациями интенсивности излучения. Эффективность селекции продольных мод и стабильность спектра генерации резко возрастает в квазистационарном режиме (рис. 5,г), когда при тех же условиях селекции мод достаточно просто достигается одночастотная генерация в течение всего импульса.

Роль пространственной неоднородности поля и ее влияние на характер генерации наглядно видно, когда включение и выключение КФМ приходило в процессе генерации (рис. 6). При включении КФМ с задержкой во времени от начала генерации всегда наблюдался переход от незатухающих пульсаций излучения к квазистационарной генерации (рис. 6,а). Если же процесс сглаживания продольной неоднородности поля прекращался после установления квазистационарной генерации, то немедленно происходил обратный переход от квазистационарной генерации к пиковому режиму (рис. 6,б).

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работах автора впервые экспериментально было установлено качественное различие в характере режимов генерации лазеров на ионах хрома и неодима, которое было обнаружено только тогда, когда удалось устранить влияние технических факторов на свободную генерацию.

Из экспериментальных результатов, приведенных выше, можно сделать однозначный вывод, что в лазерах на ионах хрома, в отличие от лазеров на ионах неодима, четко наблюдается проявление физического

механизма, вызывающего незатухающие пульсации интенсивности излучения. Ни один из предложенных ранее физических механизмов [12–27] не дает адекватного объяснения такого режима. Сравнение генерационных характеристик излучения TEM_{00q} мод лазеров на ионах хрома и неодима в кристалле ГСГГ, то есть имеющих одну и ту же матрицу активной среды и, следовательно, одинаковые нелинейности, исключает механизм, связанный с пространственным взаимодействием мод в активной среде. В одинаковых экспериментальных условиях в кристалле ГСГГ ионы неодима генерируют в квазистационарном режиме, а ионы хрома — в пиковом.

Такое качественное различие в поведении свободной генерации этих лазеров обусловлено, очевидно, резким различием в структуре их рабочих уровней. Если излучение трехвалентных ионов хрома определяется тремя электронами 3d-оболочки, которая является внешней, то излучение ионов неодима обусловлено тремя электронами 4f-оболочки, которая глубоко экранирована двумя электронами 5s-оболочки и шестью электронами 5p-оболочки. Поэтому возникающее электрическое поле лазерного излучения в активной среде будет воздействовать только на ионы хрома, приводя к дополнительному расщеплению его рабочих уровней вследствие динамического эффекта Штарка. В условиях пространственно неоднородного поля в активной среде, создаваемого стоячей волной, пространственная структура которой изменяется в процессе генерации (рис. 3,г), динамический эффект Штарка приводит к модуляции коэффициента усиления активной среды во времени и незатухающим пульсациям интенсивности излучения. При сглаживании пространственной неоднородности поля в активной среде эта наведенная модуляция усиления исчезает и устанавливается квазистационарная генерация (рис. 4).

Для расщепления рабочих уровней ионов на величину $\Delta\lambda \sim 0.1$ нм, достаточную для однонаправленного чередования продольных мод в течение всего импульса генерации (рис. 3,г), необходимая величина электрического поля лазерного излучения в случае линейного эффекта Штарка для водородоподобных ионов должна составлять [42]:

$$E \sim \frac{Z\Delta\lambda}{0.06\lambda^2 n(n-1)} \sim I \quad [\kappa B/cm], \quad (1)$$

где z — заряд иона, n — главное квантовое число. При этом интенсивность лазерного излучения в резонаторе должна быть равна

$$I = \frac{c}{4\pi} E^2 = 10^3 \quad \text{Вт/см}^2, \quad (2)$$

что достаточно хорошо соответствует эксперименту. С ростом главного квантового числа величина расщепления уровней растет как n^2 . В случае квадратичного эффекта Штарка величина расщепления рабочих уровней, равная

$$\Delta\lambda \geq \frac{\hbar^5 n^6 \lambda^2}{4\pi c m_0^3 e^6 z^4} \cdot E^2, \quad (3)$$

нарастает более быстро $\sim n^6$. При этом терм верхнего рабочего уровня оказывается сильнее смещенным в сторону меньших энергий, чем нижний, что приводит к красному смещению рабочего перехода и длины волны в процессе генерации (рис. 3,г).

