

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОВ

Б. Я. Зельдович, Т. И. Кузнецова

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	47
2. Последовательные стадии развития генерации в лазере с просветляющимся фильтром	49
3. Предпороговое установление квазипериодической флуктуационной картины (процесс формирования мод)	51
4. Сужение спектра излучения на этапе до просветления фильтра	54
5. Преобразование профиля поля в процессе просветления фильтра	59
6. Статистика возникновения сверхкоротких импульсов при просветлении фильтра	63
7. Влияние насыщения усиления на окончательный профиль поля	69
8. Дополнительные эффекты, влияющие на окончательную структуру излучения	72
9. О двухфотонной методике регистрации временной структуры излучения	77
10. Заключение	83
Цитированная литература	83

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1966 г. появились работы ¹⁻³, в которых сообщалось о получении лазерного излучения с примечательными свойствами. Временная развертка интенсивности такого излучения представляла собой периодическую последовательность импульсов, причем длительность импульсов была заметно меньше расстояния между ними. Для иллюстрации на рис. 1 приведена осциллограмма интенсивности излучения неодимового лазера, полученная в ходе выполнения работы ⁴. Здесь период следования импульсов равняется времени прохода излучения по резонатору, а длительность импульсов определяется шириной спектра и составляет $3 \cdot 10^{-9}$ сек. Подчеркнем, что мгновенные значения мощности в импульсах в несколько раз превосходят среднюю мощность излучения.

Такой режим работы лазера обеспечивался введением в резонатор просветляющегося фильтра — вещества, пропускание которого растет с увеличением интенсивности излучения. Качественно ясно, что группирование излучения в короткие сгустки уменьшает поглощение света в таком веществе, и поэтому собранное в сгустки излучение является энергетически более выгодным, чем излучение с равномерным временным ходом.

Эти качественные соображения, а также первые успешные эксперименты казались весьма обнадеживающими. Утвердилось представление о том, что с помощью таких лазеров можно достичь чрезвычайно коротких

длительностей (а значит, очень больших мгновенных мощностей) простым увеличением ширины генерируемого спектра.

В действительности на этом пути имелись определенные трудности, значение которых сразу не было осознано. Положение усугублялось тем, что в 1967 г. были предложены и получили широкое распространение ошибочные методы измерения временных характеристик излучения. На основе этих методов в целом ряде работ делались выводы о получении очень коротких импульсов и достижении рекордных мощностей.

Лишь к последнему времени более тщательные исследования явления позволили получить регулярные последовательности импульсов длительностью порядка 10^{-11} сек. Достоверное установление этого факта стало

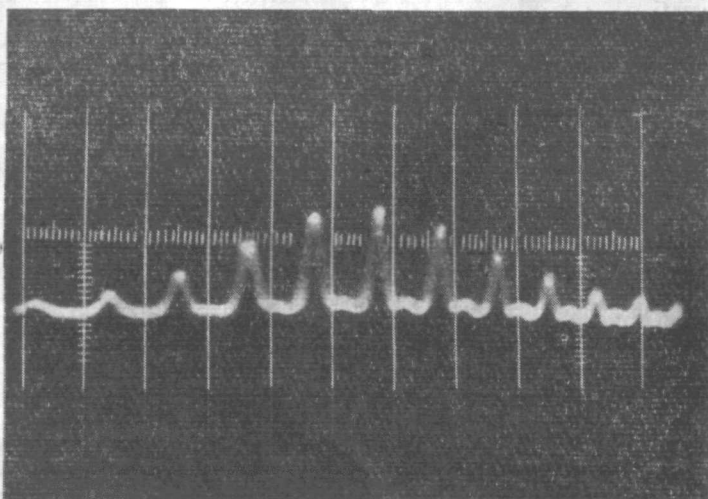


Рис. 1. Осциллограмма излучения в гигантском импульсе неодимового лазера, полученная в ходе выполнения работы ⁴.
Период следования импульсов составляет 22 нсек, а длительность импульсов равна обратной ширине спектра и составляет ~3 нсек.

возможным благодаря применению уникальной аппаратуры для прямой регистрации временных характеристик излучения (см. ⁵).

В настоящем обзоре излагается количественная теория, описывающая весь процесс генерации излучения лазера с просветляющимся фильтром. Показано, каким образом в лазере без какого-либо внешнего регулярного воздействия *) может возникать регулярный временной ход излучения. Специально обсуждается статистический характер действия такого лазера: регулярная временная картина излучения возникает лишь с некоторой вероятностью. Выясняется, в каком направлении следует изменять параметры лазера, чтобы повысить вероятность получения периодической последовательности изолированных сверхкоротких импульсов. В гл. 2 дано качественное описание последовательных стадий развития генерации в лазере с просветляющимся фильтром, а в гл. 3—7 приводятся

*) Несколько раньше, чем появились работы ¹⁻³ по лазерам с просветляющимся фильтром, были получены непериодические последовательности импульсов в лазерах, добротность которых периодически изменялась за счет внешних воздействий (см., например, ⁵⁰). Не останавливаясь на ряде существенных технических трудностей, из-за которых схема с принудительным внешним воздействием не получила широкого распространения, укажем, что объяснение работы такого лазера не представляло трудностей.

результаты количественного рассмотрения работы лазера на последовательных стадиях.

Сверхкороткие импульсы света могут найти разнообразные приложения как в технике, так и в физических исследованиях, например при изучении свойств вещества и вакуума в сверхсильных электромагнитных полях, для измерения времен жизни молекулярных систем ($\sim 10^{-12}$ сек), для получения термоядерных реакций при нагреве вещества лазерным излучением. Возможные применения сверхкоротких световых импульсов широко обсуждались в литературе (см., например, обзоры ^{6,7,51,52}) и в настоящем обзоре не будут рассматриваться.

2. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРЕ С ПРОСВЕТЛЯЮЩИМСЯ ФИЛЬТРОМ

В настоящей главе дается качественное описание последовательных стадий развития генерации в лазере с просветляющимся фильтром. Это описание одновременно является аннотацией содержания последующих глав обзора, посвященных количественному рассмотрению процессов, протекающих на различных этапах развития генерации.

Работа твердотельного лазера в режиме гигантского импульса начинается в момент включения (импульсной) накачки, действие которой состоит в забрасывании активных атомов на верхний уровень. В этот момент интенсивность излучения на частоте рабочего перехода равна нулю, а активная среда практически не усиливает на этой частоте. Далее, появляющиеся в результате действия накачки возбужденные атомы начинают спонтанно излучать фотоны на частоте рабочего перехода. Спектр этого спонтанного излучения совпадает со спектром линии люминесценции. Часть спонтанно испущенных фотонов в результате отражения от зеркал возвращается обратно в рабочее вещество и в нем усиливается. Однако до тех пор, пока заселенность атомов на верхнем возбужденном уровне заметно меньше порогового значения, доля этих возвращаемых и усиливаемых фотонов меньше, чем доля фотонов, непосредственно испускаемых в процессе спонтанного излучения. Так как спонтанное излучение является по своей природе флуктуационным процессом, интенсивность излучения флуктуирует с характерным временем корреляции $\tau_{\text{корр}} \sim 1/\Delta\omega_{\text{люм}}$.

По мере приближения заселенности верхнего рабочего уровня к пороговому значению доля возвращенных фотонов растет, тем самым происходит частичное усиление шумового излучения, испущенного средой и отраженного от зеркал резонатора. К тому моменту, когда вклад этих усиленных шумов начинает превышать вклад прямого спонтанного излучения, появляется периодическая корреляция полей в моменты t и $t + T$, где T — полное время прохода излучения по резонатору. Последняя величина определяется геометрией резонатора и для простейшего случая линейного резонатора стоячей волны равна $T = 2L/c$, где L — расстояние между зеркалами.

Полная ширина спектра здесь еще по-прежнему $\sim \Delta\omega_{\text{люм}}$ (короткое время корреляции $\tau_{\text{корр}} \sim 1/\Delta\omega_{\text{люм}}$). Однако наличие периодической корреляции на спектральном языке отвечает формированию под действием резонатора отдельных дискретных мод, составляющих эквидистантный набор частот $\omega_k = \omega_0 + k \frac{2\pi}{T}$. Подчеркнем, что образование квазипериодической флуктуационной картины происходит, вообще говоря, еще до достижения лазером порога. Эти исходные флуктуации оказываются

существенными для формирования окончательной временной картины излучения.

Коэффициент усиления активной среды на некоторой частоте ω_k пропорционален произведению разности заселенностей рабочих уровней на функцию $g(\omega_k)$, описывающую спектральный профиль линии люминесценции. Поэтому в процессе роста инверсии под действием накачки пороговые условия (превышение усиления над потерями) выполняются сначала для центральной частоты, а затем и для других частот, причем процесс регенеративного усиления шумов непрерывно переходит в процесс генерации. В этих условиях рост частотных компонент, близких к центру линии усиления, оказывается предпочтительным.

На этом этапе лазер является линейно усиливающей системой, так как интенсивность поля еще достаточно мала и поле не вызывает нелинейных эффектов ни в фильтре, ни в активном веществе. Процесс линейного усиления продолжается до тех пор, пока не начинает просветляться фильтр. Так как интенсивность света, вызывающего просветление, на много порядков больше интенсивности спонтанного излучения активной среды, этот участок линейного усиления по необходимости оказывается достаточно длительным. Поэтому эффект сужения спектра излучения за счет неравномерности усиления по спектру оказывается весьма значительным.

Таким образом, к моменту, когда начинается нелинейный участок развития генерации (просветление фильтра), излучение представляет собой квазипериодическую шумовую картину с шириной спектра $\Delta\omega_1$, много меньшей исходной ширины линии $\Delta\omega_{\text{люм}}$. При этом во временном ходе излучения на периоде имеется порядка $\Delta\omega_1 T$ случайных выбросов амплитуды. В силу линейности процесса усиления исходного спонтанного шума поле к началу просветления фильтра представляет собой комплексный гауссовский случайный процесс.

В процессе просветления фильтра происходит преобразование профиля поля, установившегося к началу просветления. Преобразование поля состоит в преимущественном росте тех точек профиля, где интенсивность максимальна. В результате многократных проходов излучения через просветляющийся фильтр каждый отдельный выброс интенсивности сокращается по длительности. Одновременно с этим происходит подчеркивание наиболее интенсивных выбросов: их рост происходит быстрее, чем рост менее интенсивных выбросов. Таким путем устанавливается гораздо более неравномерное распределение интенсивности во времени, чем в исходном гауссовском процессе. При этом может оказаться, что вся энергия излучения лазера за период сосредоточена в одном или нескольких наиболее интенсивных выбросах. Формирование такой картины излучения является наиболее существенным моментом в работе лазера с просветляющимся фильтром. Получение временной картины, содержащей один интенсивный импульс на периоде, осуществляется лишь с некоторой вероятностью, так как поле до просветления является случайной функцией времени. Вычислению вероятности этого события в зависимости от параметров лазера посвящена гл. 6 настоящего обзора.

После просветления происходит быстрое (при полностью просветленном фильтре) усиление того профиля поля, который сформировался в ходе просветления. При этом постепенно включается нелинейность усиления активным веществом. Насыщение усиления определяет максимум гигантского импульса и время высвечивания запасенной в резонаторе световой энергии.

В приведенном выше схематическом описании работы лазера с просветляющимся фильтром для большей ясности отдельные процессы были:

резко разграничены. В действительности абсолютно резкой границы между концом одного этапа и началом следующего не существует. Так, например, зависимость коэффициента усиления активной среды от частоты присутствует на всех этапах. Однако именно на этапе линейного развития генерации до просветления (как на наиболее длительном участке работы лазера) влияние этой зависимости велико; на остальных же этапах ею, как правило, можно пренебречь.

Перечисленные выше эффекты, влияющие на работу лазера с просветляющим фильтром, являются основными в том смысле, что они обязательно проявляются во всяком лазере указанного типа. В этой связи ниже, в гл. 3—7, развивается количественная теория явлений, происходящих на последовательных этапах развития генерации.

Помимо указанных выше эффектов, в зависимости от конкретных параметров лазера существенное влияние на формирование окончательного профиля поля может оказывать и ряд других. Перечислим некоторые из них.

Зависимость показателя преломления матрицы активной среды от частоты (дисперсия стекла или рубина) приводит к неэквидистантности мод, или, на временном языке, к дисперсионному расплыванию импульса; при этом импульс сохраняет спектральную ширину и приобретает фазовую модуляцию.

Увеличение показателя преломления стекла или рубина под действием интенсивного поля самого импульса в первом приближении не меняет длительности импульса, но приводит к уширению спектра и опять-таки к появлению фазовой модуляции.

При большой интенсивности излучения начинают проявляться различные нелинейные потери, ухудшающие условия развития наиболее интенсивных выбросов. Это может привести к тому, что энергия рассеется по большому числу слабых выбросов.

Ряд оценок, относящихся к действию указанных «дополнительных» эффектов, приведен в гл. 8 (следует сразу сказать, что в той или иной конкретной ситуации эти «дополнительные» эффекты могут оказаться весьма существенными).

Ввиду широкого распространения так называемой двухфотонной методики измерения сверхкоротких импульсов представлялось целесообразным включить в настоящий обзор отдельную главу, посвященную этой методике. В гл. 9 дается краткая характеристика двухфотонной методики и разъясняется основной ее недостаток: невозможность оценить с ее помощью достигнутые значения мгновенной мощности.

3. ПРЕДПороГОВОЕ УСТАНОВЛЕНИЕ квазипериодической ФЛУКТУАЦИОННОЙ КАРТИНЫ (ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ МОД)

В самом начале работы лазера усиление активной среды практически равно нулю и полевые возмущения в резонаторе лазера затухают ($\mathcal{E} \sim \exp \{-\alpha t/2\}$) с временной константой затухания α . Здесь в коэффициент α входят различные потери в лазере: потери при отражении от зеркал, потери на линейное рассеяние и потери на поглощение в фильтре, который на этом этапе является линейным элементом. Ослабление поля при прохождении полной длины резонатора характеризуется величиной $\exp \{-\alpha T/2\}$. Коэффициент αT в типичных условиях может составлять от 0,1 до 3—5. (Например, при 50%-ных потерях на каждом из зеркал и пропускании фильтра в непросветленном состоянии $\sim 20\%$ величина αT составляет 3,0.) В дальнейшем рассматривается лазер, работающий

на модах с наименьшим поперечным индексом. Спектр таких мод является с хорошей точностью эквидистантным, с межмодовым расстоянием

$$\Omega = 2\pi/T. \quad (3,1)$$

Вопрос об установлении мод связан со следующим обстоятельством. Вследствие затухания спектральная ширина Γ поля некоторой моды составляет величину $\Gamma \approx \alpha$. Во многих случаях эта ширина оказывается того же порядка, что и межмодовое расстояние $\Omega = 2\pi/T$. В такой ситуации понятия моды и спектральной компоненты неравнозначны друг другу: поле k -й моды содержит непрерывный спектр частот, заметно перекрывающийся со спектром полей $k \pm 1$ -й, $k \pm 2$ -й и т. д. мод. В этой связи ниже будет разобран вопрос об установлении мод под действием спонтанного излучения при постепенном включении усиления.

