

фиксированных \hat{t}, t имеется $\rho_{11} = 0$, то волновое поле $\tilde{\Psi}_{\perp}$ не будет наблюдаться ($\tilde{\Psi} = 0$).

10). При $\hat{t} \gg 3 \cdot 10^{-2}$ с область определения поля $\tilde{\Psi}$ от единственного начального когерентного импульса в пространстве-времени (\hat{z}, \hat{x}, t) представляет собой совокупность из трех областей, в которых существуют соответствующие им три набора колебаний $\{\Psi_{11m} \cdot \Psi_{\perp 0}\}$, $\{\Psi_{11m} \cdot \Psi_{\perp 0q}\}$, $\{\Psi_{11m} \cdot \Psi_{\perp 0n}\}$. Области определения колебаний в каждом отдельном наборе приблизительно одинаковы, а их размеры близки к размерам области определения всей их совокупности в данном наборе.

Часть 2. Физическое содержание процесса формирования когерентного лазерного излучения с уровня спонтанного шума в резонаторе с активной средой.

8. Движение когерентной составляющей поля излучения в лазерном резонаторе с активной средой.

8.1. Общие положения.

Выше, в Части 1, были определены методы описания, модели, отдельные фрагменты и этапы процесса движения поля излучения в резонаторе и установлено их подробное физическое содержание. Ближайшей задачей теперь является последовательная «склейка» этой информации с целью получения наиболее полной и подробной физической картины процесса в целом.

8.2. Поле излучения в резонаторе в линейном приближении его взаимодействия с активной средой, но с учетом эффекта насыщения им ее оптических свойств. Решение основной проблемы лазерной физики.

В интересующей нас ситуации когерентная компонента Ψ поля излучения в резонаторе представима в виде суперпозиции волновых полей, описываемых волновыми функциями

$$\Psi_{j k \ell} = \Psi_{11j} \cdot \Psi_{\perp j k \ell},$$

$$\Psi = \sum_{j, k, \ell} \Psi_{j k \ell},$$

где: Ψ_{11j} - волновая функция, описывающая продольную волну j ; $\Psi_{\perp j k \ell}$ - волновая функция поперечных волновых движений k, ℓ , соответствующих волне Ψ_{11j} .

В рамках линейного приближения взаимодействия поля Ψ с активной средой предполагается, что каждому волновому движению поля $\Psi_{j k \ell}$ соответствует волновое движение индивидуальной, наведенной этим полем, поляризации $P_{j k \ell}$ среды. Волны в ансамбле $\{\Psi_{j k \ell}\}$ считаются независимыми. Следовательно, независимыми между собой являются и присущие им волны поляризации среды в ансамбле $\{P_{j k \ell}\}$.

В линейном приближении взаимодействия усиливающие излучение оптические свойства активной среды одинаковы для всех волн в ансамбле $\{\Psi_{j k \ell}\}$. При этом предполагается, что пространственно-временная протяженность волн $\Psi_{j k \ell}$ в процессе их движения уже достигла размеров,

необходимых для проявления свойств эффекта вынужденного излучения, описываемого в терминах комплексной диэлектрической проницаемости среды.

Если для некоторого набора макроскопических волновых полей $\{\Psi_{jk\ell}\}$ в резонаторе их усиление за счет эффекта вынужденного излучения превышает ослабление, характерное для них в пустом резонаторе, то в процессе их движения амплитуда таких полей будет возрастать.

Это свойство лежит в основе физического восприятия причины возникновения генерации лазерного излучения в резонаторе.

Отметим, что при его формулировке существенно использовалось линейное приближение взаимодействия поля излучения со средой. В действительности, имело такую модель взаимодействия содержит основную физическую информацию о рассматриваемом процессе. Ее уточнение посредством выхода за пределы линейного приближения взаимодействия, а также учет интерференционного эффекта в системе $\{\Psi_{jk\ell}\}$ при описании ее взаимодействия со средой, имеют второстепенное значение.

Далее анализ движения поля излучения в резонаторе с активной средой будет проведен в линейном приближении взаимодействия этого поля со средой. Нелинейность, обусловленная эффектом насыщения оптических свойств активной среды полем излучения, будет учтена только на заключительной стадии интересующего нас процесса.

Введем допущения, ограничивающие общую постановку задачи.

1). Будем считать, что начальный уровень усиливающих излучение оптических свойств активной среды превышает пороговое значение, требуемое для возбуждения генерации лазерного излучения.

2). Предположим, что спектральный контур линии спонтанного излучения лоренцев.

3). При описании процесса взаимодействия излучения с активной средой ограничимся использованием модели диэлектрической проницаемости активной среды. Это означает, что допустимая плотность энергии поля излучения в резонаторе ограничена сверху. В действительности, как было показано выше, именно такое условие и представляет практический интерес. ($\Omega^{-1} > T_1, T_2$).

