

ВЛИЯНИЕ БАЗЫ РЕЗОНАТОРА НА ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРА С ПАССИВНЫМ МОДУЛЯТОР ДОБРОТНОСТИ

Н. Р. Кулиш и М. П. Лисица

Показано, что в соответствии с теорией энергия моноимпульса уменьшается обратно пропорционально базе, мощность — обратно пропорционально ее квадрату, а длительность линейно растет с последней. Наблюдался самозахват мод и связанная с ним тонкая структура гигантского импульса. Наличие самозахвата обуславливает независимость спектральной ширины линии лазерного излучения от базы резонатора.

Изменение базы резонатора существенно влияет на многие параметры лазера, работающего в режиме обычной генерации [1-3]. Аналогичного результата следует ожидать при генерации гигантских импульсов. Опубликованные по этому вопросу в литературе данные иногда противоречивы. Так, в [4] показано, что уменьшение базы приводит к существенному укорочению длительности моноимпульса, в то время как в [5] констатируется независимость полуширины импульса от длины резонатора. Слабо освещен в известной авторам литературе вопрос о влиянии базы на угол расхождения и спектральный состав излучения при работе лазера в режиме модулированной добротности. Поэтому целью настоящей работы является детальное изучение влияния длины резонатора на порог генерации, выходную энергию, длительность моноимпульса, его мощность, угол расхождения и спектральную ширину излучения лазера в упомянутом режиме.

Установка и методика измерений

В работе использован рубиновый лазер. Длина активного участка стержня с лейкосапфировыми наконечниками 120 мм, диаметр 7 мм. Накачка осуществлялась двумя импульсными лампами ИФП-2000. Охлаждение генерирующего стержня и ламп — водяное. Резонатор образовывался диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения 99 и 30%.

Модуляция добротности производилась плоскопараллельной пластинкой стекла КС-19 толщиной 5 мм. Измерение энергии импульса осуществлялось тепловыми калориметрами, аналогичными описанным в [6], с точностью не ниже 10%. Для детектирования излучения были использованы фотоэлементы Ф-5.

Контроль числа генерируемых импульсов и длительности моноимпульса осуществлялся осциллографами ОК-17М и С-1-11 соответственно.

Измерение угла расхождения производилось как по половинному почернению, так и по половинной энергии. Во втором методе использовались калиброванные диафрагмы, устанавливаемые перед двумя фотоэлектрическими калориметрами. Точность измерения угла в обоих случаях была $\approx 15\%$.

Для установления частотного состава излучения использовался интерферометр ИТ-28/3 с базой в 2, 10 и 30 мм и аппаратной функцией прибора 0.134, 0.027 и 0.008 см^{-1} соответственно. Ошибка в измерении спектральной ширины линии излучения не превышала 15%.

Энергия, мощность и длительность моноимпульса

Аналитическая связь выходной энергии (E), мощности (P) и длительности (τ) моноимпульса с параметрами активного тела, пассивного затвора и резонатора обычно устанавливается приближенным решением балансных уравнений, описывающих работу лазера с пассивным модулятором добротности в случае полностью заполненного резонатора [7, 8].

В реальном лазере элементы резонатора (активное тело, пассивный затвор и зеркала) пространственно разнесены. Это обстоятельство можно учесть, предположив, что отношение коэффициента усиления α к базе l полностью заполненного резонатора равно аналогичному отношению для частично заполненного, т. е.

$$\frac{\alpha}{l} = \frac{\alpha^*}{L}. \quad (1)$$

Поскольку $\alpha = \alpha_0 n_{ai}$, а $\alpha^* = \alpha_0 n_{ai}^*$, то (1) можно переписать так

$$\frac{n_{ai}}{l} = \frac{n_{ai}^*}{L}, \quad (2)$$

где n_{ai}^* — населенность активного тела, частично заполненного резонатора. При равных потерях и объемах активного тела в двух рассматриваемых случаях подстановка n_{ai} , определенного из (2), в соответствующие уравнения работы [7, 8] позволяет установить явный вид зависимости E , P и τ от базы частично заполненного резонатора. Имеем