С этой целью мы рассмотрим простейшую модель лазера, в котором как усиление, так и потери равномерно распределены по длине резонатора *). Поле в резонаторе можно представить в виде разложения по полной системе функций:

$$E(z, t) = e^{-i\omega_0 t} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \cos \left[\left(p_0 + k \frac{\Omega}{c} \right) z \right] E_k(t). \quad (3,2)$$

Здесь явно выделена центральная частота ω_0 линии люминесценции активной среды и $p_0 = \omega_0/c$. Источники спонтанных шумов (атомы) имеют размеры много меньше длины волны и равномерно распределены по длине резонатора. Соответствующая шумовая поляризация $P_{\text{ш}}(z, t)$ при этом является δ -коррелированной по z :

$$\langle P_{\text{ш}}^*(z, t) P_{\text{ш}}(z', t') \rangle = g(t, t') \delta(z - z'). \quad (3,3)$$

Система укороченных уравнений для амплитуд пространственных мод $E_k(t)$ имеет вид

$$\dot{E}_k(t) + \frac{1}{2} (\alpha - \hat{\beta}(t)) E_k(t) - ik\Omega E_k(t) = f_k(t). \quad (3,4)$$

Поясним смысл введенных в этом уравнении обозначений. Множитель $\hat{\beta}(t)$ описывает процесс усиления поля k -й пространственной моды активной средой, причем коэффициент усиления при действии накачки растет со временем t . Строго говоря, в силу ограниченности полосы усиления ($\Delta\omega = \Delta\omega_{\text{люм}}$) слагаемое, описывающее усиление поля $E_k(t)$,

должно было бы иметь вид $\int_{-\infty}^t \beta(t, t') E_k(t') dt'$. При этом интервал

$|t - t'|$, на котором ядро интегрального оператора $\beta(t, t')$ заметно отличается от нуля, по порядку величины равен $\Delta t \sim (\Delta\omega_{\text{люм}})^{-1}$. Сделаем предположение (законность которого будет подтверждена результатами расчета) о том, что поле k -й пространственной моды зависит от времени по закону $E_k(t) = e^{-ik\Omega t} E_{k, \text{мед}}(t)$, где функция $E_{k, \text{мед}}(t)$ изменяется лишь за времена, значительно большие чем $(\Delta\omega_{\text{люм}})^{-1}$. В этом случае действие оператора $\hat{\beta}(t)$ практически сводится к умножению на число β_k , зависящее от частоты $k\Omega$. При этом в центре линии люминесценции ($k = 0$) это число вещественно (имеется лишь активная составляющая). Мнимая часть числа β_k в силу соотношений Крамерса — Кронига вблизи центра линии пропорциональна номеру k : $\text{Im } \beta_k = \Lambda k\Omega$. Мнимую часть $\text{Im } \beta_k \sim k$

*) Отметим, что такое упрощение модели лазера используется лишь в этой главе, во всех остальных главах обзора оно не требуется.

можно исключить, переопределив величину межмодового расстояния: $\Omega' = \Omega + \frac{1}{2} \Lambda \Omega$. Это соответствует учету изменения групповой скорости излучения в активной среде за счет действия резонансного перехода. В дальнейшем мы будем считать величины β_k вещественными для мод, близких к центру линии. После такого переопределения в величинах β_k остаются мнимые части, пропорциональные $(k\Omega/\Delta\omega_{\text{люм}})^3$; в окончательных формулах мы будем отбрасывать эти мнимые добавки, так как для наиболее интенсивных центральных мод они малы.

В правой части уравнения (3,4) стоит k -я пространственная компонента шумовой поляризации $f_k(t) \sim \int P_{\text{ш}}(z, t) \cos \left[\left(p_0 + \frac{k\Omega}{c} \right) z \right] dz$, являющаяся случайной функцией времени *). Вследствие равномерности распределения шумовых источников по длине резонатора и ортогональности системы функций $\cos \left[\left(p_0 + \frac{k\Omega}{c} \right) z \right]$ шумовые источники для разных пространственных мод оказываются независимыми:

$$\langle f_{k_2}^*(t') f_{k_1}(t) \rangle = \delta_{k_1 k_2} H(t) \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) e^{-i\omega(t-t')} d\omega. \quad (3,5)$$

Благодаря этому обстоятельству независимыми окажутся и сами амплитуды E_k различных пространственных мод. В последнем равенстве использована теорема Винера — Хинчина о связи корреляционной функции со спектром мощности; $G(\omega)$ — нормированный профиль линии люминесценции, а медленная функция $H(t)$ характеризует постепенный рост числа атомов на верхнем возбужденном уровне рабочего перехода под действием накачки.

Решение уравнения (3,4) имеет вид

$$E_k(t) = \int_{-\infty}^t dt' f_k(t') \exp \left\{ \int_{t'}^t \left[-ik\Omega + \frac{1}{2} \beta_k(t'') - \frac{1}{2} \alpha \right] dt'' \right\}. \quad (3,6)$$

Среднее по ансамблю флуктуаций $\langle E_k(t) \rangle = 0$. Определим корреляционную функцию $\langle E_k^*(t) E_k(t+\tau) \rangle$. Эта величина равна

$$\begin{aligned} \langle E_k^*(t) E_k(t+\tau) \rangle = & \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t+\tau} dt_2 \langle f_k^*(t_1) f_k(t_2) \rangle \exp \left\{ \int_{t_1}^t \left[ik\Omega + \frac{1}{2} \beta_k^*(t') - \frac{1}{2} \alpha \right] dt' + \right. \\ & \left. + \int_{t_2}^{t+\tau} \left[-ik\Omega + \frac{1}{2} \beta_k(t'') - \frac{1}{2} \alpha \right] dt'' \right\}. \end{aligned} \quad (3,7)$$

Подставляя (3,5) в (3,7) и учитывая то обстоятельство, что для всех твердотельных лазеров ширина линии люминесценции $\Delta\omega_{\text{люм}}$ много больше любой из величин α , β , Ω , получаем

$$\langle E_k^*(t) E_k(t+\tau) \rangle = e^{-ik\Omega\tau} e^{-\frac{1}{2}(\alpha - \beta_k(t))|\tau|} \frac{2\pi H(t) G(k\Omega)}{\alpha - \beta_k(t)}. \quad (3,8)$$

При получении последнего равенства было сделано также упрощающее предположение о том, что усиление $\beta_k(t)$ меняется достаточно медленно. Формула (3,8) описывает следующие два эффекта.

*) По поводу последовательного учета квантовомеханических шумов спонтанного излучения см. ⁸. В настоящем изложении мы не подчеркиваем явно квантовую природу рассматриваемых величин, но все проводимые здесь расчеты справедливы и в точной квантовой трактовке.

Прежде всего, из нее следует, что интенсивность шумовых колебаний наиболее велика в центре линии люминесценции (множитель $G(k\Omega)[\alpha - \beta_k(t)]^{-1}$). При приближении лазера к порогу, $\beta_0(t_{\text{пор}}) = \alpha$, уменьшение числа наиболее эффективно возбужденных пространственных мод согласно этой формуле было бы бесконечным. Более аккуратное рассмотрение этого эффекта дано в следующей гл. 4.

Кроме того, из (3,8) следует, что ширина частотного спектра амплитуды k -й пространственной моды становится равной $\Gamma_k \approx \alpha - \beta_k(t)$. По мере приближения коэффициента усиления к пороговому для все большего числа мод выполняется условие

$$\Gamma_k \approx \alpha - \beta_k(t) \ll \Omega. \quad (3,9)$$

Это означает, что спектр флуктуаций амплитуды k -й моды уже практически не перекрывается со спектрами $k - 1$ -й и $k + 1$ -й мод. Тем самым при достижении достаточной близости к порогу понятие пространственной моды и понятие спектральной компоненты эквидистантного набора частот становятся практически совпадающими. В этом и состоит основной вывод из рассмотрения, проведенного в настоящей главе. В следующей гл. 4 будет рассчитана эволюция распределения энергии по различным пространственным модам. В силу сказанного выше мы тем самым вычислим спектр электромагнитного поля в лазере.

Поле излучения на выходе из лазера (например, в точке $z = 0$) дается суммой вкладов различных мод:

$$E(z=0, t) = \sum_k E_k(t). \quad (3,10)$$

Пользуясь независимостью амплитуд различных мод, нетрудно получить выражение для корреляционной функции $\langle E^*(t) E(t+\tau) \rangle$. Приведем явное выражение для того случая, когда уже заметно сказался эффект преимущественного роста энергии центральных мод, т. е. когда спектр эффективно возбужденных мод стал в 2—3 раза уже линии люминесценции ($\Delta\omega_{\text{возб}} \lesssim \frac{1}{3} \Delta\omega_{\text{люм}}$):

$$\langle E^*(t) E(t+\tau) \rangle = \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\alpha - \beta_0(t)) T \left[\left\lceil \frac{\tau}{T} \right\rceil \right] \right\} R(\tau), \quad (3,11)$$

$$R(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi H(t) G(k\Omega)}{\alpha - \beta_k(t)} e^{-ik\Omega\tau}. \quad (3,12)$$

В формуле (3,11) выражение $\lceil \tau/T \rceil$ означает целую часть величины τ/T , а функция $R(\tau)$ — периодическая с периодом T . Функция $R(\tau)$ — периодическая с периодом T . Функция $R(\tau)$ описывает корреляцию полей в пределах одного периода и заметно отлична от нуля в интервале $|\tau| \lesssim (\Delta\omega_{\text{возб}})^{-1}$. Формула (3,11) выражает появление корреляции полей в моменты времени, отстоящие друг от друга на целое число периодов, что означает установление квазипериодической картины флуктуаций, при этом затухание корреляции за один период характеризуется множителем $\exp \left\{ -\frac{1}{2} (\alpha - \beta_0(t)) T \right\}$.

4. СУЖЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭТАПЕ ДО ПРОСВЕТЛЕНИЯ ФИЛЬТРА

В настоящей главе рассматривается линейный этап развития генерации до момента просветления фильтра. Характерные черты этого этапа впервые обсуждались в работе Суэя¹¹ и более детально в работе Сушика и Фрейдмана¹². Рассмотрение, проводимое нами в настоящей главе.

направлено в основном на вычисление следующих величин, характеризующих линейный этап: 1) время нарастания интенсивности световых колебаний до такого значения, при котором начинает заметно сказываться нелинейность просветляющегося фильтра, 2) число мод, эффективно возбужденных к моменту начала просветления, и 3) значение коэффициента усиления $\beta(t)$, устанавливающееся к этому моменту. Последние две величины будут использоваться нами для описания работы лазера на последующих этапах.

Как уже отмечалось выше в гл. 3, начиная с некоторого момента развитие генерации в лазере из спонтанного шума можно описывать в терминах полей различных мод. Уравнение для усредненной (по ансамблю флуктуаций) энергии k -й моды $u_k(t)$ (в эргах) имеет вид

$$\frac{du_k(t)}{dt} - (\beta_k(t) - \alpha_k) u_k(t) = \hbar \omega_0 \frac{N_2}{N_2 - (N_1 g_2 / g_1)} \beta_k(t); \quad (4.1)$$

здесь $\hbar \omega_0$ — средняя величина энергии светового кванта на частоте рабочего перехода, N_2 и N_1 — заселенности верхнего и нижнего рабочих уровней, g_2 и g_1 — их статистические веса.

На этапе линейного развития генерации происходит значительное уменьшение числа эффективно возбужденных мод. Поэтому мы можем провести разложение коэффициентов α_k и $\beta_k(t)$ по степеням величины $k\Omega/\Delta\omega$. Именно, вблизи центра линии люминесценции эти величины можно представить в виде

$$\beta_k(t) = \beta(t) \left(1 - \frac{(k\Omega)^2}{(\Delta\omega_{\text{люм}})^2} \right), \quad (4.2)$$

$$\alpha_k = \alpha_{\text{нл}} + \alpha_{\text{л}} \left(1 + \frac{(k\Omega)^2}{(\Delta\omega_{\text{рез}})^2} \right). \quad (4.3)$$

При этом мы предполагаем, что линейные потери в резонаторе также могут зависеть от частоты и минимальны в центре линии. В то же время потери в фильтре $\alpha_{\text{нл}}$ предполагаются не зависящими от частоты.

В некоторый момент $t_{\text{пор}}$ выполняется условие равенства потерь и усиления для центральной частоты $k\Omega = 0$:

$$\beta(t_{\text{пор}}) = \alpha_{\text{нл}} + \alpha_{\text{л}} \equiv \alpha. \quad (4.4)$$

Для типичных лазерных систем характерное время $T_{\text{нак}}$, за которое заметно изменяется коэффициент усиления под действием накачки, составляет $T_{\text{нак}} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ сек, в то время как длительность линейного участка развития генерации составляет величину $10^{-5} - 10^{-6}$ сек. По этой причине вблизи $t = t_{\text{пор}}$, где разыгрываются интересные нас явления, временной ход коэффициента усиления можно считать линейным:

$$\beta(t) = \beta(t_{\text{пор}}) + \dot{\beta}(t_{\text{пор}})(t - t_{\text{пор}}) \quad (4.5)$$

(в дальнейшем мы будем опускать аргумент у $\dot{\beta}(t_{\text{пор}})$), и коэффициент $\beta_k(t) - \alpha_k$ в уравнении (4.1) с учетом равенств (4.3) — (4.5) принимает вид

$$\beta_k(t) - \alpha_k = (t - t_{\text{пор}}) \dot{\beta} k^2 \Omega^2 \left[\frac{\alpha + \dot{\beta}(t - t_{\text{пор}})}{(\Delta\omega_{\text{люм}})^2} + \frac{\alpha_{\text{л}}}{(\Delta\omega_{\text{рез}})^2} \right]. \quad (4.6)$$

Изменение коэффициента $\beta(t)$ в течение всего линейного этапа развития генерации оказывается (по тем же причинам) достаточно малым: $(t_1 - t_{\text{пор}}) \dot{\beta} \ll \beta(t_{\text{пор}}) = \alpha$. Поэтому мы можем пренебречь произведением $k^2 \Omega^2 (t - t_{\text{пор}}) \dot{\beta}$ в правой части (4.6). Кроме того, интенсивность спонтанных источников (правую часть уравнения (4.1)) в нашем приближении можно положить равной константе, не зависящей ни от $k\Omega$, ни от

времени. С учетом всего сказанного уравнение (4,1) принимает вид

$$\frac{du_k}{dt} - [(t - t_{\text{пор}}) \dot{\beta} - k^2 \Omega^2 D] u_k = V, \quad (4,7)$$

где введены промежуточные обозначения

$$D = \frac{\alpha}{(\Delta\omega_{\text{ЛЮМ}})^2} + \frac{\alpha_{\text{Л}}}{(\Delta\omega_{\text{Рез}})^2}, \quad V = \hbar\omega_0\alpha \frac{N_2}{N_2 - (N_1 g_2/g_1)}. \quad (4,8)$$

В такой форме наиболее отчетливо видны оба отличительных свойства рассматриваемой системы: нестационарность коэффициента усиления и его зависимость от частоты. Уравнение (4,7) описывает и тот факт, что пороговое условие для нецентральных мод выполняется несколько позже, чем для моды с $k = 0$.

Уравнение (4,7) имеет точное решение, выражающееся через функцию ошибок $\Phi(z)$:

$$u_k(t) = V \left(\frac{\pi}{\dot{\beta}} \right)^{1/2} \exp \left\{ \frac{\dot{\beta}}{2} (t - t_{\text{пор}})^2 + Dk^2\Omega^2 (t - t_{\text{пор}}) - \frac{D^2k^4\Omega^4}{2\dot{\beta}} \right\} \times \\ \times \left\{ 1 + \Phi \left[\sqrt{\frac{\dot{\beta}}{2}} \left(t - t_{\text{пор}} - \frac{D\Omega^2k^2}{\dot{\beta}} \right) \right] \right\}. \quad (4,9)$$

В интересующий нас момент времени t для наиболее эффективно возбужденных мод аргумент функции ошибок становится много больше единицы. Кроме того, сделаем предположение (подтверждаемое результатами расчета) о том, что в показателе экспоненты можно пренебречь слагаемым $D^2k^4\Omega^4/2\dot{\beta}$. В итоге для энергии возбуждения k -й моды в момент времени t получается выражение

$$u_k(t) = 2V \left(\frac{\pi}{\dot{\beta}} \right)^{1/2} \exp \left\{ \frac{\dot{\beta}}{2} (t - t_{\text{пор}})^2 - k^2\Omega^2 D (t - t_{\text{пор}}) \right\}. \quad (4,10)$$

Это выражение показывает, что на этапе линейного развития генерации распределение энергии возбуждения по модам принимает гауссовскую форму:

$$u_k(t) \sim \exp \left\{ -\frac{k^2\Omega^2}{[\Delta\omega(t)]^2} \right\}, \quad \Delta\omega(t) = \frac{1}{\sqrt{D(t - t_{\text{пор}})}}, \quad (4,11)$$

причем эффективная ширина спектра $\Delta\omega(t)$ уменьшается со временем пропорционально $1/\sqrt{t - t_{\text{пор}}}$. Полная энергия, содержащаяся во всех модах, растет по закону

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} u_k(t) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dk u_k(t) = \frac{2\pi V}{\Omega} \frac{\exp\{\dot{\beta}(t - t_{\text{пор}})^2/2\}}{\sqrt{\dot{\beta}D(t - t_{\text{пор}})}}; \quad (4,12)$$

зависимость вида $\exp\{\dot{\beta}(t - t_{\text{пор}})^2/2\}$ связана с нестационарностью коэффициента усиления.