Свободная генерация лазеров на ионах неодима достаточно хорошо описывается скоростными уравнениями, с помощью которых можно рассчитать время затухания и период переходных пульсаций излучения, ширину спектра квазистационарной генерации. Однако, скоростные уравнения не имеют предельных циклов [43], поэтому они не пригодны для анализа свободной генерации лазеров на ионах хрома. Для описания свободной генерации лазеров на ионах хрома необходимо использовать исходные уравнения, полученные из уравнений Максвелла для электромагнитного поля и уравнений для матрицы плотности [15].

Предложенный механизм возникновения незатухающих пульсаций излучения твердотельных лазеров подтверждается экспериментами по исследованию лазера на ионах титана в сапфире при лазерной квазинепрерывной накачке [44], в которых также наблюдались незатухающие пульсации излучения. Трехвалентные ионы титана имеют, как и ионы хрома, внешнюю рабочую электронную оболочку, которая подвержена воздействию внешних электрических полей лазерного излучения. Можно также предположить, что свободная генерация всех редкоземельных ионов в различных средах при устранении влияния технических возмущений должна происходить в квазистационарном режиме без принудительного сглаживания пространственной неоднородности поля в активной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беленов Э.М., Ораевский А.Н. Труды ФИАН, 1970, т.52, с.237-336.
2. Машкевич В.С. Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971, 472 с.
3. Ханин Я.И. Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975, 496 с.
4. Дементьев В.А., Зубарев Т.Н., Ораевский А.Н. Труды ФИАН, 1977, т.91, с.3-74.
5. Harrison R.G. Contem. Phys., 1988, v.29, N4, p.341-371.
6. Khanin Ya.I. J. Opt. Soc. Amer., 1988, B5, N5, p.889-898.
7. Statz H., de Mars G. Quantum Electronics, N.Y., Colambia Univer. Press., 1960, p. 530-534.
8. Tang C.L. J. Appl. Phys., 1963, v.34, N10, p.2935-2940.
9. Tang C.L., Statz H., de Mars G.J. Appl. Phys., 1963, v.34, N8, p.2289-2296.
10. Statz H., Tang C.L. J. Appl. Phys., 1964, v.35, N5, p.1377-1383.
11. Herre P.J., Varabas U. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1987, v.818, N1, p.105-115.
12. Беспалов В.И., Гапонов А.В. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1965, т.8, N1, с.70-80.
13. Jung P., Hanngi P. J. Opt. Soc. Amer., 1988, B5, N5, p.979-986.
14. Fleck J.A., Kidder R.E. J. Appl. Phys., 1964, v.35, N10, p.2825-2831.
15. Fogysiak W., Harrison R.G., Moloney J.V. Phys. Rev., 1989, v.39, N1, p.421-423.
16. Ханин Я.И. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1966, т.9, N4, с.697-709.
17. Дементьев В.Л., Зубарев Т.Н. ДАН СССР, 1972, т.204, N1, с.66-69.
18. Казанцев А.П., Кривошеков Г.В., Семибаломут В.М. и др. Квант. электрон., 1975, т.2, N1, с.165-167.