$$E = \frac{l}{L} \left\{ f \frac{n_{ai}^*}{n_{af}} \ln \frac{n_{ai}'}{n_{af}'} \right\}, \quad (3)$$

$$P = \left(\frac{l}{L} \right)^2 \{ k (n_{ai}^*)^2 [\Phi / (n_{ai}')^2] \} \quad (4)$$

$$\tau = \frac{L}{l} \left\{ \frac{f}{k} \frac{n_{ai}'}{\Phi n_{ai}^*} \ln \frac{n_{ai}'}{n_{af}'} \right\}. \quad (5)$$

Обозначения в уравнениях (3)–(5) аналогичны принятым в [7, 8]. Из (3)–(5) видно, что энергия моноимпульса должна уменьшаться обратно пропорционально длине резонатора, мощность — обратно пропорционально квадрату ее, а длительность импульса — линейно расти с увеличением базы резонатора. Качественно это согласуется с экспериментальными зависимостями E , P и τ от L , приведенными на рис. 1.

При больших значениях L ($L \geq 160$ см) наблюдается тонкая структура гигантского импульса, которая с увеличением базы резонатора становится все более четкой. Так, при $L=200$ см и более отчетливо видно серию следующих друг за другом пиков (рис. 2).

В случае «одномодового»¹ режима (одиночные кольца на интерферограмме) наличие структуры можно объяснить следующим образом. Пусть в момент переключения пассивного затвора поток фотонов распространяется в направлении выходного зеркала. Часть излучения отразится зеркалом, а часть покинет резонатор. Каждый двойной проход приведет

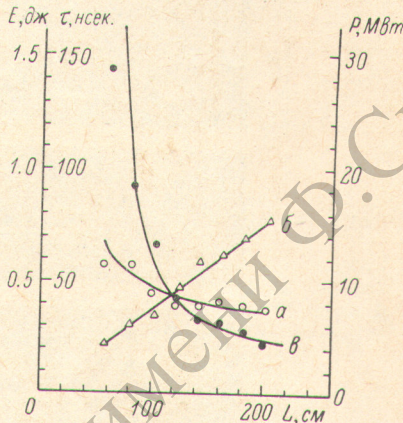


Рис. 1. Зависимость энергии (а), длительности (б) и мощности (в) моноимпульса от базы резонатора (моноимпульсный режим).

¹ В данной работе не предпринималось никаких специальных мер для модовой селекции. Обычно генерировалась одна мода (одно кольцо на интерферограмме), хотя иногда наблюдались две или три моды в одном импульсе для любой длины резонатора.

к повторению этого процесса, который будет продолжаться до полного истощения инверсии населенности. Выходящая из резонатора после каждого двойного прохода часть потока соответствует излучению пичка тонкой структуры гигантского импульса. Следовательно, период следования пичков

$$T = 2L/c, \quad (6)$$

а число их должно отвечать числу двойных проходов. В первом приближении T действительно отвечает формуле (6), однако тщательный ана-