4). Ограничимся анализом процесса движения поля излучения в лазерном резонаторе, имеющем упрощенную идеализированную геометрию. Будем полагать, что геометрия резонатора двумерная, плоская и прямоугольная. Она задана в координатном пространстве (z, x) , где z – продольная координата вдоль оптической оси, а x – ортогональная к ней поперечная координата.

В рамках такой модели при описании поля излучения посредством волновой функции $\Psi_{jk\ell}$ исключается одна из поперечных координат (пусть это будет k). Тогда в последующем анализе будут фигурировать волновые

функции полей, имеющие вид $\Psi_{j\ell} = \Psi_{11j} \cdot \Psi_{\perp\ell}$ (в приближении $\Psi_{1j\ell} = \Psi_{1\ell}$).

5). Воспользуемся упрощенной моделью описания составных мод Φ_{jt} поля излучения в резонаторе, положив $\Phi_{jt} = \Psi_{11j} \cdot \Psi_{\perp\ell}$, где Ψ_{11j} и $\Psi_{\perp\ell}$ - волновые функции несвязанных между собой мод - продольной j и поперечной ℓ .

В рамках указанных допущений поэтапно опишем процесс движения структуры поля излучения в резонаторе с активной средой.

Пусть в момент времени $t = 0$ молекулы активной среды начинают испускать спонтанное излучение на частоте ν_0 лазерного перехода. Контур спектральной линии этого излучения лоренцев и имеет ширину $\Delta\nu$, причем $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \ll 1$. На начальной стадии процесс движения статистических свойств

такого излучения разумно описывать в рамках следующей физической модели. Предполагается, что активная среда занимает в пространстве область $0 \leq x \leq a$, $0 \leq \hat{z} < \infty$, где x - поперечная координата, \hat{z} - продольная координата (вдоль оптической оси), введенная в п. 4.3.2.. Предполагается, что спонтанное излучение распространяется только в положительном направлении оси \hat{z} и в поперечном относительно этой оси направлении. Интерес представляет движение во времени t в области $0 \leq x \leq a$, $0 \leq \hat{z} < \infty$ статистических свойств излучения, испущенного средой в момент времени $t = 0$.

В такой ситуации поле излучения в резонаторе (при $0 \leq x < a$, $0 \leq z \leq L$) определяется сверткой поля в (x, \hat{z}) по координате \hat{z} с периодом $2L$.

Процесс движения когерентных свойств спонтанного излучения на начальной стадии в рамках похожей модели изучался выше, в п. 7.2.. Он состоит из следующих временных этапов.

$$\textcircled{1}. 0 \leq t \leq a/c \sim 3 \cdot 10^{-11} \text{ с.}$$

В рамках используемой модели, на этом этапе области пространственной когерентности поля излучения внутри резонатора - круги с диаметром, равным длине волны λ_0 излучения ($\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$). Время

когерентности $T_k \sim \frac{1}{\Delta\nu}$.

$$\textcircled{2}. \frac{a}{c} < t < T_{11} \approx \frac{a}{c} \sqrt{\frac{L}{\lambda_0}} \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

На этом временном этапе области пространственной когерентности поля излучения в резонаторе – эллипсы, вытянутые вдоль \hat{z} . При $t = T_{11}$ продольный размер эллипсов достигает величины $2L \sim 200$ см. В этом случае поперечный размер эллипсов составляет величину $3 \cdot 10^{-2}$ см.

При этом предполагается, что $T_k > T_{11}$. Далее будем считать, что это неравенство выполнено.

$$\textcircled{3}. T_{11} < t < T_{\perp} = \frac{a}{c} \sqrt{\frac{a^2}{\lambda_0^2} - 1} \sim 10^{-6} \text{ с.}$$

На верхней границе этого этапа $t = T_{\perp}$ размер поперечной когерентности поля излучения достигает поперечного размера a резонатора ($a \sim 1$ см). Внутри этого этапа области пространственной когерентности поля излучения в резонаторе расположены внутри полос, вытянутых вдоль оптической оси z (в фиксированный момент t). Поперечный размер Δx полос лежит в интервале $3 \cdot 10^{-2} < \Delta x \leq a \sim 1$ см.