19. Желнов Б.Л., Смирнов В.С. ЖЭТФ, 1968, т.55, вып.4, с.1332-1337.
20. Беспалов В.И., Якубович Е.И. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1965, т.8, N5, с.909-919.
21. Курсанов Б.П., Леонтович А.М., Можарский А.М. Квант. электрон., 1974, т.1, вып.10, с.2211-2229.
22. Быков В.П. ДАН СССР, 1972, т.206, N5, с.1078-1081.
23. Идиатулин В.С., Успенский А.В. Радиотех. и электрон., 1977, т.22, N12, с.2584-2591.
24. Лившиц Б.Л. ДАН СССР, 1970, т.194, N6, с.1298-1300.
25. Винокуров Г.Н., Галактионова Н.М., Егорова В.Ф. и др. ЖЭТФ, 1971, т.60, N22, с.489-499.
26. Басов Н.Г., Морозов В.Н., Ораевский А.Н. ЖЭТФ, 1965, т.49, N3, с.895-904.
27. Гайнер А.В., Комаров К.П. Оптика и спектр., 1978, т.44, N4, с.766-771.
28. Анциферов В.В., Пивцов В.С., Угожаев В.Д. Оптика и спектр., 1972, т.32, вып.6, с.1159-1162.
29. Анциферов В.В., Пивцов В.С., Угожаев В.Д. Квант. электрон., 1973, N3(15), с.57-65.
30. Анциферов В.В., Кучьянов А.С., Пивцов В.С. и др. Оптика и спектр., 1975, т.38, вып.3, с.599-607.
31. Анциферов В.В., Кравченко В.И. Препринт ИФ АН УССР, Киев, 1988, N4, 43с.
32. Antsiferov V.V., Ghiner A.V., Derzhi N.M. e.a. Optical Communs., 1975, v.14, N4, p.388-391.
33. Анциферов В.В. Препринт СФТИ-4, Сухуми, 1980, 33с.
34. Анциферов В.В., Голяев Ю.Д. Оптика и спектр., 1982, т.52, вып.4, с.706-712.

35. Анциферов В.В., Хабурзания Г.В. Электрон. техника, сер.11, 1991, вып.2 (58), с.3-6.
36. Анциферов В.В., Алимпиев А.И., Иванов Е.В. и др. Электрон. техника, сер.11, 1991, вып.2 (58), с.7-9.
37. Анциферов В.В., Хабурзания Г.В., Шкадаревич А.П. Оптика и спектр., 1992, т.72, вып.1, с.191-195.
38. Анциферов В.В., Алимпиев А.И., Иванов Е.В., Хабурзания Г.В. ЖТФ, 1992, т.62, вып.3, с.7-15.
39. Анциферов В.В., Ерохин Н.С., Иванов Е.В. Препринт ИКИ. РАН, Пр.-1820, Москва, 1992, 72 с.
40. Анциферов В.В. Автореферат канд.диссерт., ИФП СО АН, Новосибирск, 1973.
41. Анциферов В.В., Кривошеков Г.В. Изв. ВУЗов, Радиофиз., 1967, т.10, N6, с.879-880.
42. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.-Л., Физматгиз, 1963, 640 с.
43. Рождественский К.Н. Радиотех. и электрон., 1963, т.8, N12, с.2043-2045.
44. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. Квант. электрон., 1986, т.13, N6, с.1207-1213.