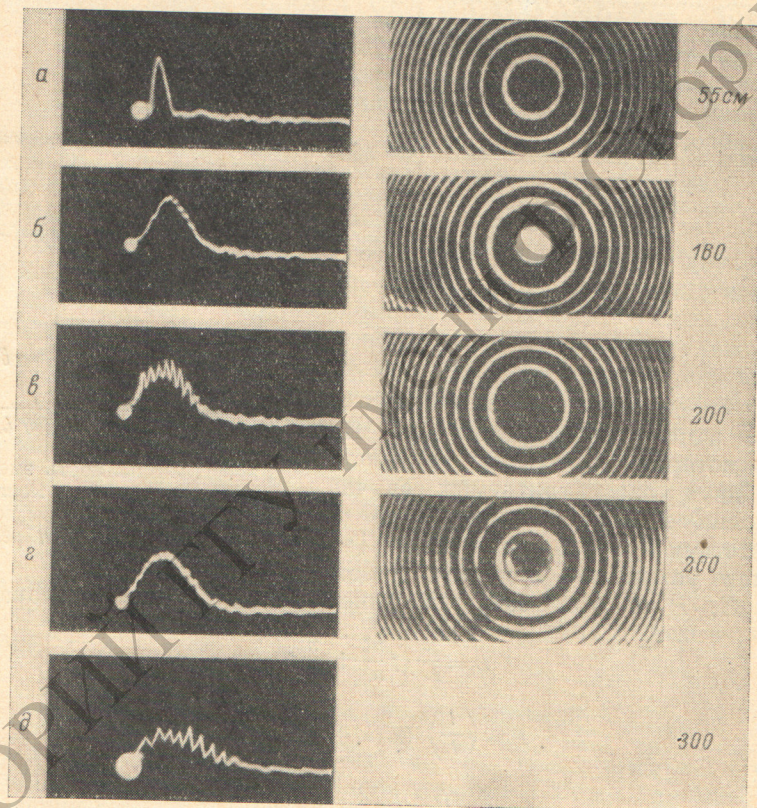


Рис. 2. Зависимость формы моноимпульса от длины резонатора.

Справа приведены интерферограммы, соответствующие данной форме импульса излучения. а, б, в, г — одна группа аксиальных мод; г — две группы.

лиз показывает, что к концу гигантского импульса расстояние между соседними пичками несколько уменьшается, а сами пички сужаются. Следовательно, в данном случае генерацию пичков можно рассматривать как процесс высвечивания и последующего периодического усиления одного импульса, бегающего по резонатору [9]. Такая простая временная структура гигантского импульса наблюдается лишь в случае «одномодового» режима. Генерация 2 или 3 мод приводит к излучению 2 или 3 пучков пичков, обычно сдвинутых во времени относительно друг друга, вследствие чего структура импульса становится менее четкой (рис. 2, г).

Порог генерации

Как показано выше, рост базы резонатора приводит к увеличению времени формирования гигантского импульса. Одной из причин этого является зависимость потерь резонатора от базы. Несомненно, эта зависимость должна сказаться на пороге генерации лазера.

На рис. 3 приведен экспериментальный ход зависимости пороговой энергии накачки (E_n) от базы резонатора для случаев моноимпульсного режима работы (верхняя кривая) и свободной генерации (нижняя кривая). Из этого рисунка следует, что для свободной генерации E_n не зависит от L аналогично [1].

Однако для лазера с пассивным затвором постоянство E_n имеет место только при больших базах (рис. 3). Укорочение базы приводит к некоторому уменьшению порога генерации. По-видимому, это обусловлено зависимостью потерь резонатора от L , которая проявляется только при повышенной инверсии населенности, обусловленной введением пассивного затвора.

Угол расхождения и спектральный состав излучения

Наличие нитевидной структуры генерации, неаксиальных и поперечных типов колебаний, а также центров рассеяния света, приводит к увеличению угла расхождения реальных лазеров. Он оказывается существенно большим дифракционного предела и зависящим от базы резонатора. Явный вид этой зависимости дан на рис. 4. Уменьшение угла расхождения в режиме обычной генерации, как и в [1, 2], объясняется нами уменьшением

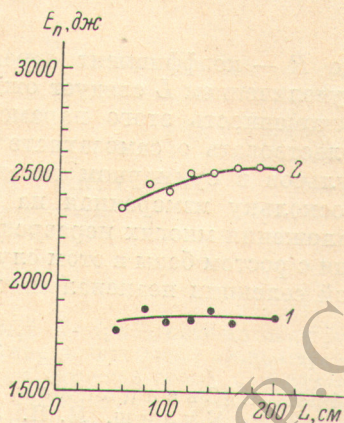


Рис. 3. Зависимость порога генерации от длины резонатора для режима свободной генерации (1) и моноимпульсного режима (2).