Нас интересуют следующие два вопроса: 1) какая ширина спектра генерации $\Delta\omega(t_1)$ установится к тому моменту t_1 , когда начнет сказываться нелинейное действие фильтра, и 2) какой коэффициент усиления $\beta(t_1) = \alpha + (t_1 - t_{\text{пор}}) \dot{\beta}$ установится к этому моменту. Для этого нужно найти момент начала просветления t_1 из уравнения

$$I_1 = \frac{c}{SL} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} u_k(t_1); \quad (4,13)$$

здесь c — скорость света, L — длина резонатора (в см), S — площадь поперечного сечения (в см²), занимаемого нашими модами с наименьшим поперечным индексом, I_1 имеет размерность эрг/см²сек. В самом грубом приближении в качестве I_1 следовало бы подставлять плотность мощности света, при которой заметно просветляется фильтр, $I_1 \sim I_{\text{просв}}$. Более точно, вместо I_1 нужно подставить величину заметно меньшую, чем $I_{\text{просв}}$. Именно, как показывает подробное рассмотрение процесса просветления^{9, 10}, эффективное взаимодействие света с нелинейностью фильтра в лазере начинается уже при значении мгновенной плотности мощности света

$$I_{\text{мгн}} \sim I_{\text{просв}} \frac{\beta(t_1) - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}}{\alpha_{\text{нл}}} \quad (4,14)$$

(см. также следующую главу, посвященную процессу просветления). Кроме того, флуктуационная картина излучения содержит выбросы, причем для наиболее интенсивных выбросов $I_{\text{мгн}}$ может превышать среднюю интенсивность $cL^{-1}S^{-1}\Sigma u_k$ в $\ln \{ \Delta\omega(t) / \Omega \}$ раз (см. гл. 6), а наибольший интерес представляют для нас именно эти выбросы. С учетом сказанного уравнение для определения момента t_1 , начиная с которого становится существенной нелинейность фильтра, принимает вид

$$I_1 = I_{\text{просв}} \frac{(t_1 - t_{\text{пор}}) \dot{\beta}}{\alpha_{\text{нл}}} \frac{1}{\ln [1/\Omega \sqrt{D(t_1 - t_{\text{пор}})}]} = \\ = cS^{-1}L^{-1} \frac{2\pi}{\Omega} \hbar\omega_0 \frac{N_2}{N_2 - (N_1 g_2/g_1)} \alpha \frac{1}{\sqrt{D\dot{\beta}(t_1 - t_{\text{пор}})}} \exp \{ \dot{\beta}(t_1 - t_{\text{пор}})^2/2 \}. \quad (4,15)$$

Для решения этого уравнения введем следующие безразмерные параметры:

$$Z = \dot{\beta}(t_1 - t_{\text{пор}})^2, \quad (4,16a)$$

$$Y = \alpha^2/\dot{\beta}, \quad (4,16б)$$

$$m_0 = \frac{\Delta\omega_{\text{люм}}}{\Omega} \left(1 + \frac{\alpha_{\text{л}}}{\alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}} \frac{(\Delta\omega_{\text{люм}})^2}{(\Delta\omega_{\text{рез}})^2} \right)^{-1/2}, \quad (4,16в)$$

$$A = \frac{I_{\text{просв}}SL}{2\pi\hbar c\omega_0} \frac{N_2 - (N_1 g_2/g_1)}{N_2}. \quad (4,16г)$$

При этом уравнение (4,15) принимает вид

$$\exp \left\{ \frac{Z}{2} \right\} = Am_0^{-1} Y^{-3/4} \frac{Z^{3/4}}{\ln(m_0 Y^{-1/4}) - \ln(Z^{1/4})}. \quad (4,17)$$

Параметр m_0 характеризует число мод, уместяющихся на ширине линии люминесценции, а корневой сомножитель в (4,16в) дает поправку, учитывающую возможные селективные потери в резонаторе. Параметр A характеризует отношение плотности мощности просветления $I_{\text{просв}}$ к такой плотности мощности, когда запасенная в резонаторе световая энергия равна одному фотону $\hbar\omega_0$. Величина Am_0^{-1} равняется отношению плотности мощности просветления к плотности мощности спонтанного излучения в моды с наименьшим поперечным индексом. Параметр Y характеризует время нарастания усиления, отнесенное ко времени затухания поля в пустом резонаторе. Наконец, параметр $Z/2$ определяет показатель экспоненты в законе нарастания энергии световых колебаний. Величина $I_{\text{просв}}$ зависит от конкретного вещества фильтра; в качестве оценки можно принять значение $I_{\text{просв}} \sim 2 \text{ Мвт/см}^2$ (см. ^{47, 48}). Возьмем типичные значения: $S = 0,1 \text{ см}^2$, $L = 10^2 \text{ см}$, $\hbar\omega_0 \sim 10^{-19} \text{ Дж}$, $\Delta\omega_{\text{люм}}/2\pi c \sim$

$\sim 100 \text{ см}^{-1}$, $T_{\text{нак}} \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$ При этом получаем $A \sim 10^{15}$, $m_0 \sim 3 \cdot 10^4$, $Y \sim 5 \cdot 10^5$. Пользуясь тем, что A — очень большое число, легко найти приближенное решение уравнения (4,17):

$$Z = Z_1 + Z_2 + \dots,$$

$$Z_1 = 2 \ln \frac{A}{m_0 Y^{3/4} \ln(m_0 Y^{-1/4})}, \quad Z_2 = 2 \ln \frac{Z_1^{3/4}}{1 - [\ln(Z_1^{3/4}) / \ln(m_0 Y^{-1/4})]}. \quad (4,18)$$

При указанных значениях параметров величина Z оказывается ~ 50 ; при изменении параметров резонатора и фильтра величина Z меняется весьма слабо, так как зависит от них логарифмически. Выразим теперь через указанные здесь величины интересующие нас характеристики лазера, устанавливающиеся к моменту t_1 :

$$\beta(t_1) = \alpha [1 + \sqrt{ZY}], \quad (4,19)$$

$$\Delta\omega(t_1) = m_0 \Omega (YZ)^{-1/4} = \frac{\Delta\omega_{\text{люм}}}{\sqrt{1 + \frac{\alpha_{\text{л}}}{\alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}} \frac{\Delta\omega_{\text{люм}}^2}{\Delta\omega_{\text{рез}}^2}}} (YZ)^{-1/4}. \quad (4,20)$$

В следующих главах нам понадобятся значения параметров $m = \Delta\omega(t_1)/\Omega$ и $p = 1 + \alpha_{\text{нл}}/(\beta(t_1) - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}})$. Для них получаем

$$p = 1 + \frac{\alpha_{\text{нл}}}{\alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}} \sqrt{\frac{Y}{Z}}, \quad (4,21)$$

$$m = m_0 Y^{-1/4} Z^{-1/4}. \quad (4,22)$$

В нашем конкретном примере, полагая $\alpha_{\text{нл}}/(\alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}) \sim 0,8$, получаем $p \sim 80$, $m \sim 600$. Представляет также интерес время от момента прохождения порога до начала нелинейного взаимодействия с фильтром

$$t_1 - t_{\text{пор}} = \sqrt{Z}/\sqrt{\dot{\beta}}; \quad (4,23)$$

в нашем примере $t_1 - t_{\text{пор}}$ составляет $\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$ Интересно отметить, что встречающаяся ниже, в гл. 5, комбинация $m\sqrt{p}$ равна

$$m\sqrt{p} = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{нл}}}{\alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}}} m_0 \frac{1}{\sqrt{Z}}. \quad (4,24)$$

Все полученные до сих пор выражения содержат параметр

$$\beta \equiv \left. \frac{d\beta}{dt} \right|_{t=t_{\text{пор}}}.$$

Значение этого параметра зависит от конкретного вида функции $\beta(t)$ и для каждой конкретной лазерной системы должно специально определяться. Для ориентировки читателя мы приведем выражение для параметра $\dot{\beta}$ в случае одной простой модели накачки. Именно, пусть

$$\beta(t) = \beta_{\text{max}} \left[1 - \left(\frac{t}{T_{\text{нак}}} \right)^2 \right], \quad (4,25)$$

где коэффициент усиления β_{max} выражается через коэффициент поглощения $\alpha = \alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}$ и величину η превышения энергии накачки над пороговым значением в виде

$$\beta_{\text{max}} = \alpha \frac{W_{\text{нак}}}{W_{\text{нак, пор}}} \equiv \alpha \eta. \quad (4,26)$$

В этом случае величина $\dot{\beta}$ равна

$$\dot{\beta} = \frac{2\alpha}{T_{\text{нак}}} \sqrt{\eta(\eta-1)}. \quad (4,27)$$

Подстановку последнего выражения в формулы для p и m предоставим читателю.

Следует подчеркнуть, что таким образом нам удалось выразить интересующие нас величины p и m через такие параметры лазерной системы, которые доступны прямому экспериментальному определению:

$$\alpha_{\text{л}}, \alpha_{\text{нл}}, I_{\text{просв}}, \Delta\omega_{\text{люм}}, \Delta\omega_{\text{рез}}, \eta, T_{\text{нак}}$$

5. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ПОЛЯ В ПРОЦЕССЕ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ФИЛЬТРА

Выше было показано, что к моменту начала просветления фильтра в лазере устанавливается некоторый квазипериодический флуктуационный профиль поля $E_0(t)$. В настоящей главе мы рассмотрим преобразование этого профиля в процессе взаимодействия поля с фильтром.

Для этого вначале следует более точно сформулировать, что будет подразумеваться под понятием начального и конечного профилей поля. Как показывают оценки, для реально действующих лазерных систем процесс просветления занимает относительно небольшой отрезок времени $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ сек. В этой связи при рассмотрении процесса просветления можно не учитывать нестационарности коэффициента усиления и его частотной зависимости (оба этих эффекта были наиболее существенны на предыдущем этапе).

С учетом сказанного поле в лазере перед началом просветления может быть представлено в виде

$$E_{\text{до просв}}(t) = e^{\frac{1}{2}(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}})t} \mathcal{E}_0(t), \quad (5,1)$$

где $\mathcal{E}_0(t)$ — периодическая функция времени:

$$\mathcal{E}_0(t+T) = \mathcal{E}_0(t) \quad (5,2)$$

(T — период резонатора лазера). Именно эту периодическую функцию $\mathcal{E}_0(t)$ мы будем называть начальным профилем поля или профилем до просветления.

По окончании процесса просветления, т. е. после того, как фильтр будет просветлен даже для самых низких точек профиля получившегося поля, нарастание поля в лазере будет определяться экспонентой, в показателе которой отсутствуют потери в фильтре:

$$E_{\text{после просв}}(t) = e^{\frac{1}{2}(\beta - \alpha_{\text{л}})t} \mathcal{E}(t). \quad (5,3)$$

Функция $\mathcal{E}(t)$ также периодическая:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}(t+T), \quad (5,4)$$

и в дальнейшем мы будем называть ее профилем поля после просветления.

Благодаря краткости этапа просветления коэффициенты усиления активной среды β в формулах (5,1) и (5,3) можно считать одинаковыми и равными значению коэффициента усиления в центре линии, которое установилось к моменту просветления.

Таким образом, задача сводится к установлению связи между начальным профилем поля $\mathcal{E}_0(t)$ и функцией $\mathcal{E}(t)$ — профилем после просветления. Решение этой задачи было дано в работах ^{9,10}.

Сделаем более определенные предположения относительно самой лазерной системы. Именно, рассмотрим лазер бегущей волны (например, однонаправленный кольцевой лазер), внутри которого помещен просветляющийся фильтр. Однонаправленность упрощает рассмотрение, так как в этом случае исключается возможность одновременного просветления фильтра встречными импульсами. Того же результата можно добиться и в лазере стоячей волны, если кювету с просветляющимся веществом взять достаточно тонкой: $l \leq \sigma_{\text{имп}}$, и поместить ее вплотную к одному из зеркал резонатора. Кроме того, с точки зрения задачи формирования сверхкоротких световых импульсов наиболее предпочтительно использование безынерционного просветляющегося фильтра (откликающегося на мгновенное значение интенсивности поля). В связи с этим мы будем считать фильтр безынерционным. Наконец, предположим, что до просветления скорость нарастания поля мала: $(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}) T/2 \ll 1$. Оценки, проведенные в предыдущем разделе, показывают, что практически при любых накачках это неравенство имеет место, так как к началу просветления коэффициент усиления всегда очень близок к пороговому значению. В самом деле, $(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}) T = p^{-1} (\beta - \alpha_{\text{л}}) T$, где p оказалось много большим 1, и если усиление в лазере после просветления $\exp\{(\beta - \alpha_{\text{л}}) T/2\}$ неслишком велико ($(\beta - \alpha_{\text{л}}) T/2 \leq 1$), то требуемое неравенство выполнено. При указанных предположениях решение задачи о преобразовании профиля поля может быть дано в общем виде.

Выберем в начальном профиле две точки, такие, что

$$|\mathcal{E}_0(t_1)| = |\mathcal{E}_0(t_2)| e^{(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}) Tq/2}, \quad (5,5)$$

где q — целое число. В таком случае эволюция поля в точке t_2 на периоде в процессе просветления фильтра определяется тем же законом, что и для точки t_1 , но с отставанием на q периодов. По окончании просветления сдвиг на q периодов дает изменение амплитуды в $\exp\{(\beta - \alpha_{\text{л}}) Tq/2\}$ раз. Поэтому в окончательном профиле мы имеем

$$|\mathcal{E}(t_1)| = |\mathcal{E}(t_2)| e^{(\beta - \alpha_{\text{л}}) Tq/2}. \quad (5,6)$$

Объединяя (5,5) и (5,6), получаем

$$\frac{|\mathcal{E}(t_2)|}{|\mathcal{E}(t_1)|} = \left[\frac{|\mathcal{E}_0(t_2)|}{|\mathcal{E}_0(t_1)|} \right]^{\frac{\beta - \alpha_{\text{л}}}{\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}}}. \quad (5,7)$$

Для всех точек, удовлетворяющих условию (5,5) с целочисленным значением q , закон преобразования (5,7) справедлив. В силу монотонного характера зависимости $\mathcal{E}$ от $\mathcal{E}_0$, а также потому, что сетка точек с целыми q является достаточно мелкомасштабной (поскольку $\exp\{(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}) T/2\} - 1 \ll 1$), можно утверждать, что выражение (5,7) удовлетворительно описывает преобразование всей исходной функции $\mathcal{E}_0(t)$. Поэтому преобразование амплитудного профиля поля можно записать в виде

$$|\mathcal{E}(t)| = \text{const} \cdot |\mathcal{E}_0(t)|^p, \quad (5,8)$$

где

$$p = \frac{\beta - \alpha_{\text{л}}}{\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}}. \quad (5,9)$$

Учтем, что в рассматриваемой лазерной системе фаза поля не преобразуется, т. е. что

$$\frac{\mathcal{E}(t)}{|\mathcal{E}(t)|} = \frac{\mathcal{E}_0(t)}{|\mathcal{E}_0(t)|}. \quad (5,10)$$

Таким образом, закон преобразования профиля поля в процессе просветления фильтра в лазере имеет вид *)

$$\mathcal{E}(t) = \text{const} \cdot \frac{\mathcal{E}_0(t)}{|\mathcal{E}_0(t)|} |\mathcal{E}_0^*(t)|^p. \quad (5,11)$$

Константа в (5,11) характеризует длительность процесса просветления и точно не может быть определена в столь общем виде. Для конкретной системы лазера и определенной модели процесса просветления эта константа найдена в работах ^{9,10}; в дальнейшем ее точное значение нам не понадобится. Наиболее существенной характеристикой этого преобразования является показатель нелинейности p , даваемый формулой (5,9); значение параметра p определяется динамикой лазера на линейном участке и было найдено в предыдущей главе.