Для дальнейшего формирования интересующих нас когерентных свойств продольной компоненты излучения в резонаторе необходимо выполнение условия

$$T_k(t = T_{\perp}) > \frac{2L}{c} \sim 10^{-8} \text{ с.}$$

$$\textcircled{3}'. t > T_{\perp}.$$

На этом этапе движение поля излучения в (\hat{z}, x, t) представимо в виде движения последовательности когерентных импульсов. Их поперечная протяженность равна $a \sim 1$ см, продольная протяженность есть cT_k , а временная протяженность равна T_k . Следовательно, внутри резонатора, т.е. в области $0 \leq x \leq a$, $0 \leq z \leq L$, имеется суперпозиция таких движущихся импульсов. Движение когерентных свойств излучения на этапах 1-2-3-3' изображено на рис. 16.

На этапе $\textcircled{3}'$ использованная модель описания движения частично когерентного поля излучения перестает быть эффективной. Возникает необходимость в описании колебаний поля излучения в когерентных импульсах.

Подходящий метод описания движения волнового поля в отдельном когерентном импульсе был построен нами в [11,12] и в представленном

выше материале. Этот метод уже использовался здесь при описании и физическом анализе процесса движения:

а) поперечной компоненты поля излучения в когерентном импульсе (см. п. 7.3.),

б) продольной компоненты поля излучения в когерентном импульсе (см. п. 7.4.),

в) поля излучения в когерентном импульсе в целом (см. п. 7.5.).

Далее будем использовать результаты этих исследований.

Определим дальнейшие этапы движения во времени $t' = t - T_{\perp}$ поля излучения в отдельном когерентном импульсе.

$$\textcircled{4}. \quad 0 < t' < 2 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

На этом этапе происходят следующие процессы.

а). Сначала заданный при $t' = 0$ когерентный импульс излучения (отрезок пучка когерентного излучения) с отдельной, выбранной реализацией его случайной продольной и поперечной структуры (из ансамбля возможных) совершает движение между зеркалами резонатора. При этом имеют место флуктуации геометрии многообразия фазовых фронтов продольной волновой компоненты импульса. Эти флуктуации возникают при отражении импульса от зеркал, а также вследствие проявления дифракционного эффекта. При $t' \rightarrow 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ флуктуации ослабевают и метрические свойства указанного многообразия становятся совместимыми с метрическими свойствами координатного многообразия, соответствующего геометрии пустого резонатора.

б). После первого прохода когерентного импульса между зеркалами резонатора в его поперечной волновой компоненте «вырезается» структура, похожая на прямоугольник (крупный поперечный импульс):

$$\Psi_{\perp}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 < x < a, \\ 0 & \text{в остальной области.} \end{cases} \quad \left. \begin{array}{l} \text{В процессе движения резкие} \\ \text{края } \Psi_{\perp}(x) \text{ сглаживаются.} \end{array} \right\}$$

Из этой структуры впоследствии образуется 0-струя-импульс $\Psi_{\perp 0}$.

в). Флуктуации продольной метрики многообразия фазовых фронтов продольной волновой компоненты когерентного импульса приводят к возникновению из крупного поперечного импульса $\Psi_{\perp 0}$ системы мелких импульсов поперечной компоненты поля. Их начальный размер $\Delta x \sim 10^2 \text{ см}$, а скорость распространения вдоль x порядка 10^8 см/с . В процессе своего распространения мелкие импульсы испытывают дифракционное и дисперсионное растяжение. Размер мелкого импульса, испущенного в момент времени $t' = 0$, к моменту времени $t' = 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ становится соизмерим с поперечным размером $a \sim 1 \text{ см}$ резонансной полости. Этот процесс показан на рис. 17, 18.

На рассматриваемом временном этапе поле излучения в резонаторе, соответствующее единственному, заданному вначале когерентному импульсу, состоит из двух компонент:

$$\Psi_{11} \cdot \Psi_{\perp 0}, \Psi_{11} \cdot \sum_{\ell} \Psi_{\perp \ell},$$

где: $\Psi_{\perp \ell}$ - волновая функция сначала мелкого поперечного импульса ℓ , Ψ_{11} - волновая функция продольной составляющей когерентного импульса.

Волновые поля $\{\Psi_{\perp \ell}\}$ слабы. Поэтому общее волновое поле в основном определяется компонентой $\Psi_{11} \cdot \Psi_{\perp 0}$.

Необходимо отметить, что четкой временной границы между этапами ③ и ④ не существует. Более разумным было бы полагать, что этап ④ начинается внутри этапа ③. В этой ситуации понятие когерентного импульса, фигурирующее в рассмотренном выше этапе ④, заменяется понятием частично когерентного импульса.

$$\textcircled{5}. 2 \cdot 10^{-7} < t' < 3 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

На этом временном этапе имеет место процесс формирования шумовых продольных мод. Характерный временной масштаб этого процесса менее 10^{-7} с. Вслед за этим происходит возбуждение и накачка из шумовых продольных мод обычных продольных мод. Характерный временной масштаб этого процесса составляет 10^{-7} с.