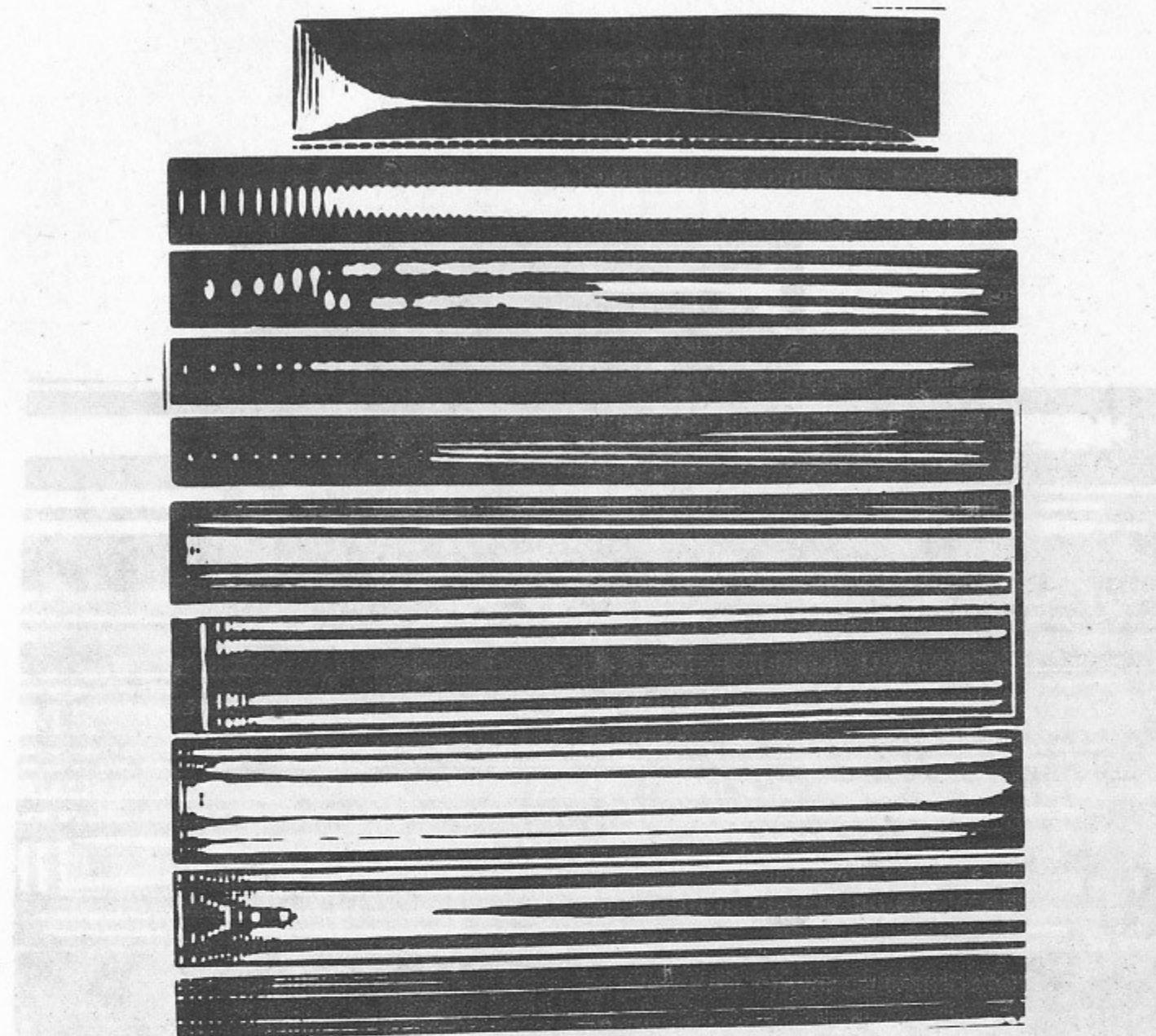


Рис. 1. Параметры генерации TEM_{00q} мод лазеров на ионах неодима в различных средах: а—осциллограмма интенсивности излучения, метки 20 мкс; б—временная развертка распределения интенсивности в ближней зоне; в-и—временные развертки спектров генерации без селекции мод силикатного стекла ГЛС-7 (в), фосфатного стекла ГЛС-22 (г), концентрированного фосфатного стекла КНФС (д), калий-гадолиниевого вольфрамата КГВ (е), бериллата лантана БЛН (ж), гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом ГСГГ (з) и иттрий-алюминиевого граната ИАГ (и); к—развертка спектра генерации лазеров на неодиме с селекцией мод.