Собственно мерой деформации исходной функции является величина $p - 1 = \alpha_{\text{нл}}/(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}})$, так как при $p = 1$ преобразование (5,11) — линейное. Смысл параметра $p - 1$ можно пояснить следующими оценками. Порядок величины длительности процесса просветления можно оценить как

$$\Delta t_{\text{просв}} \approx (\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}})^{-1} \quad (5,12)$$

или, в числах проходов поля через фильтр,

$$Q_{\text{просв}} \approx \Delta t_{\text{просв}}/T \approx [T(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}})]^{-1}. \quad (5,13)$$

Именно в течение этого времени проявляется действие фильтра как существенно нелинейного элемента. Характеристикой действия фильтра за один проход является его коэффициент поглощения $\alpha_{\text{нл}}T$. Мерой полного действия нелинейного элемента — фильтра — является произведение

$$Q_{\text{просв}} \cdot \alpha_{\text{нл}}T = \frac{\alpha_{\text{нл}}}{\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}}}. \quad (5,14)$$

Поэтому нетрудно понять, что именно эта величина входит в закон преобразования поля. Увеличение показателя нелинейности может быть достигнуто как за счет увеличения оптической плотности фильтра $\alpha_{\text{нл}}$ (усиление действия фильтра за один проход), так и за счет увеличения числа полезных проходов $Q_{\text{просв}}$, что означает работу лазера в режиме, близком к пороговому: $\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}} \rightarrow 0$.

Деформация исходного профиля поля (и тем самым профиля интенсивности $I(t) = |E(t)|^2$) проявляется согласно (5,11) в двух аспектах. Качественно оба этих аспекта были указаны еще в основополагающей работе ¹.

Во-первых, каждый отдельный выброс интенсивности исходного профиля излучения сужается по длительности приблизительно в $\sqrt{p}$ раз. Проиллюстрируем это на примере гауссовского импульса:

$$I_0(t) = Ae^{-(t-t_0)^2/\tau_1^2}, \quad I(t) = \text{const} \cdot [I_0(t)]^p = \text{const}' \cdot e^{-p(t-t_0)^2/\tau_1^2}. \quad (5,15)$$

*) Строго говоря, для установления профиля поля, описываемого формулой (5,11), требуется достаточно длительное время, для того чтобы даже самые низкие точки профиля выросли настолько, что для них фильтр просветился бы. В реальных лазерах насыщение усиливающей среды ограничивает полную длительность генерации и в том числе участка усиления; поэтому для самых низких точек профиля закон преобразования (5,11), вообще говоря, не имеет места. Тем не менее, поскольку для дальнейшего существенны несколько наиболее интенсивных выбросов в окончательном профиле, в интересующих нас задачах использование асимптотического закона преобразования (5,11) не приводит к существенным ошибкам.

Сужение длительности импульса отвечает расширению спектра поля в $\sqrt{p}$ раз. При этом длительность окончательных импульсов оказывается равной (ср. с формулой (4,24))

$$\tau_{\text{оконч}} = \frac{\tau_1}{\sqrt{p}} = \frac{1}{\Delta\omega_1 \sqrt{p}} = \tau_0 \sqrt{\frac{\alpha_{\text{нл}} + \alpha_{\text{л}}}{\alpha_{\text{нл}}}} \sqrt{Z}, \quad (5,16)$$

где $\tau_0 = \Delta\omega_{\text{люм}}^{-1} [1 + \alpha_{\text{л}} \Delta\omega_{\text{люм}}^2 / (\alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}) \Delta\omega_{\text{рез}}^2]^{1/2}$ — длительность выбросов, отвечающая ширине линии люминесценции (с поправкой на селективные потери резонатора). В реальных условиях $\sqrt{Z} \sim 6-8$ и формула (5,16) дает почти универсальное выражение для $\tau_{\text{оконч}}$; оно означает, что сужение спектра на линейном участке почти полностью (с точностью до 7 раз) компенсируется последующим расширением спектра в процессе просветления безынерционного фильтра.

Во-вторых, если в исходном профиле поля два каких-либо выброса имели интенсивности I'_0 и I''_0 соответственно, то отношение интенсивностей соответствующих выбросов в профиле после просветления будет равно

$$\frac{I'}{I''} = \left(\frac{I'_0}{I''_0} \right)^p. \quad (5,17)$$

Так как $p \gg 1$, соотношение (5,17) означает, что неравенство двух выбросов в начальном профиле значительно усугубляется в результате действия фильтра. В частности, наиболее желательной является такая ситуация, когда в окончательном профиле интенсивности один максимальный импульс доминирует над всеми остальными. В следующей гл. 6 будет вычислена вероятность такого события в зависимости от параметров лазера.

Выше мы рассматривали временной ход периодической функции времени $\mathcal{E}(t)$. Временное описание, как видно из изложенного, особенно удобно для рассмотрения процесса преобразования профиля под действием фильтра. В то же время благодаря периодичности функции $\mathcal{E}(t)$ поведение поля можно описывать на языке дискретных компонент Фурье, которые в нашем случае практически совпадают с амплитудами мод с различными продольными индексами:

$$\mathcal{E}(t) = e^{-i\omega_0 t} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{-ik\Omega t} \mathcal{E}_k(t). \quad (5,18)$$

Именно такой подход использовался в работах, где были получены первые результаты по генерации лазеров с просветляющимся фильтром и давались первые попытки объяснения явления (см. ²). Спектральный (модовый) подход может оказаться удобным в том случае, когда на периоде имеется единственный импульс излучения. В этом случае фазы всех мод линейно зависят от номера:

$$\mathcal{E}_k = |\mathcal{E}_k| e^{+ik\Omega t_0}, \quad (5,19)$$

а само поле имеет вид уединенного импульса на периоде с максимумом в точке t_0 и шириной $\Delta t_{\text{имп}} \sim 1/\Delta\omega$:

$$\mathcal{E}(t) = f(t - t_0), \quad f(\tau) = \sum_k |\mathcal{E}_k| e^{-ik\Omega \tau}. \quad (5,20)$$

В этой связи формирование последовательности сверхкоротких импульсов часто называют процессом самосинхронизации мод или фазировки спектральных компонент (mode-locking).

Однако спектральный (модовый) подход совершенно не пригоден для выяснения кардинального вопроса о том, выделится ли из начальной

флуктуационной картины единственный интенсивный импульс. В самом деле, при преобразовании исходного флуктуационного профиля по закону (5,14) спектр поля расширяется в $\sqrt{p}$ раз. При этом вклад каждого начального флуктуационного выброса с максимумом в точке $t = t_j$ в амплитуду k -й моды пропорционален $e^{ik\Omega t_j}$. В исходной флуктуационной картине имеется большое число нерегулярно расположенных выбросов. Поэтому комплексная амплитуда k -й моды дается суммой вкладов от каждого из импульсов:

$$\mathcal{E}_k \sim \sum_j b_j e^{ik\Omega t_j}; \quad (5,24)$$

в общем случае фаза величины $\mathcal{E}_k$ является сложной немонотонной функцией номера моды k .

Возвращаясь к преобразованию поля при просветлении фильтра, отметим следующее. Оба указанных выше эффекта — сужение импульсов и выделение наиболее интенсивных импульсов — развиваются одновременно, в едином процессе взаимодействия поля с фильтром. Однако лишь второй эффект равнозначен фазировке мод исходного спектра. Именно этот эффект может приводить к формированию регулярной временной картины излучения из первоначально хаотической временной структуры. Эффект же сужения импульсов на спектральном языке означает появление новых дополнительных спектральных компонент, а к фазировке исходных компонент спектра прямого отношения не имеет. Нетрудно представить себе модель лазера, в которой фазировка мод не будет сопровождаться уширением спектра. Например, уширению спектра могла бы препятствовать дисперсия коэффициента усиления. Если в лазере с просветляющимся фильтром искусственно создано начальное поле, спектральная ширина которого совпадает со всей шириной линии усиления, то в таком случае уширение спектра будет затруднено, а эффект фазировки останется. Качественно он по-прежнему будет проявляться в преимущественном росте наиболее интенсивных импульсов.

6. СТАТИСТИКА ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПРОСВЕТЛЕНИИ ФИЛЬТРА

Как уже отмечалось выше, возникновение одиночных сверхкоротких световых импульсов в лазере с просветляющимся фильтром обусловлено выделением таких импульсов из начальной флуктуационной картины, которая формируется в лазере к моменту начала просветления.

Преобразование флуктуационной картины в процессе просветления фильтра впервые было рассчитано Флеком⁵⁷ на вычислительной машине. К сожалению, провести подробный анализ явления, следуя методам работы⁵⁷, не представляется возможным; так, в работе⁵⁷ была рассчитана единственная реализация случайного процесса, образованная набором всего из 11 начальных мод. Поэтому ниже мы воспользуемся полученным в гл. 5 аналитическим выражением (5,15) для преобразования профиля в процессе просветления безынерционного фильтра. В настоящей главе мы рассчитаем, следуя работе¹³, с какой вероятностью возникают одиночные световые импульсы на периоде при преобразовании начальной флуктуационной картины в процессе просветления фильтра. Вначале мы рассмотрим статистические свойства начального профиля поля, причем особое внимание будет обращено на наличие в нем интенсивных выбросов. Знание статистических свойств начального профиля оказывается необходимым для ответа на важнейший вопрос: будет ли профиль излучения, преобразованный под действием фильтра, содержать единственный интенсивный

импульс на периоде, или нет. При этом ввиду статистической природы процесса речь должна идти о вычислении вероятности указанного события.

Отметим, что важный вопрос о статистике выбросов начального профиля впервые был поставлен в работах Летохова^{55, 56}. Однако проведенное там рассмотрение непосредственно непригодно для решения поставленной задачи. В дальнейшем мы будем следовать работе¹³.

Начальный профиль поля формируется в результате линейного усиления шумовых полей, возникающих при спонтанном излучении атомов в резонаторе. Благодаря линейности усиления и в силу большого числа статистически независимых источников спонтанного шума (атомов) начальный профиль поля $\mathcal{E}_0(t)$ (перед просветлением) является комплексным гауссовским случайным процессом^{*}).

Распределение вероятности для модуля поля $|\mathcal{E}_0(t)|$ в случае комплексного гауссовского случайного процесса дается известным законом Рэлея. Нам будет удобнее пользоваться тем же законом, выраженным в терминах интенсивности поля: $I_0(t) = |\mathcal{E}_0(t)|^2$. Распределение для I_0 имеет при этом вид

$$w(I_0) dI_0 = \frac{1}{\langle I_0 \rangle} \exp \left\{ -\frac{I_0}{\langle I_0 \rangle} \right\} dI_0. \quad (6,1)$$

Среднеквадратичная флуктуация этой величины равна

$$\langle \Delta I_0^2 \rangle = \langle I_0 \rangle^2, \quad (6,2)$$

а корреляция интенсивности дается выражением

$$\langle (I_0(t) - \langle I_0 \rangle) (I_0(t + \tau) - \langle I_0 \rangle) \rangle = \langle I_0 \rangle^2 |\gamma_0(\tau)|^2; \quad (6,3)$$

здесь $\gamma_0(\tau)$ — нормированная корреляционная функция для самого поля $\mathcal{E}_0(t)$, определяемая его спектральной плотностью мощности:

$$\gamma_0(\tau) = \frac{\langle E_0^*(t) E_0(t + \tau) \rangle}{\langle |E_0|^2 \rangle} = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega. \quad (6,4)$$

Величина $|\gamma_0(\tau)|$ внутри периода $|\tau| \leq T$ заметно отлична от нуля лишь при временах $|\tau| \lesssim (\Delta\omega_1)^{-1}$, где $\Delta\omega_1$ — ширина спектра, установившегося к началу процесса просветления.

Формулы (6,1)–(6,4) показывают, что интенсивность $I_0(t)$ флуктуирует вокруг среднего значения $\langle I_0 \rangle$ на величину порядка самого $\langle I_0 \rangle$ и что максимумы интенсивности сменяются минимумами за время $\sim \tau_{\text{корр}} = (\Delta\omega_1)^{-1}$. Характерное число максимумов интенсивности в единицу времени (и совпадающее с ним число минимумов) составляет по порядку величины $\tau_{\text{корр}}^{-1} = \Delta\omega_1$. Следует подчеркнуть, что функция $\mathcal{E}_0(t)$ — периодическая, т. е. мы имеем дело с периодическим случайным процессом периода T . В реализациях случайного процесса длительности T число максимумов флуктуирует от одной реализации к другой, а среднее число максимумов по порядку величины составляет

$$m \approx T/\tau_{\text{корр}} = T \Delta\omega_1/2\pi. \quad (6,5)$$

^{*}) Во избежание недоразумений подчеркнем, что речь идет о гауссовском характере статистики процесса, т. е. о распределениях вероятности и т. п. То обстоятельство, что спектр этого гауссовского (по статистике) процесса в нашем случае имеет вид $g(\omega) \sim \exp \{ -(\omega - \omega_0)^2 / \Delta\omega_1^2 \}$, т. е. описывается к тому же гауссовской функцией, к рассматриваемым статистическим вопросам прямого отношения не имеет.

Поскольку $T = 2\pi/\Omega$, параметр m совпадает также по порядку величины с числом мод, эффективно возбужденных в начальном спектре *). Выражение для параметра m через характеристики лазера было получено нами выше, в гл. 4.

К сожалению, точных формул, относящихся к распределению числа максимумов и к распределениям величин самих максимумов гауссовского случайного процесса конечной длительности, известно очень мало (см. работы Тихонова^{14,15}). Подчеркнем, что сложность задачи в нашем случае усугубляется тем, что нас интересует не только исходный гауссовский процесс, но главным образом результат его преобразования под действием фильтра, т. е. p -я степень гауссовского процесса с $p \gg 1$. Поэтому в дальнейшем вместо исходного гауссовского процесса $\mathcal{E}_0(t)$ мы рассмотрим некоторый модельный случайный процесс $\mathcal{E}_1(t)$, который сохраняет наиболее существенные черты процесса $\mathcal{E}_0(t)$ и в то же время делает возможным расчет интересующих нас статистических характеристик.

В качестве начального профиля поля выберем случайную функцию, имеющую вид последовательности определенного числа (m) неперекрывающихся импульсов:

$$\mathcal{E}_1(t) = C \sum_{n=1}^m A_n f(t - \tau - t_n); \quad (6.6)$$

здесь $f(t)$ — импульсная функция, имеющая период T , а внутри периода отличная от нуля лишь на интервале $0 \leq t \leq T/m$. Конкретный вид импульсной функции для нас несуществен; важно лишь, чтобы разные импульсы не перекрывались. Импульсы будем считать эквидистантными: $t_n = \frac{T}{m}n$, где n — номер импульса. Число импульсов m мы выбираем в соответствии со спектральной шириной реального гауссовского процесса $\mathcal{E}_0(t)$ по формуле (6.5). Величина сдвига τ предполагается распределенной равномерно на отрезке $0 \leq \tau \leq T/m$, а комплексные амплитуды импульсов — независимыми друг от друга гауссовскими случайными величинами.

Введем фазы и интенсивности импульсов:

$$A_n = \sqrt{x_n} e^{i\varphi_n}. \quad (6.7)$$

При этом фазы импульсов распределены равномерно в интервале $(0, 2\pi)$, а интенсивности имеют распределение вида

$$w(x_n) dx_n = \exp\{-x_n\} dx_n. \quad (6.8)$$

В (6.6) для удобства выбрано такое значение нормировочной константы C , чтобы было $\langle x_n \rangle = 1$.

Обозначим через n_i номер импульса, интенсивность которого больше интенсивностей всех остальных импульсов на периоде. Распределение вероятности для x_{n_i} имеет вид

$$\tilde{w}(x) dx = m e^{-x} [1 - e^{-x}]^{m-1} dx. \quad (6.9)$$

Величина $\tilde{w}(x)$ имеет максимум в точке $x = \ln m$. Это означает, что наиболее вероятное значение интенсивности максимального импульса в несколько раз больше средней интенсивности, если число импульсов m на периоде достаточно велико.

*) Множители типа 2π и т. п. в определении параметра m для нас не очень существенны, так как получаемые ниже выражения оказываются логарифмически зависящими от m .

Для нашей задачи существенной характеристикой является не просто величина максимального выброса (которая оценивалась в работах ^{55,56}), а ее соотношение с величинами других выбросов, имеющих в той же реализации.