К концу рассматриваемого временного этапа вместо исходного продольного волнового поля Ψ_{11} когерентного импульса имеется совокупность $\{\Psi_{11j}\}$, $j = 1, 2, \dots$ полей продольных мод. Таким образом, происходит преобразование

$$\Psi_{11} \rightarrow \sum_j \Psi_{11j}.$$

В терминах амплитуд волновых полей оно показано на рис. 20 (для шумовых продольных мод). Структура волнового поля, соответствующая исходному когерентному импульсу, приобретает вид

$$\Psi_{\perp 0} \left(\sum_j \Psi_{11j} \right), \left(\sum_j \Psi_{11j} \right) \cdot \left(\sum_{\ell} \Psi_{\perp \ell} \right)$$

В конце рассматриваемого временного этапа структура как поперечного, так и продольного волновых полей представляет собой набор импульсов, определенных и движущихся в пространстве-времени $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$.

В фиксированный момент времени t и при $\hat{t} = \text{Const}$ пространственно-временные области определения продольных и поперечных импульсов по заметным уровням их амплитуд могут не пересекаться. В этих областях общее волновое поле Ψ становится практически незаметным.

(Этот эффект был назван нами выше эффектом пересечений). Подчеркнем, что в этой ситуации поле излучения в резонаторе, соответствующее исходному когерентному импульсу излучения, само по себе приобретает импульсный характер. Это свойство иллюстрируется на рис. 21.

$$\textcircled{6}. 3 \cdot 10^{-7} < t' < 10^{-6} \text{ с.}$$

На этом этапе происходит формирование высших шумовых поперечных мод $\{\psi_{\perp \ell n}\}$, $n=1,2,\dots$ из сначала мелких поперечных импульсов $\{\psi_{\perp \ell}\}$, испущенных на этапе $\textcircled{4}$. Этот процесс показан на рис. 18.

Верхняя граница временного масштаба процесса формирования шумовых поперечных мод составляет величину 10^{-6} с.

Структура волнового поля в резонаторе теперь состоит из компонент

$$\Psi_{\perp 0} \cdot \left(\sum_j \Psi_{11j} \right), \quad \left(\sum_j \Psi_{11j} \right) \cdot \left(\sum_{\ell, n} \Psi_{\perp \ell n} \right)$$

Вследствие эффекта пересечений некоторые компоненты этих полей могут быть незаметны.

$$\textcircled{7}. 10^{-6} < t' < 2 \cdot 10^{-5} \text{ с.}$$

На этом временном этапе поле излучения в резонаторе образовано составными колебаниями в системе (продольные моды + высшие шумовые поперечные моды):

$$\sum_{j, \ell, n} \Phi_{j \ell n} = \left(\sum_j \Psi_{11j} \right) \cdot \left(\sum_{\ell, n} \Psi_{\perp \ell n} \right).$$

Имеет место процесс затухания высших шумовых поперечных мод $\{\psi_{\perp \ell n}\}$.

Другой компонентой поля излучения в резонаторе является

$$\Psi_{\perp 0} \cdot \left(\sum_j \Psi_{11j} \right).$$

К концу рассматриваемого этапа она становится наиболее заметной.

$$\textcircled{8}. 2 \cdot 10^{-5} < t' < 10^{-4} \text{ с.}$$

На этом временном этапе

В процессе движения волна $\Psi_{\perp 0}$ испытывает дифракционное и дисперсионное растяжение вдоль \hat{x} . Это свойство является причиной начала формирования в крыльях $\Psi_{\perp 0}(\hat{x})$ низших шумовых поперечных мод $\{\psi_{\perp 0q}\}$, $q=1,2,\dots$. Этот процесс изображен на рис. 19. Следовательно, в системе (продольные моды + низшие шумовые поперечные моды) образуются составные колебания

$$\left(\sum_j \Psi_{11j}\right) \cdot (\Psi_{\perp 0} + \sum_q \Psi_{\perp 0q}) \quad (\text{Здесь } \Psi_{\perp 0} \text{ — } 0\text{-шумовая поперечная мода})$$

Процесс их образования показан на рис. 22.

Другой, более слабой, компонентой поля является $\{\Phi_{jn}\}$.

$$\textcircled{9}. 10^{-4} < t' < 3 \cdot 10^{-2} \text{ с.}$$

На этом этапе происходит возбуждение и накачка низшими шумовыми поперечными модами соответствующих низших поперечных мод. Имеется также дифракционное и дисперсионное растяжение образовавшихся поперечных мод в пространстве-времени.

Низшая шумовая поперечная мода (0-шумовая поперечная мода $\Psi_{\perp 0}$) затухает.

$$\textcircled{10}. 3 \cdot 10^{-2} < t' < \Delta T \sim 1 \text{ с.}$$

На этом этапе происходит дифракционное и дисперсионное растяжение продольных мод в пространстве-времени, а также продолжается такое растяжение поперечных мод.