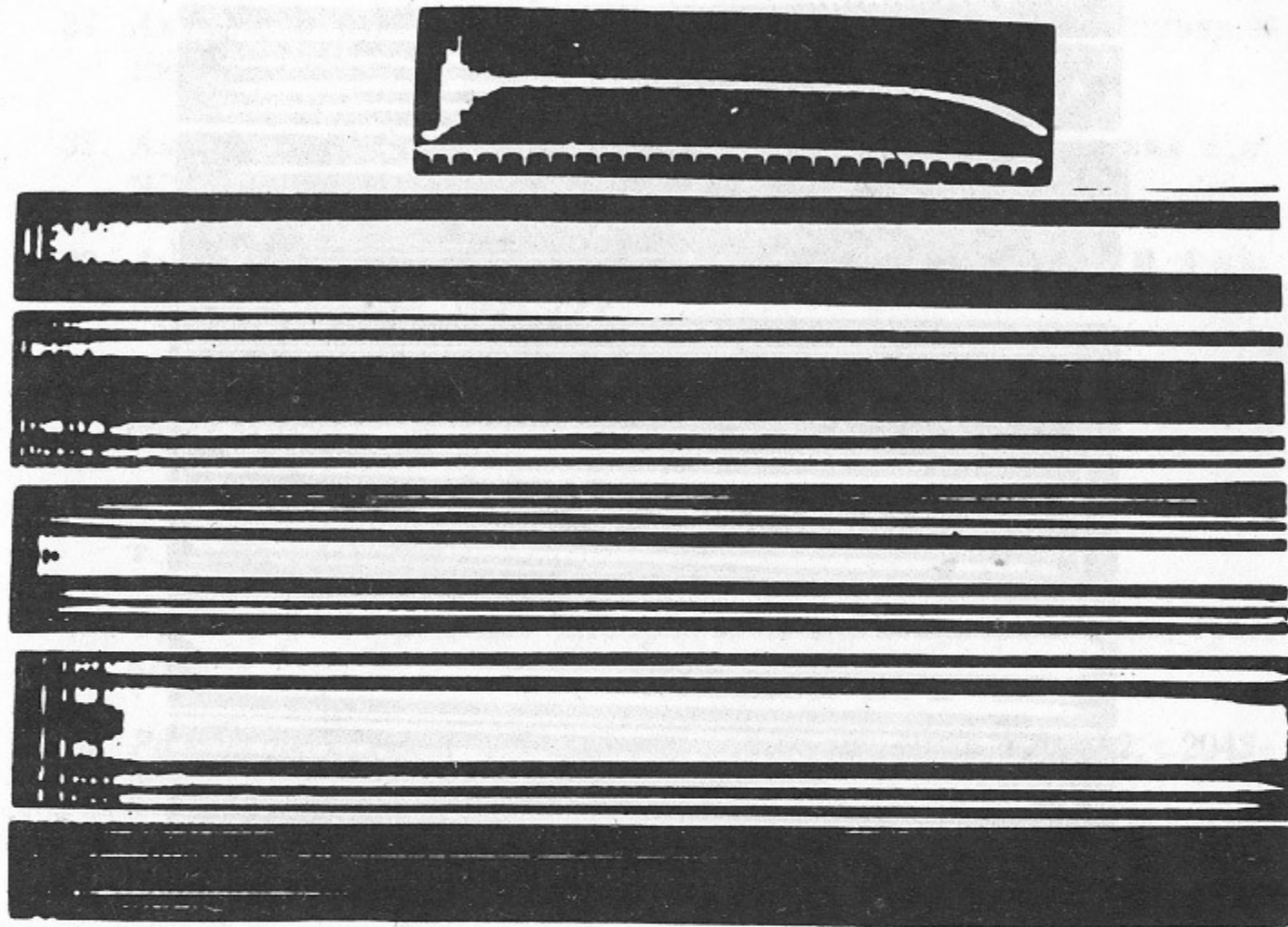


Рис. 2. Параметры генерации TEM_{mnq} мод лазеров на ионах неодима в ИАГ (в), КГВ (г), БЛН (д) без селекции продольных мод (а-д) и при их селекции (е): а—осциллограмма интенсивности излучения, метки 20 мкс; б—временная развертка распределения интенсивности излучения в ближней зоне; в-е—временные развертки спектров генерации.