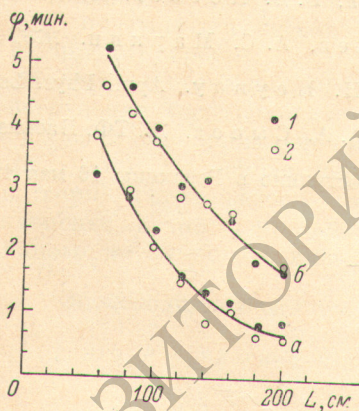


Рис. 4. Зависимость угла расхождения от длины резонатора для моноимпульсного режима (а) и режима свободной генерации (б).

Для свободной генерации ($E_{\text{нак.}} = 230$ дж). 1 соответствует измерению угла по половинной энергии, 2 — по половинной мощности.

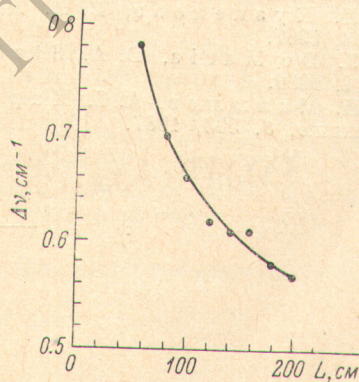


Рис. 5. Зависимость ширины спектра излучения обычной генерации от длины резонатора.

числа типов колебаний при увеличении L . Естественно, это приводит к сужению спектра излучения (рис. 5). При возрастании L угол расхождения стремится к дифракционному пределу, а ширина спектра — к спектральной ширине одной моды.

Наблюдающееся уменьшение угла расхождения с ростом L в случае лазера с пассивным модулятором добротности также следует отнести за счет уменьшения числа генерируемых типов колебаний, хотя спектральная ширина излучения в «одномодовом» режиме не является функцией L и равна $2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

В общем случае ширина линии для одномодового режима описывается выражением [10]

$$\Delta\nu = \frac{c^2 (1 - R)^2 h\nu}{L^2 P}, \quad (7)$$

где R — коэффициент отражения выходного зеркала. Таким образом, с увеличением L следует ожидать уменьшения ширины линии излучения. Неизменность этого параметра, подтверждаемая опытом, может свидетельствовать о самозахвате мод, наличие которого связано с путем импульсов в суммарном гигантском импульсе (рис. 2, см. также [11–13]). Поскольку измеренная на опыте ширина линии является результатом наложения многих неразрешенных линий, то уменьшение угла расхождения с ростом базы в этом случае следует, вероятно, отнести за счет частичной селекции неаксиальных типов колебаний.

Литература

- [1] Н. А. Свенцицкая, Л. Д. Хазов. Ж. прикл. спектр., 3, 230, 1965.
- [2] Н. Р. Кулиш, М. П. Лисица. Сб. «Квантовая электроника», 162. Изд. «Наукова думка», Киев, 1967.
- [3] А. М. Леонтович, А. П. Ведута. ЖЭТФ, 46, 71, 1964.
- [4] А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. Изд. «Советское радио», М., 1967.
- [5] В. М. Подгаецкий, А. Н. Чернец, Н. В. Москвенок. Ж. прикл. спектр., 7, 110, 1967.
- [6] В. Л. Бонч-Бруевич, В. А. Кулин, В. Г. Смирнов. ПТЭ, № 1, 171, 1967.
- [7] A. Szabo, R. A. Stein. J. Appl. Phys., 36, 1562, 1965.
- [8] L. E. Erickson, A. Szabo. J. Appl. Phys., 37, 4953, 1966.
- [9] В. И. Беспалов. Изв. вузов, радиофизика, 11, 320, 1968.
- [10] В. Н. Чернов, А. Г. Шереметьев, В. В. Кобзев. Лазеры в системах связи, 49. Изд. «Связь», М., 1966.
- [11] Т. И. Кузнецова, В. И. Малышев, А. С. Маркин. ЖЭТФ, 52, 438, 1967.
- [12] A. J. De Maria, D. A. Stetser, H. Neunau. Appl. Phys. Lett., 8, 174, 1966.
- [13] В. И. Малышев, А. С. Маркин, А. А. Сычев. ЖЭТФ, Письма в Редакцию, 6, 503, 1967.

Поступило в Редакцию 19 мая 1969 г.