Существенной особенностью данного этапа является возникновение необходимости учета на нем эффекта насыщения усиливающих свойств активной среды полем излучения. Если принять во внимание свойства эффекта насыщения, то окажется, что, в конечном счете, при $t' \rightarrow \infty$ в резонаторе останется возбужденным только одно составное колебание Ψ_{j1} поля излучения с временной частотой, наиболее близкой к ν_0 , и с низшей поперечной модой $\Psi_{\perp 1}$. Время жизни такого колебания с учетом усиливающих свойств среды очень велико.

Времена жизни остальных составных колебаний поля излучения при этом имеют более низкие конечные значения. Определим, например, время жизни ΔT составного колебания Ψ_{j2} . Для составного колебания Ψ_{j1} имеем

$$\Psi_{j1} = \Psi_{11j} \cdot \Psi_{\perp 1} \sim \exp[(\alpha - \beta_{11})t - \beta_{\perp 1}t],$$

где:

$$\beta_{11} = \frac{1}{T_{11}}; \quad \beta_{\perp 1} = \frac{1}{T_{\perp 1}}; \quad T_{11}, T_{\perp 1} \text{ —}$$

времена жизни продольной и низшей поперечной мод излучения в пустом резонаторе; $T_{11} \sim 10^{-7}$ с; $T_{\perp 1} \sim 10$ с; α — показатель усиления излучения продольной моды Ψ_{11j} активной средой. Пороговое условие для Ψ_{j1} имеет вид

$$\alpha = \beta_{11} + \beta_{\perp 1}.$$

Для составного колебания Ψ_{j2} имеем

$$\Psi_{j2} = \Psi_{11j} \cdot \Psi_{\perp 2} \sim \exp[(\alpha - \beta_{11} - \beta_{\perp 2})t],$$

где: $\beta_{\perp 2} = \frac{1}{T_{\perp 2}}$, $T_{\perp 2}$ — время жизни второй поперечной моды излучения в резонаторе, $T_{\perp 2} < T_{\perp 1}$.

Принимая во внимание пороговое условие для Ψ_{j1} , получим

$$\exp[(\alpha - \beta_{11} - \beta_{\perp 2})t] = \exp(-\frac{t}{\Delta T}),$$

$$\text{где } \Delta T = \frac{1}{\beta_{\perp 2} - \beta_{11}} = \frac{T_{\perp 1} \cdot T_{\perp 2}}{T_{\perp 1} - T_{\perp 2}}$$

- искомое время.

Поскольку $T_{\perp 1} \sim 10$ с, $T_{\perp 2} \sim 1$ с, то $\Delta T \sim 1$ с.

Для более высоких поперечных мод $\Psi_{\perp \ell}$ с $\ell = 3, 4, \dots$ $\Delta T < 1$ с.

Верхняя временная граница рассматриваемого этапа $t' = \Delta T \sim 1$ с ограничивает область, в которой происходит затухание составных колебаний $\Psi_{j\ell}$ с $\ell = 2, 3, 4, \dots$.

Использованный здесь способ определения порогового условия не является единственно возможным. Назовем его способом № 1. Существует другой способ, который назовем способом № 2. Уясним его физическое содержание.

В способе № 1 пороговое условие для Ψ_{j1} определялось временами затухания T_{11} и $T_{\perp 1}$:

$$\alpha = \frac{1}{T_{11}} + \frac{1}{T_{\perp 1}}.$$

В способе № 2 оно определяется только временем затухания T_{11} :

$$\alpha = \frac{1}{T_{11}}.$$

Физическое различие между этими двумя способами определения порогового условия весьма существенно.

В способе № 1 при точном выполнении порогового условия время жизни составного колебания Ψ_{j1} бесконечно.

В способе № 2 при точном выполнении порогового условия время жизни составного колебания Ψ_{j1} конечно и равно $T_{\perp 1}$.

В способе № 1 волновое поле Ψ_{j1} в конечном счете непрерывно во времени, а в способе № 2 оно имеет импульсную структуру. Наблюдаемая в эксперименте интегральная структура волнового поля на временах, превышающих $T_{\perp 1} \sim 10$ с в обоих случаях непрерывна. Однако, в случае способа № 1 она составлена преимущественно из непрерывных волн Ψ_{j1} , а в случае способа № 2 — из последовательности непрерывно рождающихся и затухающих, пересекающихся между собой, импульсных волновых полей Ψ_{j1} .