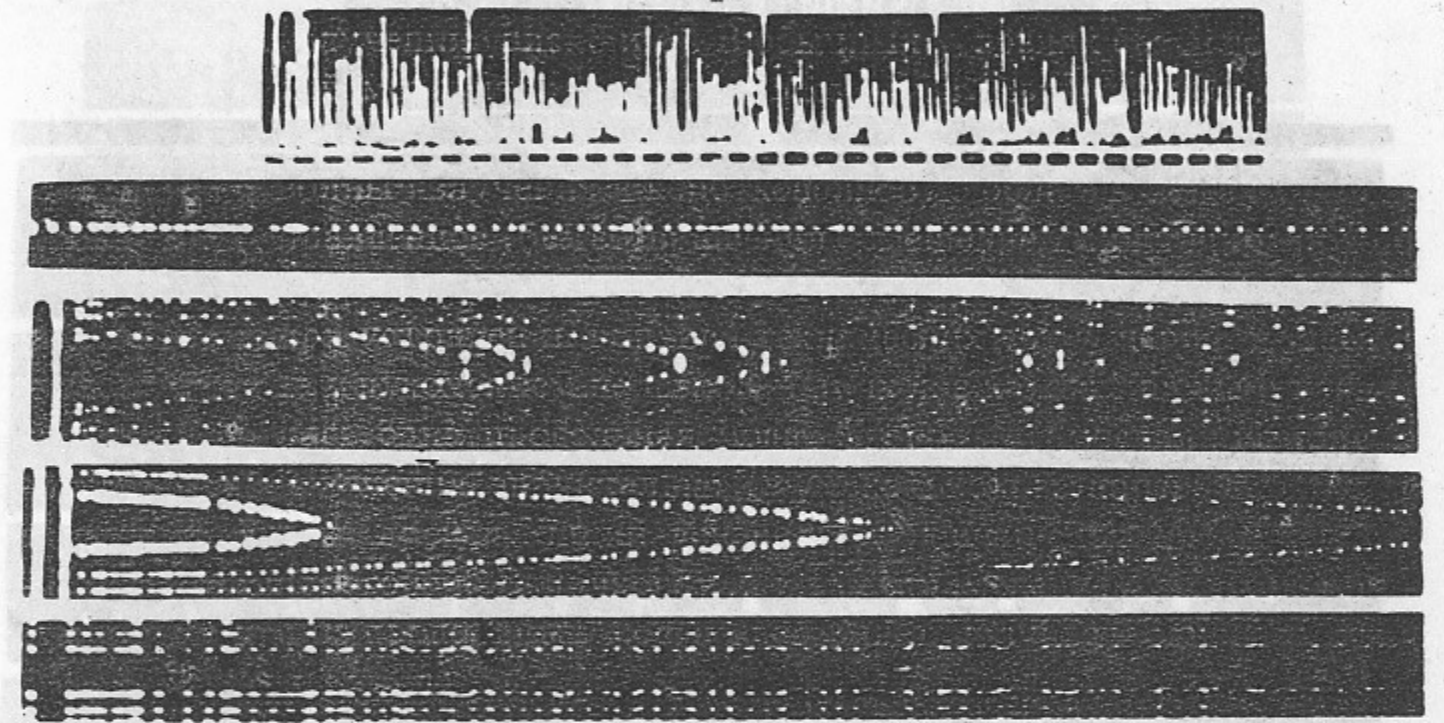


Рис. 3. Параметры генерации TEM_{00q} мод лазера на рубине с плоскими зеркалами в обычных условиях (в) и при устранении влияния технических возмущений резонатора (г), без селекции продольных мод (в,г) и при их селекции (д).