При больших значениях m с большой вероятностью существуют и другие импульсы, интенсивность которых близка к интенсивности максимального. Распределение вероятности для второго по величине импульса x_{n_2} имеет вид

$$\tilde{w}(x) dx = m(m-1)e^{-2x}[1-e^{-x}]^{m-2}dx \quad (6,10)$$

и достигает максимума при $x = \ln(m/2)$.

Чтобы дать представление о соотношении между максимальным импульсом и всеми остальными, приведем выражение для вероятности того, что максимальный импульс превосходит любой из оставшихся в a раз или более:

$$W\{x_{n_1} \geq ax_n\}_{(n \neq n_1)} = \frac{\Gamma(a+1)\Gamma(m+1)}{\Gamma(a+m)}, \quad (6,11)$$

где $\Gamma(z)$ — гамма-функция, или эйлеров интеграл второго рода. Эта важная для дальнейшего формула может быть получена следующим образом. Вероятность $W\{x_{n_1} \geq ax_n\}$ складывается из m одинаковых слагаемых. Первое из них дает вероятность того, что максимальным оказался первый импульс и при этом выполнено неравенство $x_1 \geq ax_n$, $n \neq 1$. Второе слагаемое дает то же для случая, когда максимальным оказался второй импульс, и т. д.:

$$W = mW^{(n_1=1)}. \quad (6,12)$$

Вероятность же $W^{(n_1=1)}$ определяется интегралом

$$W^{(n_1=1)} = \int_0^\infty dx w(x) \left[P\left(\frac{x}{a}\right) \right]^{m-1}; \quad (6,13)$$

здесь $w(x)$ — распределение вероятности для интенсивности первого импульса; $P(\xi)$ — вероятность того, что некоторый импульс имеет интенсивность $x_n \leq \xi$:

$$P(\xi) = \int_0^\xi w(x) dx, \quad (6,14)$$

и множитель $\left[P\left(\frac{x}{a}\right) \right]^{m-1}$ дает вероятность того, что $m-1$ оставшихся импульсов меньше первого по крайней мере в a раз. Подстановка выражения $w(x) = e^{-x}$ приводит к

$$W\{x_{n_1} \geq ax_n\}_{(n \neq n_1)} = m \int_0^\infty dx e^{-x} [1 - e^{-x/a}]^{m-1},$$

что и дает приведенную выше формулу.

Оценим вероятность того, что максимальный импульс в два раза превосходит любой из оставшихся. Из формулы (6,11) видно, что такая вероятность равна $2/(m+1)$, т. е. очень мала при больших m .

Наибольший интерес представляет такая ситуация, когда в одном из импульсов окончательного профиля содержится основная часть всей энергии, излучаемой лазером за период. Обозначим интенсивности импульсов в окончательном профиле через I_n ($n = 1, 2, \dots, m$):

$$I_n = (x_n)^p. \quad (6,15)$$

Будем интересоваться такими событиями, когда энергия в максимальном

импульсе по крайней мере в M раз превосходит энергию, содержащуюся во всех остальных импульсах:

$$I_{n_1} \geq M \sum_{n \neq n_1} I_n. \quad (6,16)$$

Такую ситуацию будем называть выделением импульса (с точностью, определяемой параметром M). Выделение импульса можно также назвать достижением полной самосинхронизации лазерных мод. При этом ввиду статистического характера явления можно говорить лишь о вероятности выделения импульса (вероятности полной самосинхронизации).

Непосредственное аналитическое вычисление вероятности самосинхронизации в рассматриваемой модели, т. е. вычисление вероятности выполнения неравенства (6,16), весьма затруднительно. Поэтому ниже мы дадим верхнюю и нижнюю границы для вероятности этого события. Мы покажем, что вероятность W заключена в пределах

$$F_2(p, m, M) < W < F_1(p, m, M), \quad (6,17)$$

где функции $F_2(p, m, M)$ и $F_1(p, m, M)$ даются выражениями

$$F_2(p, m, M) = \frac{\Gamma(a_2+1) \Gamma(m+1)}{\Gamma(a_2+m)}, \quad a_2 = [M(m-1)]^{1/p}, \quad (6,18)$$

$$F_1(p, m, M) = \frac{\Gamma(a_1+1) \Gamma(m+1)}{\Gamma(a_1+m)}, \quad a_1 = M^{1/p}. \quad (6,19)$$

Функции F_2 и F_1 суть вероятности событий, первое из которых является частным случаем интересующего нас события (6,16), а второе, наоборот, включает в себя интересующее нас событие (6,16) как частный случай. Именно, F_2 дает вероятность того, что максимальный импульс превосходит любой из оставшихся по крайней мере в $M(m-1)$ раз:

$$I_{n_1} \geq (m-1) M I_n, \quad n \neq n_1; \quad (6,20)$$

при этом из выполнения неравенства (6,20) следует неравенство (6,16), но не наоборот, и, следовательно, $W(6,20) = F_2 < W(6,16)$ *). Само же выражение (6,18) для вероятности F_2 получается путем пересчета неравенства (6,20) на начальный профиль:

$$x_{n_1} \geq [M(m-1)]^{1/p} x_n, \quad n \neq n_1, \quad (6,21)$$

и использования формулы (6,11). Что же касается функции F_1 , то она дает вероятность того, что максимальный импульс окончательного профиля превосходит любой из оставшихся по крайней мере в M раз:

$$I_{n_1} \geq M I_n, \quad n \neq n_1. \quad (6,22)$$

Если выполнено неравенство (6,16), то заведомо выполнено неравенство (6,22), но не наоборот, и поэтому $W(6,22) = F_1 > W(6,16)$.

Отметим, что события, характеризуемые неравенством (6,22) с заданным параметром M , в некоторых случаях могут представлять интерес в эксперименте, так что формула (6,19) для вероятности этого события представляет и самостоятельную ценность.

В случае большого числа мод в начальном профиле ($m \gg 1$) формула (6,17) упрощается и принимает вид

$$e^{-\frac{1}{p} [\ln m + \ln M] \ln m} < W < e^{-\frac{1}{p} \ln M \ln m}. \quad (6,23)$$

Неравенства (6,17) и (6,23) решают поставленную задачу об оценке вероятности полной самосинхронизации. Для рассмотренного в гл. 4 примера лазера $p = 80$, $m = 600$. Если положить $M = 9$, то из (6,23) получим

*) $W(6,20)$ и т. п. обозначает вероятность события (физической ситуации), характеризующего условием (6,20).

оценку $0,50 < W_{M=9} < 0,84$. Это означает, что хотя вероятность самосинхронизации в рассматриваемом случае и велика (больше 50%), но все же для заметного числа (большего 16%) всплеск лазера неравенство (6,16) с $M = 9$ не будет иметь места.

Неравенства (6,23) можно переписать несколько по-иному. Зададимся некоторым значением вероятности самосинхронизации $W(6,16) = \eta$ (например, $\eta = 0,5$) и определенной величиной параметра M . Тогда можно утверждать, что при

$$p \geq p_2(m, M, \eta) \approx \frac{(\ln m + \ln M) \ln m}{\ln(1/\eta)} \quad (6,24)$$

самосинхронизация (с параметром M) осуществляется с большой вероятностью: $W > \eta$, а при

$$p \leq p_1(m, M, \eta) \approx \frac{\ln M \ln m}{\ln(1/\eta)} \quad (6,25)$$

самосинхронизация (с параметром M) осуществляется с малой вероятностью: $W < \eta$.

Кривая в плоскости (p, m) , для которой $W(6,16) = \eta$, разделяет области с большой и малой вероятностями самосинхронизации и проходит

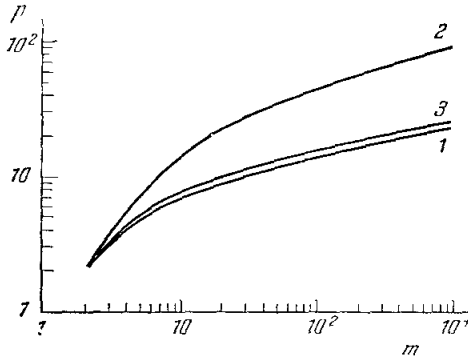


Рис. 2. Плоскость параметра нелинейности p и числа мод m , устанавливающегося к моменту начала просветления. $\eta = 1/2$, $M = 9$. Выше кривой 3 (полученной численным расчетом) максимальный импульс после просветления содержит не менее 90% энергии, излучаемой за период, с вероятностью $W > \eta = 1/2$, ниже ее — с вероятностью $W < \eta = 1/2$.

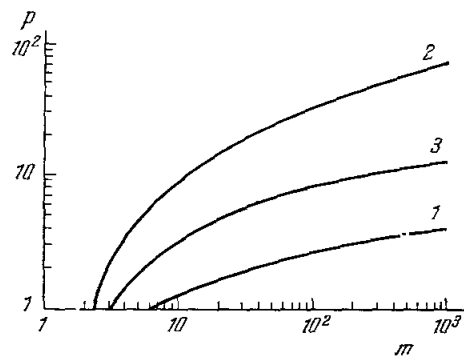


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для значений параметров $\eta = 1/2$, $M = 1,5$ (требуется, чтобы импульс содержал не менее 60% энергии за период с вероятностью $W > \eta$).

В области ниже кривой 1 максимальный импульс превосходит следующий за ним по величине в $M = 1,5$ раза с довольно малой вероятностью: $W_1 < \eta = 1/2$. В области выше кривой 2 максимальный импульс превосходит любой из оставшихся в $M(m-1)$ раз с большой вероятностью: $W_2 > \eta = 1/2$.

между кривыми $p_1(m)$ и $p_2(m)$ (при фиксированных M и η). Для определения точного положения этой кривой нами был проведен численный расчет *) на ЭВМ, использующий программу случайных чисел.

На рис. 2 приведены графики для случая $\eta = 0,5$, $M = 9$. Нижняя кривая дает зависимость $p_1(m)$, а верхняя — $p_2(m)$, полученные с помощью аналитических выражений (6,24) и (6,25). Средняя кривая 3 является результатом численного расчета; она дает границу области полной самосинхронизации в плоскости (p, m) для выбранных значений параметров $M = 9$ и $\eta = 0,5$.

На рис. 3 приведены аналогичные графики для случая $\eta = 0,5$, $M = 1,5$. Отметим, что если в первом случае ($M = 9$, импульс содержит не менее 90% энергии за период) точная граница области самосинхрони-

*) Насколько нам известно, аналитического решения этой задачи не существует.

зации оказалась близкой к кривой $p_1(m)$, то во втором случае ($M = 1,5$, т. е. когда требуется, чтобы импульс содержал не менее 60% энергии за период) точная граница сильно удалена от кривой $p_1(m)$.

Приведенные рисунки наглядно демонстрируют тот факт, что чем больше начальное число мод m , тем труднее их синхронизовать. Графики, представленные на рисунках, показывают, что при большем числе мод m для полной синхронизации требуются большие значения показателя нелинейного преобразования p . Такой характер зависимости p от m связан с тем, что, как уже отмечалось выше, при большом начальном числе мод повышается вероятность появления в начальном поле на периоде нескольких соизмеримых выбросов с высокой интенсивностью, и поэтому для выделения одного, самого интенсивного, необходима нелинейность более высокой степени. Указанная зависимость вероятности появления одиночного импульса на периоде от ширины начального спектра была подтверждена в экспериментальной работе²⁸, где ширина начального спектра изменялась введением в резонатор лазера линейных потерь с резким минимумом в центре линии. Отметим, что в этой работе осуществлялась прямая регистрация временного хода излучения с разрешением $\sim 10^{-11}$ сек.

7. ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ НА ОКОНЧАТЕЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ ПОЛЯ

После просветления фильтра в течение относительно короткого отрезка времени происходит быстрое ($\sim \exp\{(\beta - \alpha_d)t\}$) нарастание интенсивности световых колебаний в лазере. Это нарастание скоро прекращается за счет того, что излучение забирает заметную долю энергии, запасенной в активной среде; при этом коэффициент усиления активной среды падает. Начиная с некоторого момента (вершина гигантского импульса) усиление становится меньшим, чем потери, вследствие чего поле начинает затухать.

С точки зрения задачи получения регулярной последовательности сверхкоротких световых импульсов естественно возникает вопрос: не испортит ли насыщение рабочего перехода тот профиль интенсивности, который сформировался в лазере под действием просветляющегося фильтра? Иначе говоря, не может ли насыщение инверсии привести к тому, что вблизи максимума гигантского импульса ухудшится соотношение между наиболее интенсивным выбросом и остальной частью излучения на периоде?

В настоящей главе дано решение задачи об эволюции профиля интенсивности в лазере с учетом обеднения инверсии в активном веществе. Сразу укажем вывод из проведенного рассмотрения. Оказывается, что насыщение активного вещества в практически интересных случаях не приводит к существенному искажению временного хода излучения на периоде.

Как и прежде, будем рассматривать кольцевую модель лазера. Мы предполагаем, что все элементы лазера, за исключением активного вещества, на рассматриваемом этапе являются линейными. Распространение излучения в усиливающей среде с учетом насыщения рабочего перехода неоднократно рассматривалось в литературе — см.^{16, 17, 49}. Уравнения для интенсивности I и инверсии N имеют вид

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial t} = N\sigma I, \quad (7,1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2N\sigma I, \quad (7,2)$$

где σ — сечение перехода. При этом мы предполагаем, что процесс развития гигантского импульса после просветления фильтра происходит достаточно быстро. Поэтому в уравнении для $\frac{\partial N}{\partial t}$ мы пренебрегли действием как накачки, так и релаксации заселенностей. Решение этих уравнений дается выражением

$$I(z, t) = \frac{I\left(z=0, t - \frac{z}{v}\right)}{1 - (1 - e^{-2\sigma N_0}) \exp\left[-\sigma \int_{-\infty}^{t-(z/v)} I(z=0, t') dt'\right]}, \quad (7,3)$$

где N_0 — начальное значение инверсии. В кольцевой модели лазера за один период излучение проходит активную среду длиной l , отражается от зеркал с общим коэффициентом потерь $e^{-\alpha_{\pi} T}$ и вновь подходит к входу в активную среду. Поэтому поле в любой точке резонатора удовлетворяет уравнению

$$I(t+T) = e^{-\alpha_{\pi} T} I(t) \frac{1}{1 - (1 - e^{-\beta T}) e^{-\sigma \int_{-\infty}^t I(t') dt'}}; \quad (7,4)$$

здесь $e^{\beta T} \equiv e^{N_0 \sigma l}$ — ненасыщенный коэффициент усиления активной среды за один период. Введем обозначение

$$r(t) = \sigma \int_{-\infty}^t I(t') dt', \quad I(t) = \frac{1}{\sigma} \frac{dr}{dt}. \quad (7,5)$$

Интегрируя (7,4), получаем

$$r(t+T) = e^{-\alpha_{\pi} T} \ln[(e^{r(t)} - 1 + e^{-\beta T}) e^{+\beta T}]. \quad (7,6)$$

Это уравнение впервые было получено Гуревичем¹⁸. Отличительная особенность уравнения (7,6) состоит в том, что оно связывает значения функции $r(t)$ в дискретных точках, отстоящих друг от друга на период T . Именно это обстоятельство позволяет нам здесь, как и выше в гл. 5, сделать определенные заключения о связи конечного профиля поля с начальным.

Уравнение (7,6) имеет два особых решения, таких, что $r(t) = r(t+T)$:

$$r_{1,2} = e^{-\alpha_{\pi} T} \ln[(e^{r_{1,2}} - 1 + e^{-\beta T}) e^{+\beta T}]. \quad (7,7)$$

Первый корень уравнения (7,7) $r_1 = 0$, а для второго корня можно привести следующую грубую оценку:

$$0 < r_2 < \frac{\beta T}{e^{\alpha_{\pi} T} - 1} \quad (7,8)$$

(не представляет труда и прямое численное решение уравнения (7,7) при заданных $\alpha_{\pi} T$ и βT).

Если начальное значение $r(t) \geq 0$, то при достаточно большом числе шагов ($N \rightarrow \infty$) функция $r(t+NT)$ стремится к r_2 и решение для $r(t)$, описывающее конец гигантского импульса, может быть получено разложением разностного уравнения (7,6) в окрестности r_2 . С другой стороны, начальные значения $r(t)$ (начало гигантского импульса, когда еще нет заметного обеднения инверсии) близки к нулю, т. е. к первому корню $r_1 = 0$ и также могут быть найдены разложением исходного уравнения.