Далее, для определенности, воспользуемся представлениями о пороговом условии, соответствующими способу № 1.

$$\textcircled{11}. t' > \Delta T \sim 1 \text{ с.}$$

На этом временном этапе имеется только одно составное колебание Ψ_{j1} поля излучения. Оно движется в пространстве-времени и испытывает дифракционное и дисперсионное растяжения. Безграничному возрастанию амплитуды этого колебания в резонаторе препятствует эффект насыщения усиливающих излучение свойств активной среды.

В конечном счете при $t' \rightarrow \infty$ энергия в колебании Ψ_{j1} оказывается настолько большой, что в суммарном волновом поле внутри резонатора (с учетом вклада от этапов $\textcircled{1}$ - $\textcircled{10}$) это колебание наблюдается наиболее отчетливо.

«

Изложенный в данном параграфе материал представляет собой решение сформулированной в начале этого сочинения основной проблемы лазерной физики.

«

При практическом использовании полученного здесь решения основной проблемы следует принять во внимание два замечания.

а). Наблюдаемая в заданный момент времени структура поля излучения в резонаторе представляет собой суперпозицию структур поля на предыдущих временных этапах и структуры поля, соответствующей этапу в этот заданный момент времени.

б). Выше при $t' > 0$ было найдено решение проблемы движения поля излучения в отдельном, исходном, заданном в момент времени $t' = 0$, когерентном импульсе, временная протяженность которого равна T_k . В действительности исходное поле излучения представляет собой последовательность таких частично пересекающихся когерентных импульсов. Каждый исходный когерентный импульс в этой последовательности обладает своей индивидуальной волновой структурой. Наблюдаемое в эксперименте поле излучения в резонаторе образовано не единственным, исходным, заданным в момент времени $t' = 0$, когерентным импульсом, а последовательностью когерентных импульсов со случайной исходной волновой структурой.

8.3. Ограничения, накладываемые присутствием поперечных колебаний поля излучения, на определение порогового условия генерации когерентной составляющей лазерного излучения в резонаторе.

Ранее нами было замечено, что благоприятный лазерный режим взаимодействия излучения с активной средой имеет место при условии $\tau > T_1, T_2$, где τ – характерное время колебания огибающей поля излучения. Если $\tau \ll T_1, T_2$; $\tau \rightarrow 0$, то при распространении излучения в среде будет наблюдаться эффект ее просветления (излучение перестает чувствовать среду).

С другой стороны, периоды T_{\perp} низших поперечных мод, в зависимости от геометрии и поперечных размеров лазерного резонатора, лежат в интервале $10^{-9} < T_{\perp} < 10^{-4}$ с. Следовательно, благоприятные условия для усиления составных мод с поперечными колебаниями, имеющими такие периоды, будут наблюдаться при

$$T_{\perp} > T_1, T_2.$$

Поскольку в газовых лазерах

$$10^{-10} < T_1, T_2 < 10^{-7} \text{ с},$$

то в области $10^{-9} < T_{\perp} < 10^{-7}$ с при определении порогового условия генерации когерентной компоненты лазерного излучения становится необходимым учитывать его поперечные колебания.

Другой очень важной особенностью определения порогового условия генерации лазерного излучения на самой добротной составной моде Ψ_{j1} в общем случае является нетривиальный характер зависимости поля Ψ_{j1} от времени. Период свободных низкочастотных колебаний поля моды Ψ_{j1} равен T_{\perp} . В узлах этих колебаний среда не чувствует поля Ψ_{j1} , а поле Ψ_{j1} – среды. В окрестности узлов движение поля Ψ_{j1} будет происходить так же, как в пустом резонаторе, т.е. поле Ψ_{j1} будет затухать во времени. Характерное время затухания поля Ψ_{j1} практически совпадает со временем жизни продольной моды Ψ_{11j} в пустом резонаторе, т.е. оно равно 10^{-7} с. Следовательно, если $T_{\perp} < 10^{-7}$ с, то поле Ψ_{j1} не будет чувствовать такого затухания. В этом случае пороговое условие генерации Ψ_{j1} определяется сравнительно просто. Однако его определение в случае $T_{\perp} > 10^{-7}$ с вызывает затруднения.

С учетом этого фактора наиболее добротной может оказаться составная мода с более высокой поперечной модовой составляющей.

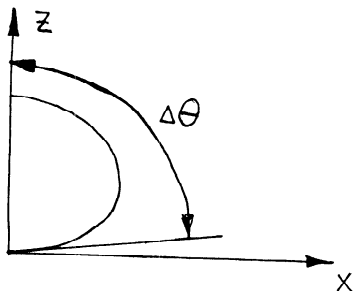
9. Приложение. Движение во времени диаграммы направленности когерентной составляющей лазерного излучения на стадии формирования этой составляющей в резонаторе с активной средой.