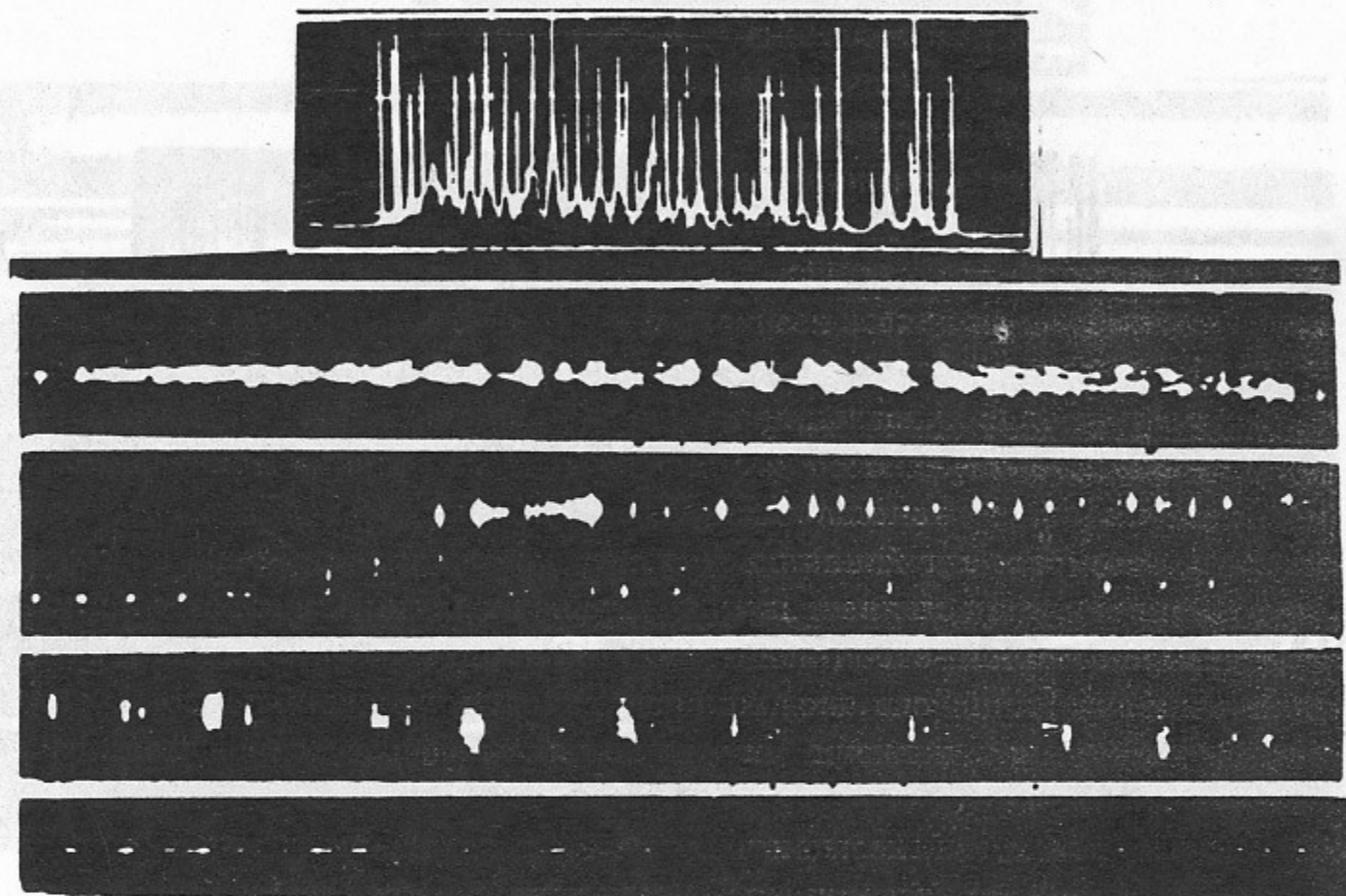


Рис. 4. Параметры генерации лазеров на ионах хрома в александрите (б,в) и ГСГТ (г) без селекции продольных мод (б-г) и при их селекции (д), при наличии слабой дискриминации мод (в,г) и ее отсутствии (б).