С учетом сказанного функция $r(t)$ на этапе до насыщения имеет вид

$$r(t) = e^{(\beta - \alpha_n)t} s_0(t), \quad (7,9)$$

где $s_0(t) = s_0(t + T)$ — периодическая функция, характеризующая начальное излучение. После насыщения инверсии (конец гигантского импульса) функция $r(t)$ имеет вид

$$r(t) = r_2 - e^{-\gamma t} s(t), \quad (7,10)$$

где

$$-\gamma = \beta - \alpha_n - \frac{1}{T} r_2 (e^{\alpha_n T} - 1) \quad (7,11)$$

и периодическая функция $s(t)$ характеризует окончательное излучение.

Рассуждения, аналогичные проведенным выше в гл. 5, позволяют установить связь между функциями $s(t)$ и $s_0(t)$:

$$s(t) = \text{const} \cdot [s_0(t)]^{-\frac{\gamma}{\beta - \alpha_n}}, \quad (7,12)$$

откуда следует:

$$r(t + NT) = r_2 - \text{const} \cdot [r(t)]^{-\frac{\gamma}{\beta - \alpha_n}}, \quad N \rightarrow \infty. \quad (7,13)$$

Введем начальный и конечный профили интенсивности определенными:

$$I_{\text{до насыщ}}(t) = i_0(t) e^{(\beta - \alpha_n)t} \equiv e^{(\beta - \alpha_n)t} [(\beta - \alpha_n) s_0(t) + \frac{ds_0}{dt}], \quad (7,14)$$

$$I_{\text{после насыщ}}(t) = i(t) e^{-\gamma t} \equiv e^{-\gamma t} \left[-\gamma s(t) + \frac{ds}{dt} \right]. \quad (7,15)$$

Преобразование профиля интенсивности получается из (7,13):

$$i(t) = \text{const} \cdot i_0(t) [r_0(t)]^{-\frac{\gamma}{\beta - \alpha_n} - 1} e^{(\beta - \alpha_n + \gamma)t}. \quad (7,16)$$

Последнее выражение позволяет оценить, во сколько раз отношение интенсивностей в произвольных двух точках профиля на периоде может измениться в ходе насыщения активного вещества. Именно, из (7,16) следует, что величина $i(t_2)/i(t_1)$ отличается от $i_0(t_2)/i_0(t_1)$ не более чем в $\exp\{(\beta - \alpha_n + \gamma)T\}$ раз:

$$e^{-(\beta - \alpha_n + \gamma)T} \leq \left(\frac{i(t_2)}{i(t_1)} \right) / \left(\frac{i_0(t_2)}{i_0(t_1)} \right) \leq e^{(\beta - \alpha_n + \gamma)T}. \quad (7,17)$$

В реальных лазерных системах эта верхняя граница искажений, вносимых насыщением, достаточно низка: $e^{(\beta - \alpha_n + \gamma)T} \leq 2-3$. В действительности даже эта оценка искажений является сильно завышенной. Это означает, что с точки зрения задачи самосинхронизации влияние насыщения усиливающей среды незначительно изменяет те результаты для вероятности выделения импульса, которые были получены выше в гл. 6.

Выше мы оценили, какие искажения могут накопиться к концу гигантского импульса в результате насыщения усиливающей среды. Представляется очевидным, что в максимуме гигантского импульса эти искажения будут еще более слабыми, что и оправдывает сделанный в начале главы вывод.

8. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ОКОНЧАТЕЛЬНУЮ СТРУКТУРУ ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящей главе рассмотрен ряд эффектов, которые могут оказать влияние на структуру излучения, генерируемого лазером с просветляющимся фильтром.

8.1. Если скорость распространения световых импульсов по резонатору зависит от частоты (дисперсия показателя преломления), то моды уже не являются эквидистантными по частоте. С точки зрения временной картины это будет соответствовать дисперсионному расплыванию импульса. Укажем, что влияние дисперсии на работу лазера с просветляющимся фильтром отмечалось в работах ^{53,54}. Однако в этих работах рассматривалась стационарная модель и оценка роли дисперсии получилась завышенной. Для получения оценки влияния дисперсии на параметры получающихся импульсов мы рассмотрим следующую простую модельную задачу.

Пусть на вход прозрачной диспергирующей среды (при $z=0$) поступает световое поле, имеющее вид гауссовского импульса:

$$\mathcal{E}(z=0, t) = A_0 \exp \{ -i\omega_0 t - t^2/\tau_0^2 \}. \quad (8,1)$$

Рассмотрим, что произойдет с этим импульсом после прохождения слоя среды толщины l . Введем количественную меру дисперсии:

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} \equiv \frac{1}{c^2} \frac{\lambda_0^3}{2\pi} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} \equiv -\frac{1}{v_{\text{гp}}} \frac{dv_{\text{гp}}}{d\omega}. \quad (8,2)$$

Тогда во втором приближении теории дисперсии (в приближении параболического уравнения) поле $\mathcal{E}(z=l, t)$ будет иметь вид

$$\mathcal{E}(z=l, t) = A' \exp \{ -i\omega_0 t + ik_0 l - [t'^2/\tau'^2] - [ib t'^2/2] + i\varphi \}, \quad (8,3)$$

где

$$t' = t - l/v_{\text{гp}}, \quad A' = A_0 \sqrt{\tau_0/\tau'}, \quad (8,4)$$

$$\tau' = \tau_0 \sqrt{1 + 4l^2 \left(\frac{d^2k}{d\omega^2} \right)^2 \tau_0^{-4}}, \quad (8,5)$$

$$b = 4l \frac{d^2k}{d\omega^2} (\tau')^{-2} \tau_0^{-2}, \quad (8,6)$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{\tau_0}{\tau'} \right) \frac{d^2k}{d\omega^2} \bigg/ \left| \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|. \quad (8,7)$$

Формулы (8,3)–(8,7) показывают, что дисперсия приводит к растяжению импульса, резко зависящему от его начальной длительности τ_0 , т. е. от его спектральной ширины $\Delta\omega_0 = 2/\tau_0$. В рассмотренной модельной задаче в силу линейности среды дисперсия сама по себе не приводит к изменению спектральной ширины импульса, а временное растяжение импульса сопровождается возникновением фазовой (частотной) модуляции с

$$\frac{d\omega}{dt} = b = 4l \frac{d^2k}{d\omega^2} (\tau')^{-2} \tau_0^{-2}. \quad (8,8)$$

Для оценки влияния дисперсии на работу лазера с просветляющимся фильтром в полученные формулы следует подставить длительность начального импульса τ_0 и некоторую эффективную длину l . Последнюю величину удобно выразить через длину l_0 , проходимую светом по диспергирующей среде за один период резонатора, и эффективное число проходов Q :

$$l = l_0 Q. \quad (8,9)$$

Оценим величины Q и τ_0 . Благодаря линейности процесса усиления и гауссовости флуктуаций на этапе до просветления фазы различных мод (спектральных компонент) независимы. Поэтому возникающие из-за дисперсии сдвиги этих фаз на линейном участке вообще не влияют на статистические свойства начальной флуктуационной картины. В этой связи в качестве величины Q естественно взять число проходов, на которых происходит просветление:

$$Q \sim Q_{\text{просв}} \approx \frac{\alpha_{\text{нл}}}{\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{н.л}}} = p - 1. \quad (8,10)$$

Возьмем также в качестве величины τ_0 то значение длительности импульсов, которое получается в результате просветления начального профиля (см. гл. 5). Получаемая таким образом оценка влияния дисперсии может оказаться только завышенной. Для величины дисперсии стекла в области $\lambda \sim 1$ мкм можно принять значение

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} \sim 10^{-27} \text{ сек}^2/\text{см}. \quad (8,11)$$

Если взять $l_0 = 20$ см и $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-12}$ сек, то из (8,5) получим, что

$$\tau' = \tau_0 \sqrt{1 + (Q_{\text{просв}} \cdot 10^{-2})^2}. \quad (8,12)$$

Отсюда видно, что даже в случае очень большого числа проходов. $Q_{\text{просв}} \sim 100$, длительность импульса увеличится за счет линейной дисперсии в $\sqrt{2}$ раз, т. е. роль дисперсии на этапе просветления невелика.

Приведенная оценка основана на очень грубой модели: она завышает влияние дисперсии. В самом деле, на том этапе, когда дисперсия стекла начинает работать, спектральная ширина импульса $\Delta\omega_1$ еще не успела увеличиться за счет нелинейного воздействия фильтра. В действительности, однако, гораздо большую погрешность, чем указанная выше неадекватность модели, будет вносить неточное знание величины $Q_{\text{просв}} = p - 1$ и τ_0 для конкретного лазера. По этой причине мы и ограничимся приведенным рассмотрением.

8.2. В процессе распространения импульса по среде, заполняющей резонатор, при большой напряженности поля в импульсе должна возникать частотная самомодуляция излучения (см. ^{19,20}). Этот эффект для лазеров с самосинхронизацией мод был тщательно изучен в работе ²¹, к которой мы и отсылаем читателя за подробностями. Приведем здесь лишь самые простые оценки.

Самомодуляция импульса возникает за счет дополнительного набег фазы, возникающего в поле мощной волны:

$$\delta\varphi(z, t) = z \frac{\omega_0}{c} n_2 \left| E_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \right|^2, \quad (8,13)$$

где $n_2 |E|^2$ — нелинейная добавка к показателю преломления (реактивная нелинейность). Величину $n_2 |E|^2$ удобно преобразовать к виду $n_2 |E|^2 = h_2 (n_0 c |E|^2 / 8\pi)$. При этом для стекла по порядку величины можно принять $n_2 \sim 10^{-13}$ CGSE, $h_2 \sim 10^{-9}$ см²/Мет. Уширение спектра за счет самомодуляции по порядку величины равно

$$\delta\omega \sim \frac{\partial\omega}{\partial t} \tau_0 \sim \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} \tau_0 \sim z \frac{\omega_0}{c} n_2 |E|^2 \tau_0^{-1}. \quad (8,14)$$

Это уширение станет порядка исходной спектральной ширины импульса $\Delta\omega = 1/\tau_0$ при

$$z \sim z_1 = \frac{c}{\omega_0} [n_2 |E_0|^2]^{-1}. \quad (8,15)$$

Подставляя величину плотности мощности $\sim 10^3 \text{ Мвт/см}^2$, из (8,15) получим $z_1 \sim 10 \text{ см}$. Это означает, что даже за один проход по резонатору лазера может возникнуть заметная частотная самомодуляция.

Как дисперсия, так и реактивная нелинейность приводят к зависимости частоты от времени (частотная модуляция), причем для большинства сред (стекло и т. д.) $n_2 > 0$ и $d^2n/d\lambda_0^2 > 0$. Поэтому действие обоих указанных выше эффектов должно приводить к одному и тому же знаку $d\omega/dt$:

$$\frac{d\omega}{dt} > 0. \quad (8,16)$$

В этой связи следует отметить работу Трисси²², в которой была сделана попытка экспериментального измерения величины $d\omega/dt$. В этой работе величина $d\omega/dt$ оказалась положительной, что не противоречит рассмотренным выше механизмам возникновения частотной модуляции. Кроме того, в ряде других работ, например²³, осуществлялось временное сжатие импульсов, имеющих фазовую модуляцию, с помощью системы дифракционных решеток, которые эффективно имитировали среду с $d^2n/d\lambda_0^2 < 0$. При этом получающаяся длительность импульса в принципе может достигать минимального значения, допускаемого соотношением неопределенности: $\tau_{\min} \sim (\Delta\omega)^{-1}$.

8.3. Совокупное действие дисперсии и реактивной нелинейности может приводить к эффектам типа временного самосжатия (временной аналог самофокусировки) или саморастяжения импульса (см.²⁴⁻²⁶). Для большинства сред (стекло и т. д.) соотношение знаков нелинейности и дисперсии таково, что должно происходить саморастяжение импульса. Приведем простейшую оценку²⁶ для длины z_2 , на которой заметно скажется эффект саморастяжения:

$$z_2 \sim c\tau_0 \left\{ n_2 |E_0|^2 \left| \frac{d^2k}{d\omega^2} \right| c\omega_0 \right\}^{-1}. \quad (8,17)$$

Для $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$, $P \sim 10^3 \text{ Мвт/см}^2$ получаем $z_2 \sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}$, т. е. около 10 проходов для случая $l_0 = 20 \text{ см}$. Эта грубая оценка показывает, что эффект саморастяжения импульса может оказаться существенным. Экспериментально это явление, насколько нам известно, в чистом виде еще не изучено.

8.4. В общем случае центральная частота поглощения фильтра ω_f может оказаться не совпадающей с частотой ω_0 излучения лазера. При этом фильтр на этапе до просветления вносит не только поглощение, но и некоторый фазовый сдвиг; после просветления как поглощение в фильтре, так и дополнительный фазовый сдвиг исключаются. Такой зависящий от амплитуды поля фазовый сдвиг также приводит к фазовой (частотной) модуляции импульса (см.²⁷). Явное выражение для закона преобразования профиля поля в процессе просветления фильтра с учетом указанного эффекта можно получить, пользуясь развитым в гл. 5 общим методом (в работе²⁷ это выражение было получено другим способом).

Закон преобразования профиля поля имеет вид

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0(t) |\mathcal{E}_0(t)|^{(p-1)(1+i\frac{\omega_0-\omega_f}{\Gamma})} \cdot \text{const}; \quad (8,18)$$

здесь, как и в гл. 5, $p - 1 = \alpha_{\text{нл}}/(\beta - \alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{нл}})$; кроме того, Γ — скорость релаксации заселенностей в фильтре. Такое преобразование приводит к возникновению в окончательном профиле фазовой модуляции.

Соответствующее дополнительное уширение спектра $\Delta\omega_\Phi$ равно

$$\Delta\omega_\Phi \sim \Delta\omega_A \left| \frac{\omega_0 - \omega_\Phi}{\Gamma} \right|, \quad (8,19)$$

где $\Delta\omega_A^{-1}$ — длительность импульсов в профиле после просветления. Знак величины $d\omega/dt$ в рассматриваемом случае совпадает со знаком $(\omega_0 - \omega_\Phi)$.

8.5. Реально используемые в настоящее время просветляющиеся вещества имеют конечное время релаксации просветленного состояния. Процесс релаксации изучен довольно плохо и зависит от конкретного вещества; в качестве одной из возможных цифр можно взять $\tau_\Phi \sim 10^{-11}$ сек. Применимость изложенной в гл. 5 и 6 теории к реальному лазеру будет зависеть от величины отношений τ_Φ/τ_1 и τ_Φ/τ' . Здесь $\tau_1 = (\Delta\omega_1)^{-1} = (m\Omega)^{-1}$ — длительность выбросов в исходной флуктуационной картине, устанавливающейся к моменту начала просветления, а $\tau' = \tau_1/\sqrt{p}$ — та длительность выбросов, которая устанавливалась бы в процессе просветления идеального безынерционного фильтра. Очевидно, что при выполнении неравенств

$$\frac{\tau_\Phi}{\tau_1} \ll 1, \quad \frac{\tau_\Phi}{\tau'} < 1 \quad (8,20)$$

все изложенные в гл. 5 и 6 расчеты полностью применимы. Ситуация, описываемая неравенствами (8,20), — относительно узкий начальный спектр $\Delta\omega_1 = \tau_1^{-1}$ — может явиться результатом действия частотно-зависящих потерь резонатора (см., например, экспериментальную работу²⁸). В случае, когда

$$\frac{\tau_\Phi}{\tau_1} \lesssim 1, \quad \frac{\tau_\Phi}{\tau'} > 1, \quad (8,21)$$

сокращение длительности каждого отдельного выброса будет более слабым, чем в $\sqrt{p}$ раз. В то же время все статистические расчеты, связанные с вопросом о выделении максимального из m начальных выбросов, остаются в силе.