Изложенные в п. 8.2 результаты решения основной проблемы лазерной физики полезны при изучении движения во времени диаграммы направленности когерентной составляющей лазерного излучения на стадии формирования этой составляющей в резонаторе с активной средой.

Будем интересоваться только когерентной составляющей лазерного излучения, испускаемого за пределы резонатора с поверхности зеркала, т.е. из области $z = L$, $0 < x < a$. На рис. 25-28 изображены диаграммы направленности когерентной составляющей лазерного излучения, испущенного из этой области, на временных этапах, определенных в п. 8.2.

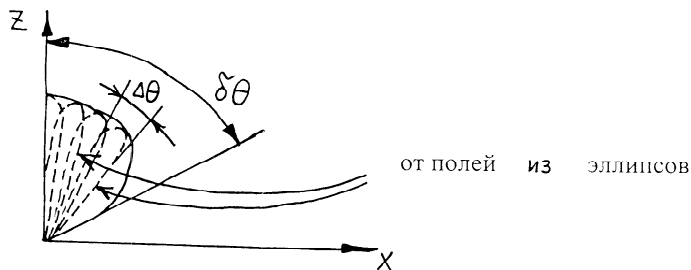
В начале этапа ②.

$$\Delta\theta \sim 90^\circ$$



В конце этапа ②.

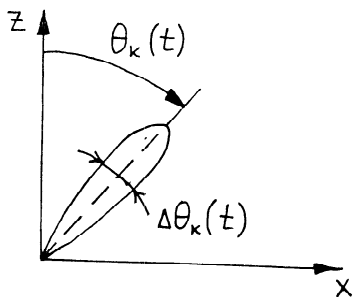
$$\delta\theta = \frac{a}{L} \sim 10^{-2} \text{ рад}, \quad \Delta\theta = \frac{\lambda_0}{3 \cdot 10^{-2} \text{ см}} \sim 10^{-3} \text{ рад}, \quad \lambda_0 \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}.$$



В конце этапа ③, начале этапа ④.

$\theta_k, \Delta\theta_k$ флуктуируют во времени.

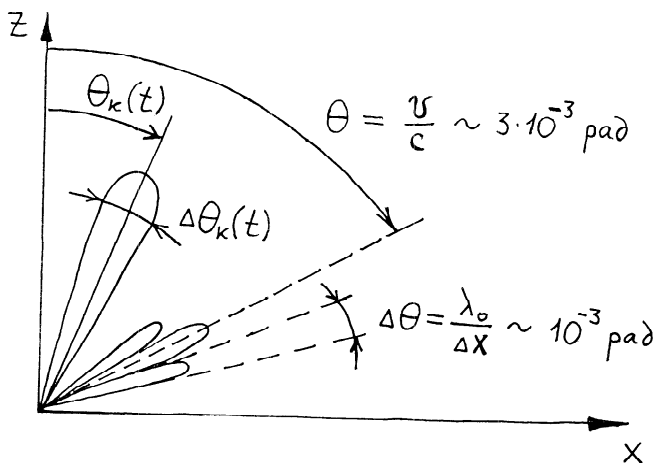
$$\left\{ \begin{array}{l} \min(\Delta\theta_k) = \frac{\lambda_0}{a} \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ рад (дифракционный предел)} \\ \langle \theta_k \rangle = 0, (\theta_k \geq 0), \max \theta_k = \frac{a}{L} \sim 10^{-2} \text{ рад} \end{array} \right.$$



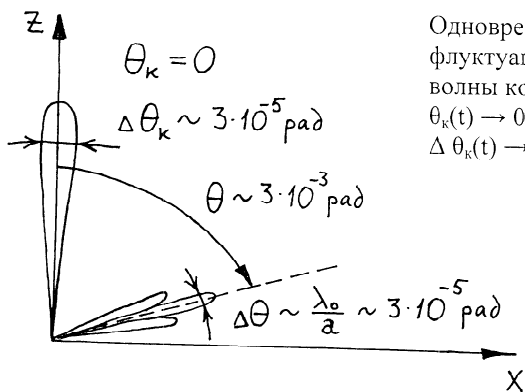
Эта диаграмма определяется движением геометрии продольной волны когерентного импульса. Внутри области $0 < x < a$ предполагается, что $\Psi_{10} = 1$, а за ее пределами $\Psi_{10} = 0$.

Рис. 25.

В начале этапа ④ возникает волновое поле сначала мелких поперечных импульсов (их начальный размер $\Delta x \sim 10^{-7}$ см), движущихся с высокой скоростью $v \sim 10^8$ см/с вдоль x .



К концу этапа ④ размер сначала мелких поперечных импульсов становится соизмеримым с поперечным размером a резонатора.