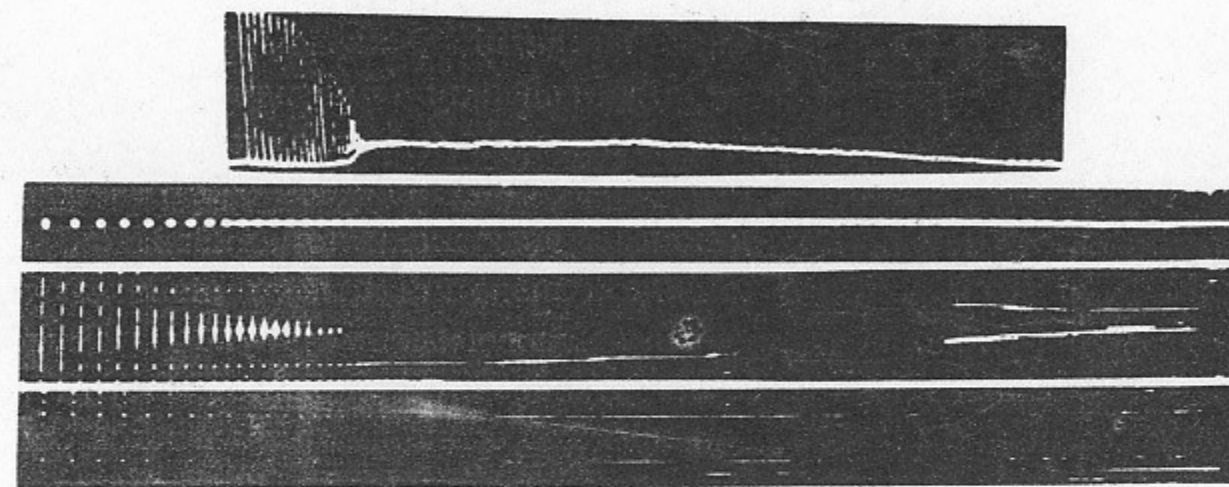


Рис. 5. Параметры генерации TEM_{00q} мод лазера на рубине с плоскими зеркалами при сглаживании продольной неоднородности поля с помощью компенсируемой фазовой модуляции (КФМ) и устранении влияния технических возмущений резонатора.

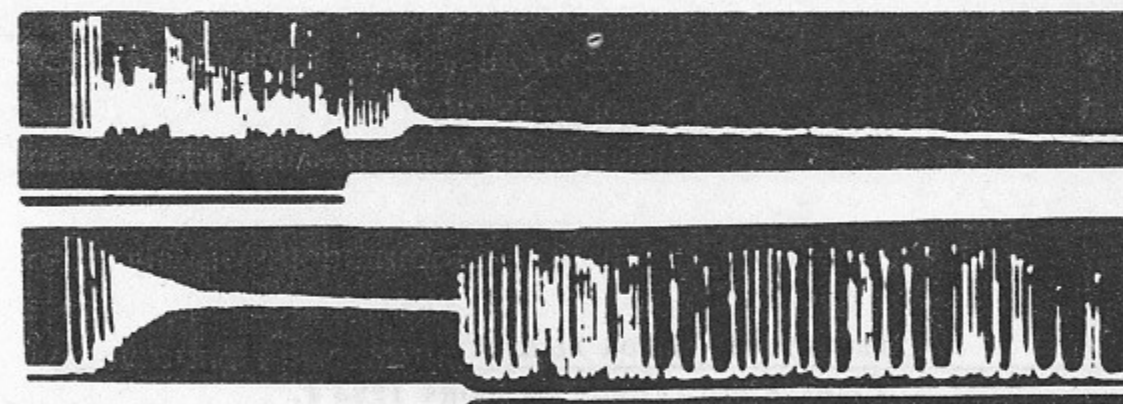


Рис. 6. Осциллограммы интенсивностей излучения TEM_{00q} мод лазера на рубине с плоским зеркалом при включении (а) и выключении (б) КФМ в процессе генерации, напряжение КФМ подается на второй луч.

В.В. Анциферов

**К вопросу о пульсациях излучения
твердотельных лазеров**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 23 июня 1993 г.

Подписано в печать 23.06. 1993 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 уч.-изд.л.

Тираж 160 экз. Бесплатно. Заказ N 50

Обработано на IBM PC и отпечатано

на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.