Наконец, существенно отличная от предыдущей ситуация возникает в случае, когда

$$\frac{\tau_\Phi}{\tau_1} \gg 1. \quad (8,22)$$

Точная теория действия просветляющегося фильтра при $\tau_\Phi \gg \tau_1$ в настоящее время отсутствует. По-видимому, при выполнении неравенства (8,22) временная структура излучения будет содержать два характерных временных масштаба. Действительно, в ряде экспериментов²⁹⁻³¹, использующих двухфотонную методику регистрации временных характеристик излучения, обнаружены два характерных временных масштаба корреляции интенсивности (см. также^{65,66}). В работе³¹ высказывалось мнение, что из исходной флуктуационной картины выделяются группы выбросов с длительностью группы $\sim \tau_\Phi$, а внутри интервалов $\sim \tau_\Phi$ имеется тонкая структура — ряд выбросов приблизительно одинаковой амплитуды.

В настоящее время нет полной ясности, выделяется ли одна такая группа, или может существовать несколько групп излучения на периоде. Кроме того, не ясно, должна ли совпадать длительность группы с временем релаксации фильтра, или могут возникать более короткие группы. Дело в том, что даже слабый отклик фильтра на быстрые изменения интенсивности благодаря большому числу проходов излучения через фильтр может привести к заметной дискриминации различных выбросов внутри группы, а также к укорочению длины группы по сравнению с τ_Φ .

8.6. В резонаторе стоячей волны определенную роль может играть толщина кюветы с просветляющим фильтром l_1 . Влияние этого фактора, по-видимому, до некоторой степени аналогично влиянию конечного времени релаксации фильтра с $\tau_\phi \sim l_1/v$ (см. ³¹).

В случае, когда кювета с фильтром расположена на заметном расстоянии l_2 от зеркала, а не вплотную к нему, возникают специфические эффекты. Именно, повышается вероятность появления на периоде нескольких импульсов, разделенных временным интервалом $\Delta t = 2l_2/v$. Это соответствует тому, что поле одного импульса приоткрывает фильтр и тем самым облегчает условия развития другого импульса, отстоящего от него на $\Delta t = \frac{2l_2}{v}$; эти эффекты обсуждались, например, в работе ⁴.

8.7. При большой амплитуде поля в импульсе начинают проявляться такие нелинейные эффекты, как самофокусировка, многофотонное поглощение и т. д. Все указанные эффекты вносят тем большие потери, чем больше амплитуда рассматриваемого импульса, и поэтому могут существенно ухудшить временную структуру излучения, приводя к появлению многих выбросов на периоде. Ввиду того, что такие эффекты очень сильно зависят от конкретных параметров лазера, мы не будем приводить здесь какие-либо оценки, а отошлем читателя к оригинальным экспериментальным работам ³².

8.8. Выше, в гл. 5—7, мы предполагали, что поле на выходе из лазера является квазипериодической функцией времени. Это означает, что временная структура излучения на периоде не меняется, а медленным изменениям подвергается лишь общая амплитуда поля, растущая в начале гигантского импульса и убывающая в конце его.

Рассмотренные в настоящей главе эффекты дисперсии, частотной самомодуляции и временного саморастяжения (самосжатия) импульса нарушают квазипериодичность. В самом деле, результат действия указанных эффектов накапливается по мере последовательных проходов импульсов через активную среду резонатора. Поэтому, например, фазовая модуляция излучения, возникающая за счет реактивной нелинейности $n_2 |E|^2$, в максимуме гигантского импульса может заметно изменяться от одного периода к другому (см. ²¹).

Совокупное действие дисперсии и частотной самомодуляции может привести к тому, что от периода к периоду будет меняться не только ход фазы поля, но и временная структура амплитудной картины $|E(t)|$. При этом, разумеется, речь может идти лишь об изменении тонкой временной структуры импульсов; в крупном временном масштабе ни дисперсия, ни частотная самомодуляция не приводят к изменению огибающей интенсивности. Такая непериодичность тонкой временной структуры интенсивности излучения, по-видимому, наблюдалась в работе ³³. В ней с помощью двухфотонной методики (см. гл. 9) было обнаружено, что корреляционная функция интенсивностей $\psi(\tau) \sim \int I(t) I(t+\tau) dt$ содержит весьма острый выброс при $\tau = 0$, в то время как выброс $\psi(\tau)$ при $\tau = T$ имеет меньшую амплитуду и размазан по более длинному интервалу Δt .

Непериодичность тонкой структуры временной картины излучения может проявиться при различных нелинейных преобразованиях излучения лазера (например, при преобразовании типа четырехфотонного взаимодействия; см. ^{34,35}).

Таким образом, в ряде случаев временная структура излучения лазера может существенно зависеть от действия рассмотренных в настоящей главе эффектов.

9. О ДВУХФОТОННОЙ МЕТОДИКЕ РЕГИСТРАЦИИ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Сопоставление теоретических представлений о работе лазера с просветляющимся фильтром с данными эксперимента встречается с целым рядом трудностей. Главная из них состоит в том, что в настоящее время не существует аппаратуры, с помощью которой можно было бы регистрировать поведение излучения с очень высоким временным разрешением. Дело в том, что ширина спектра линии люминесценции активного вещества $\sim 1\text{--}100\text{ см}^{-1}$ позволяет (в принципе) ожидать импульсы длительностью $\sim 5 \cdot 10^{-12}\text{--}5 \cdot 10^{-14}\text{ сек.}$ Прямые измерения с таким временным разрешением в настоящее время неосуществимы. Лишь в последнее время в работах ^{36,58,59} с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) было достигнуто рекордное время разрешения 10^{-11} сек. В то время, когда появились первые работы по лазерам с самосинхронизацией мод (1966 г.), временное разрешение аппаратуры для прямой регистрации излучения было еще приблизительно на порядок хуже.

В такой ситуации в работе ³⁸ была предложена косвенная, так называемая двухфотонная методика регистрации временной структуры излучения. Благодаря своей простоте эта методика вскоре получила очень широкое распространение. Однако эта методика дает возможность судить лишь о характерном интервале времени, на котором изменяется интенсивность исследуемого излучения, но не позволяет установить, действительно ли на периоде имеется единственный импульс излучения.

К сожалению, в течение долгого времени теоретики и экспериментаторы, работавшие в области самосинхронизации лазерных мод, неправильно оценивали возможности двухфотонной методики. В целом ряде работ на основании данных этой методики делались неоправданные заключения о получении полной синхронизации и достижения высоких мощностей. В связи с тем, что двухфотонная методика и до сих пор широко употребляется, мы покажем в настоящей главе (следуя работам ³⁹⁻⁴²), какого рода информацию об излучении можно получить с ее помощью.

Двухфотонная методика регистрации временной структуры излучения в своем стандартном варианте состоит в следующем. Исследуемое излучение расщепляется на два пучка одинаковой интенсивности. Далее эти пучки направляются навстречу друг другу в кювету с раствором красителя (обычно — родамин 6G). При этом краситель выбирается таким, чтобы люминесценция в нем возникла лишь при двухфотонном поглощении излучения на длине волны лазера. Измеряемой величиной является интенсивность люминесценции как функция координаты вдоль оси пучков.

Идея метода основана на том, что выход люминесценции при двухфотонном поглощении пропорционален квадрату интенсивности возбуждающего излучения:

$$H_{\text{люм}}(x) = \text{const} \cdot \int I^2(x, t) dt. \quad (9,1)$$

Поэтому в центре кюветы, где разность времен прихода импульсов из первого и второго пучков равна нулю, интенсивности встречных импульсов складываются, что приводит к усилению двухфотонной люминесценции. Напротив, в тех точках кюветы, куда импульсы встречных пучков приходят в разное время, выход люминесценции должен быть меньше. Таким образом, по наличию всплеска люминесценции ширины $\sim \Delta x$ в центре кюветы можно сделать заключение о том, что во временной структуре излучения имеются выбросы с характерным временным масштабом $\Delta t \sim 2\Delta x/v$, где v — скорость распространения света по кювете.

Более точное рассмотрение должно учитывать тот факт, что нужно складывать не интенсивности, а поля встречных волн и что в месте перекрытия встречных импульсов образуется стоячая волна. Такое рассмотрение (см. ³⁹) дает следующий результат. Если обе встречных волны имеют одну и ту же огибающую $I(t)$, то свечение в точке x равно

$$\Psi(\tau) = A \left\{ 2 \int_0^{t_{\text{полн}}} [I(t)]^2 dt + 4 \int_0^{t_{\text{полн}}} I(t) I(t+\tau) dt \right\}. \quad (9,2)$$

При этом расстояние от центра кюветы x линейно связано с разностью времен: $\tau = 2x/v$. Существенно, что величину $\Psi(\tau)$ измеряют лишь в относительных единицах.

Удобно ввести специальное обозначение для временной корреляционной функции интенсивности:

$$\psi(\tau) = \frac{1}{t_{\text{полн}}} \int_0^{t_{\text{полн}}} I(t) I(t+\tau) dt; \quad (9,3)$$

при этом (9,2) принимает вид

$$\Psi(\tau) = A t_{\text{полн}} \{ 2\psi(0) + 4\psi(\tau) \}. \quad (9,4)$$

Как отмечалось выше, зарегистрированное распределение свечения $\Psi(\tau)$ с выбросом при $\tau = 0$ позволяет по ширине этого выброса оценить

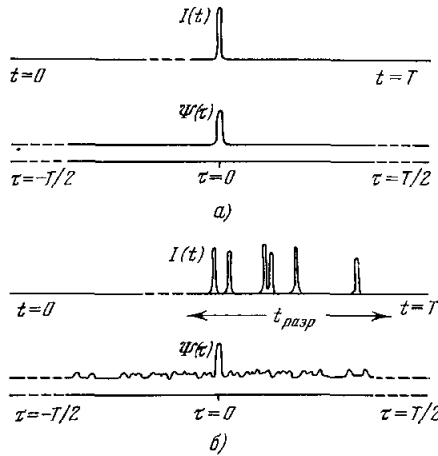


Рис. 4. Временной ход интенсивности на периоде $I(t)$ и трек картины двухфотонной люминесценции $\Psi(\tau)$.

Существенно различные функции $I(t)$ (рисунки а и б) приводят к треку двухфотонной люминесценции практически одинакового вида. Если время разрешения осциллографической системы $t_{\text{разр}}$ больше интервала, занимаемого группой импульсов в случае б), то и на экране осциллографа оба случая будут давать одинаковую картину.

меньшего времени разрешения осциллографической системы $t_{\text{разр}}$ (рис. 4, б), то на осциллограмме как в случае а), так и в случае б) будет виден один импульс.

Отметим, что задача различения случая одного импульса и случая нескольких интенсивных импульсов на периоде резонатора лазера ни в коем случае не снимается теоретическими представлениями о работе

характерный временной масштаб изменений функции $I(t)$; трудности же возникают, если по этой картине пытаться доказать, что излучение содержит один импульс, а не несколько. На рис. 4 представлены две возможные функции $I(t)$ и отвечающие им картины двухфотонной люминесценции $\Psi(\tau)$. Обратим внимание на то, что в случае б) имеется только один интенсивный выброс $\Psi(\tau)$, несмотря на наличие во временном ходе излучения $I(t)$ нескольких интенсивных импульсов.

В то же время очевидно, что при одной и той же полной энергии, излучаемой за время T , в случае а) достигается в 6 раз большая мгновенная мощность по сравнению со случаем б).

Следует подчеркнуть, что во многих ситуациях случаи типа а) и типа б) нельзя различить и с помощью осциллографа. В самом деле, если в случае б) все короткие импульсы заключены внутри временного интервала,

лазера с самосинхронизацией мод. Напротив, проведенное в предыдущих главах рассмотрение показывает, что возможны случаи неполной синхронизации мод, которым во временной картине излучения отвечает наличие нескольких выбросов сравнимой интенсивности.

Большую информацию из картины двухфотонной люминесценции можно получить, если не ограничиваться измерением ширины выброса в картине люминесценции, а детально промерять трек во всех точках. Однако при этом трек нужно измерять с очень большой точностью. К сожалению, первые попытки количественных измерений трека⁴⁶ основывались на введении грубой характеристики — контраста^{60,46}. В работах^{60,46} предполагалось, что существует определенная величина $\Psi(\infty)$, которая определяет яркость картины люминесценции во всех точках вне выброса (при $\tau \gg \Delta t$). При этом контраст R определялся как отношение

$$R = \Psi(0)/\Psi(\infty). \quad (9,5)$$

В действительности же функция корреляции (9,3) и вместе с ней и яркость трека $\Psi(\tau)$, как правило, не являются постоянными вне центрального максимума (см., например, рис. 4, б). Поэтому контраст R , который обсуждался и измерялся в большом числе работ, является величиной, отражающей лишь какие-то усредненные характеристики трека.

Приведем некоторые сведения, относящиеся к контрасту для ряда простейших случаев.

Первый случай — излучение представляет собой отрезок гауссовского случайного процесса (излучение лазера с нефазированными модами). В каждой конкретной реализации (вспышке лазера) корреляционная функция $\psi(\tau)$ из (9,3) будет содержать центральный максимум и большое число относительно слабых нерегулярно расположенных дополнительных максимумов. Если число мод достаточно велико, например $m \sim 1000$, то $\psi(\tau)$ для некоторой реализации будет, как правило, отличаться от своего среднего по ансамблю значения на относительно небольшую величину $\sim 1/\sqrt{m} \approx 1/30$. Поэтому можно записать приближенное равенство

$$\psi(\tau) \approx \langle \psi(\tau) \rangle = \langle I_0 \rangle^2 [1 + |\gamma_0(\tau)|^2], \quad (9,6)$$

где $\gamma_0(\tau)$ — нормированная корреляционная функция для поля, $\gamma_0(0) = 1$, $\gamma_0(\tau \rightarrow \infty) = 0$ (см. формулу (6,3)). Из (9,6) для контраста картины двухфотонной люминесценции получаем

$$R_{1, \text{гаусс}} \approx \frac{12(1 + |\gamma(0)|^2) + 4(1 + |\gamma(0)|^2)}{2(1 + |\gamma(0)|^2) + 4(1 + |\gamma(\infty)|^2)} = 1,5. \quad (9,7)$$

Приведем аналогичное выражение для контраста в случае, когда излучение представляет собой p -ю степень гауссовского случайного процесса:

$$R_p, \text{гаусс} = 3 \left[1 + \frac{2(p!)^2}{(2p)!} \right]^{-1}. \quad (9,8)$$

Так, например, $R_1 = 1,5$, $R_2 = 2,57$, $R_3 = 2,86$, $R_4 = 2,96$, $R_5 = 2,99$.

Наконец, рассмотрим случай, когда интенсивность излучения обращается тождественно в нуль вне некоторого интервала $\tilde{\Delta}t$. При этом и временная корреляция $\psi(\tau)$ из (9,3) обращается в нуль при $|\tau| > \tilde{\Delta}t$, и контраст равен

$$R_{\text{имп}} = \frac{2\psi(0) + 4\psi(0)}{2\psi(0) + 4\psi(\infty)} = 3. \quad (9,9)$$

Большое различие величин контраста из (9,7) и (9,9) привело к представлению о том, что можно простым способом доказать наличие на периоде

единственного интенсивного импульса. Рис. 4 наглядно демонстрирует ошибочность такого заключения: в обоих случаях контраст картины двухфотонной люминесценции равен 3, хотя в случае б) на периоде имеется 6 импульсов приблизительно одинаковой интенсивности.

Основная неточность, содержащаяся в определении понятия контраста, состоит в недостаточной определенности величины $\Psi(\infty)$. Для того чтобы выяснить, какую количественную информацию об излучении несет картина двухфотонной люминесценции, необходимо перейти от грубой характеристики — контраста картины — к более точным, интегральным выражениям.

Для того чтобы иметь возможность сравнить между собой различные временные картины, не делая заранее предположений об их конкретном виде, введем (следуя работе ⁴¹) следующую характеристику излучения, которую будем называть эффективной длительностью:

$$\Delta t_{\text{эфф}} = \left[\int_0^{t_{\text{полн}}} I(t) dt \right]^2 / \int_0^{t_{\text{полн}}} [I(t)]^2 dt. \quad (9,10)$$

Во многих случаях излучение в гигантском импульсе лазера зависит от времени квазипериодически, т. е. функция $I(t)$ имеет вид

$$I(t) = a(t) f(t), \quad (9,11)$$

где $f(t) = f(t+T)$, а $a(t)$ мало изменяется за время T . При этом из (9,10) следует

$$\Delta t_{\text{эфф}} = \frac{\left[\int_0^{t_{\text{полн}}} a(t) dt \right]^2}{T \int_0^{t_{\text{полн}}} [a(t)]^2 dt} \frac{\left[\int_t^{t+T} f(t) dt \right]^2}{\int_t^{t+T} [f(t)]^2 dt} \equiv N \Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}. \quad (9,12)$$

В формуле (9,12) первый сомножитель N характеризует число периодов, содержащихся в огибающей гигантского импульса. Второй сомножитель $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ — это эффективная длительность для излучения, заданного на отрезке $[t, t+T]$. Мы будем рассматривать здесь только квазипериодические функции и работать с величиной $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ (можно показать, что отказ от условия квазипериодичности несущественно изменит оценку для $\Delta t_{\text{эфф}}/N$; см. ⁴²).

Из определения

$$\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = \left[\int_0^T I(t) dt \right]^2 / \int_0^T [I(t)]^2 dt \quad (9,13)$$

следует $0 \leq \Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} \leq T$. Нетрудно видеть, что если функция $I(t)$ имеет вид одного прямоугольного импульса длительности $\Delta t_{\text{имп}}$ на периоде, то $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = \Delta t_{\text{имп}}$. Для излучения, содержащего n прямоугольных импульсов одинаковой длительности и одинаковой интенсивности на отрезке $[t, t+T]$, величина $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ равна $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = n \Delta t_{\text{имп}}$, а мгновенное значение интенсивности в импульсе $I_{\text{мгн}}$ превосходит среднюю интенсивность $\bar{I}$ в $T/\Delta t_{\text{эфф}} = T/n \Delta t_{\text{имп}}$ раз:

$$I_{\text{мгн}} = \frac{1}{\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}} \int_0^T I(t) dt. \quad (9,14)$$

Ясно, что и в случае импульсов разной формы, длительности и амплитуды величина $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ также дает представление о величинах мгновенной мощности по формуле (9,14).

При заданной ширине спектра поля $\Delta\omega$ минимум $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ достигается при условии, что спектральные компоненты полностью сфазированы; при этом $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} \sim 1/\Delta\omega$. Величину отклонения $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ от минимального значения можно рассматривать как одну из возможных характеристик степени неполной синхронизации, непосредственно связанную с достигаемыми значениями мощности.

Величину $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ можно выразить через корреляционную функцию (9,3). Используя условие квазипериодичности (9,11), получаем

$$\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = (1/2) \int_{-T}^T \psi(\tau) d\tau / \psi(0). \quad (9,15)$$

С помощью соотношения (9,4), связывающего $\Psi(\tau)$ и $\psi(\tau)$, можно также выразить $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ через величину $\Psi(\tau)$, измеряемую в методе двухфотонной люминесценции:

$$\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = \left[(3/4) \int_{-T}^T \Psi(\tau) d\tau / \Psi(0) \right] - (T/2). \quad (9,16)$$

Это выражение можно переписать так:

$$\Delta t_{\text{эфф}} = \frac{3}{4} \int_{-T}^T \left[\frac{\Psi(\tau)}{\Psi(0)} - \frac{1}{3} \right] d\tau, \quad (9,16a)$$

откуда видно, что контраст, близкий к 3, отвечает длительностям, заметно меньшим периода. Наиболее важными являются случаи малых эффективных длительностей, таких, что $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} \ll T$. При этом в формуле (9,16) в правой части должна стоять малая разность двух больших величин. Отсюда ясно, что в таком случае для измерения $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ необходима весьма высокая точность измерения $\Psi(\tau)$ на всем интервале от $\tau = 0$ до $\tau = T/2$. Действительно, полагая, что величина $\Psi(\tau)$ измерена с ошибкой $\delta\Psi$, из (9,16) находим

$$\delta(\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}) = \frac{3}{2} T \frac{\delta\Psi}{\Psi(0)}. \quad (9,17)$$

Таким образом, если требуется по двухфотонной методике установить наличие на периоде T единственного импульса длительности $\Delta t_{\text{имп}}$, то для этого необходимо измерять $\Psi(\tau)$ с точностью $\delta\Psi/\Psi(0) = \Delta t_{\text{имп}}/T$. В типичных условиях $\Delta t_{\text{имп}}/T \lesssim 10^{-3}$, т. е. требования к точности очень высоки.

Отметим, что если одновременно с двухфотонной картиной регистрируется осциллограмма исследуемого излучения, то требования к точности могут быть несколько снижены. Действительно, пусть осциллограмма показывает, что вся энергия, излучаемая за время T , сосредоточена на отрезке длительности $t_{\text{разр}}$. При таком условии формулы (9,15), (9,16) можно привести к виду

$$\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = (1/2) \int_{-t_{\text{разр}}}^{t_{\text{разр}}} \psi(\tau) d\tau / \psi(0), \quad (9,18)$$

$$\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = \left[(3/4) \int_{-t_{\text{разр}}}^{t_{\text{разр}}} \Psi(\tau) d\tau / \Psi(0) \right] - (t_{\text{разр}}/2), \quad (9,19)$$

а вместо (9,17) получить также следующую оценку для ошибки измерений:

$$\delta(\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}) \approx (3/2) t_{\text{разр}} \delta\Psi/\Psi(0). \quad (9,20)$$

Это означает, что при использовании осциллографа в двухфотонной методике требуется несколько меньшая точность измерений, а именно $\delta\Psi/\Psi(0) \sim \Delta t_{\text{имп}}/t_{\text{разр}}$.

В типичных условиях $\Delta t_{\text{имп}}/t_{\text{разр}} < 10^{-2}$, т. е. точность измерений должна быть все еще очень высокой.

Как известно (см. ⁴⁶), в обычном варианте двухфотонной методики точность измерений составляет $\delta\Psi/\Psi(0) \sim 1$. Таким образом, этот метод не позволяет определять эффективную длительность, т. е. не дает практически никаких сведений о величинах пиковой мощности исследуемого излучения.

Изложенные выше теоретические представления о соотношении между временным ходом излучения и треком двухфотонной люминесценции были подтверждены в эксперименте Малютина и Щелева ³⁶. В этом опыте проводилась электронно-оптическая регистрация лазерного излучения с разрешением $\sim 10^{-11}$ сек и одновременно фотографировалась картина люминесценции в роданине 6G. При этом измерения с помощью электронно-оптической камеры однозначно свидетельствовали о том, что во многих из исследованных вспышек лазера излучение содержало целую группу импульсов на периоде, причем расстояние между импульсами, число их и относительная интенсивность менялись в широких пределах. В то же время во всех этих вспышках картина двухфотонной люминесценции оставалась практически неизменной.

В последнее время появился целый ряд исследований временных характеристик излучения, основанных на других нелинейных эффектах, в которых также измеряются некоторые корреляторы интенсивности. Сюда относятся: метод генерации гармоник ⁴³⁻⁴⁵, использование оптического затвора ⁶³, методы, основанные на люминесценции при n -фотонном поглощении (при $n > 2$) ⁶², использование явления вынужденного рассеяния света ⁶⁴.

Хотя в тех или иных конкретных условиях эти методы могут обладать определенными техническими преимуществами, сущность процесса регистрации временных характеристик в этих методах весьма близка к измерениям в стандартной двухфотонной методике. Во всех этих методах остается прежний недостаток: трудность различения случая одного импульса на периоде от случая многих импульсов. Сохраняется требование, чтобы корреляционная функция измерялась с высокой точностью ($\sim \Delta t_{\text{имп}}/t_{\text{разр}}$) на всем интервале от $\tau = 0$ до $\tau = t_{\text{разр}}/2$; для метода, использующего люминесценцию при n -фотонном поглощении, более подробное рассмотрение проведено в работе ⁶¹.

Кроме того, следует отметить, что в ряде методов значения корреляционных функций для различных значений аргументов измеряются в различных вспышках лазера. Это обстоятельство усложняет ситуацию и дополнительно снижает информативность измеренных величин. В самом деле, интерпретация таких измерений была бы ясна лишь в том случае, если бы заранее было известно, что различные вспышки лазера дают излучение с полностью идентичными временными характеристиками.

Подводя итог сказанному, можно считать, что в настоящее время единственным надежным методом исследования временной структуры излучения является, по-видимому, электронно-оптическая скоростная фотография (см., например, ⁵).

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подчеркнем, что в настоящее время основные принципы работы лазера с просветляющимся фильтром, по-видимому, уже ясны.

Существенно, что получение регулярной последовательности изолированных сверхкоротких импульсов в лазере осуществляется лишь с некоторой вероятностью; временная картина излучения не всегда воспроизводится от вспышки к вспышке.

Сужение начального спектра генерации (при использовании активной среды с более узким спектром люминесценции или при введении в резонатор лазера частотно-зависящих потерь) приводит к повышению вероятности получения последовательности изолированных импульсов.

Приближение условий работы лазера к пороговым и увеличение плотности просветляющегося фильтра также повышает вероятность получения регулярной картины.

Тщательный контроль за режимом работы лазера, а также за расположением элементов в резонаторе позволяет достигать высокой воспроизводимости временной картины излучения в эксперименте. В настоящее время имеются прямые измерения, свидетельствующие о получении одиночных (на периоде) световых импульсов длительности $\lesssim 10^{-11}$ сек с воспроизводимостью $\gtrsim 95\%$.

Авторы выражают глубокую благодарность А. А. Малютину и И. И. Собельману за дискуссии, стимулировавшие работу над обзором.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. De Maria, D. A. Stetser, H. Heunau, Appl. Phys. Lett. 8, 174 (1966).
2. D. A. Stetser, A. J. De Maria, Appl. Phys. Lett. 9, 118 (1966).
3. В. И. Малышев, А. С. Маркин, ЖЭТФ 50, 339 (1966).
4. Т. И. Кузнецова, В. И. Малышев, А. С. Маркин, ЖЭТФ 52, 438 (1967).
5. V. V. Korobkin, M. Ya. Schelev, в сборнике «High-Speed Photography» (N. R. Nilsson and L. Högborg, Eds.), J. Wiley and Sons, Inc., N. Y.—Lnd.—Sydney, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968, p. 36.
6. A. J. De Maria, W. H. Glenn, Jr., M. J. Brienza, M. E. Mask, Proc. IEEE 57, 2 (1969).
7. M. A. Dugauy, J. W. Hansen, IEEE J. Quantum Electron. QE-6, 725 (1970).
8. Б. Я. Зельдович, И. И. Собельман, УФН 101, 3 (1970).
9. Т. И. Кузнецова, Препринт ФИАН № 25 (1967).
10. Т. И. Кузнецова, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 1560 (1968).
11. W. R. Sooy, Appl. Phys. Lett. 7, 36 (1965).
12. М. М. Сушик, Г. И. Фрейдман, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 919 (1966).
13. Т. И. Кузнецова, ЖЭТФ 57, 1673 (1969).
14. В. И. Тихонов, УФН 77 (3), 449 (1962).
15. В. И. Тихонов, Выбросы случайных процессов, М., «Наука», 1970.
16. L. M. Franz, J. S. Nodvis, J. Appl. Phys. 34, 2346 (1963).
17. П. Г. Крюков, В. С. Летохов, УФН 99, 169 (1969).
18. Г. Л. Гуревич, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 503 (1968).
19. Л. А. Островский, Письма ЖЭТФ 6, 807 (1967).
20. Y. Ueda, K. Shimoda, Japan. J. Appl. Phys. 6, 628 (1967).
21. В. В. Коробкин, А. А. Малютин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 12, 216 (1970).
22. E. V. Treasy, Appl. Phys. Lett. 17, 14 (1970).
23. E. V. Treasy, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454 (1969).
24. Л. А. Островский, ЖЭТФ 51, 1189 (1966).
25. А. Г. Литвак, В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 539 (1967).

26. Б. Я. Зельдович, И. И. Собельман, Письма ЖЭТФ 13, 182 (1971).
27. Т. И. Кузнецова, Квантовая электроника, № 3, М., «Сов. радио», 1971, стр. 102.
28. В. В. Коробкин, А. А. Малютин, Аннотации докладов, представленных на V Всесоюзную конференцию по нелинейной оптике (Кишинев, ноябрь 1970 г.), М., Изд-во МГУ, стр. 148.
29. M. A. Dugua y, S. L. Shap iro, Phys. Lett. A28, 698 (1969).
30. D. J. Bradley, Phys. Lett. A30, 78 (1969).
31. D. J. Bradley, G. H. C. New, S. J. Caughe y, Optics Comm. 2, 41 (1970).
32. Н. Г. Басов, И. Кертес, П. Г. Крюков, Ю. А. Матвеец, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалип, ЖЭТФ 60, 533 (1971).
33. D. J. Bradley, Phys. Lett. A32, 313 (1970).
34. Н. Г. Бондаренко, И. В. Еремينا, В. И. Таланов. Письма ЖЭТФ 12, 125 (1970).
35. R. L. Alfano, S. L. Shap iro, Phys. Rev. Lett. 24, 584, 592 (1970).
36. А. А. Малютин, М. Я. Щелев, Письма ЖЭТФ 9, 455 (1969).
37. В. В. Коробкин, А. А. Малютин, М. Я. Щелев, Письма ЖЭТФ 11, 168 (1970).
38. J. A. Giord maine, P. M. Rentzeris, S. L. Shap iro, K. W. Wecht, Appl. Phys. Lett. 11, 216 (1967).
39. Т. И. Кузнецова, Препринт ФИАН № 47 (1968).
40. Т. И. Кузнецова, ЖЭТФ 55, 2453 (1968).
41. Т. И. Кузнецова, Кр. сообщ. по физ., № 6, 66 (1970).
42. Т. И. Кузнецова, Кр. сообщ. по физ. № 7, 31 (1970).
43. J. A. Armstrong, Appl. Phys. Lett. 10, 16 (1967).
44. M. Maier, W. Kaiser, J. A. Giord maine, Phys. Rev. Lett. 17, 1275 (1966).
45. R. C. Eckardt, C. H. Lee, Appl. Phys. Lett. 15, 425 (1969).
46. J. R. Klauder, M. A. Dugua y, J. A. Giord maine, S. L. Shap iro, Appl. Phys. Lett. 13, 174 (1968).
47. C. R. Guiliano, L. D. Hess, IEEE J. Quantum Electron. QE-3, 358 (1967).
48. M. Hercher, W. Chu, D. L. Stockman, IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 954 (1968).
49. Т. М. Ильинова, Р. В. Хохлов, Изв. вузов (Радиофизика) 8, 899 (1965).
50. M. Di Domenico, Jr., J. E. Geusic, H. M. Marcos, R. G. Smith, Appl. Phys. Lett. 8, 180 (1966).
51. P. W. Smith, Proc. IEEE 58, 1342 (1970).
52. И. Л. Фабелинский, УФН 104 (1), 77 (1971).
53. В. С. Летохов, В. Н. Морозов, ЖЭТФ 52, 1296 (1967).
54. R. R. Cubeddu, O. Svelto, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 495 (1969).
55. В. С. Летохов, ЖЭТФ 55, 1943 (1968).
56. В. С. Летохов, ЖЭТФ 55, 1077 (1968).
57. J. A. Fleck, J. Appl. Phys. 39, 3318 (1968).
58. M. Ya. Schelev, M. C. Richardson, A. J. Alcock, Appl. Phys. Lett. 18 (8), 354 (1971).
59. D. J. Bradley, B. Liddy, W. E. Sleat, Optics Comm. 2 (8), 391 (1971).
60. H. P. Weber, Phys. Lett. A27, 321 (1968).
61. Т. И. Кузнецова, Изв. вузов (Радиофизика) 15, вып. 2 (1972).
62. P. M. Rentzeris, C. J. Mitschelle, A. C. Saxman, Appl. Phys. Lett. 17, 122 (1970).
63. M. A. Dugua y, J. W. Hansen, Appl. Phys. Lett. 15, 192 (1969).
64. D. von der Linde, A. Laubereau, W. Kaiser, Phys. Rev. Lett. 26, 954 (1971).
65. А. М. Ратнер, Радиотехника и электроника 16, 813 (1971).
66. В. И. Малышев, А. А. Сычев, В. И. Бабенко, Письма ЖЭТФ 13, 588 (1971).