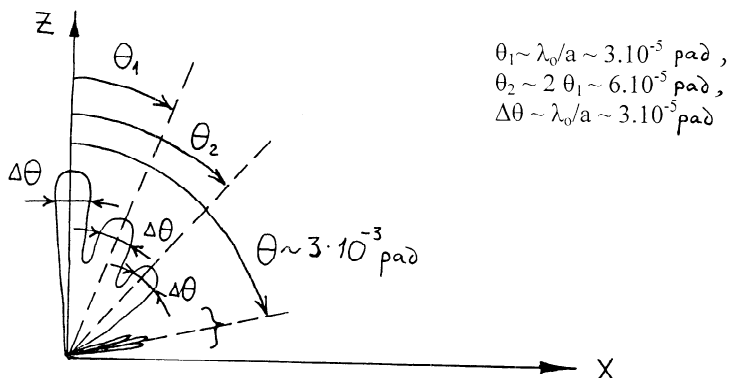
Одновременно затухают флуктуации геометрии продольной волны когерентного импульса:
 $\theta_k(t) \rightarrow 0$,
 $\Delta\theta_k(t) \rightarrow \lambda_0/a \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$.

На этапе ⑤ качественная структура диаграммы направленности не изменяется. На этапе ⑥ внутри каждого поперечного импульса, движущегося вдоль x с большой скоростью, формируется система высших шумовых поперечных мод. Диаграмма направленности излучения при этом, на качественном уровне, остается прежней.

Рис. 26.

На этапе ⑦ происходит затухание высших шумовых поперечных мод. Длина боковых лепестков в диаграмме направленности уменьшается.

На этапе ⑧ начинается процесс дифракционного и дисперсионного распада крупного пространственного поперечного импульса Ψ_{10} . В его крыльях формируются низшие шумовые поперечные моды.



На этапе ⑨ происходит возбуждение и накачка низшими шумовыми поперечными модами соответствующих низших поперечных мод. Этот процесс сопровождается затуханием 0-шумовой поперечной моды.

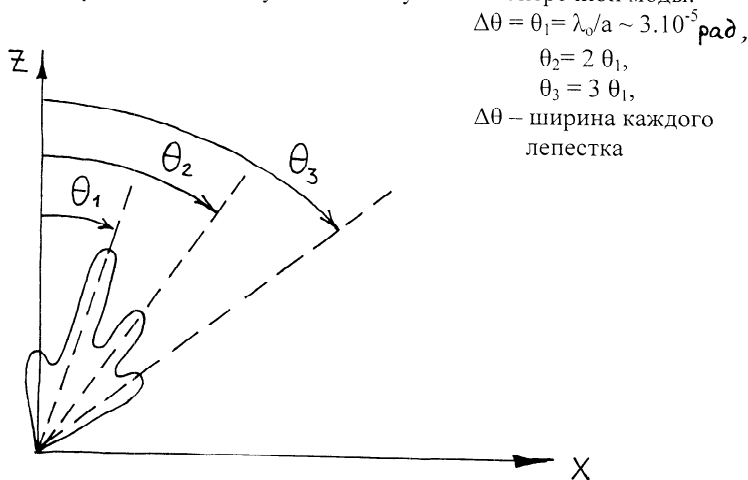


Рис. 27.

На этапе (10) из набора возбужденных низших поперечных мод происходит выделение двух самых низких. На диаграмме направленности излучения им соответствуют боковые лепестки с θ_1 и θ_2 .

На этапе (11) возбуждена только одна составная мода с низшей поперечной составляющей.

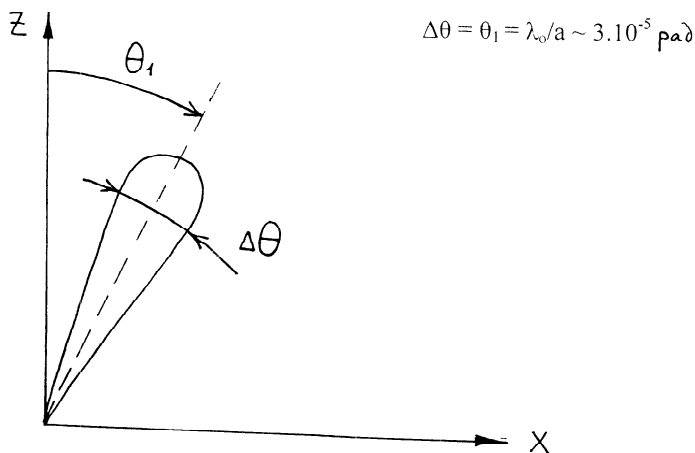


Рис. 28.

Наблюдаемая в эксперименте диаграмма направленности когерентной компоненты лазерного излучения в заданный момент времени будет представлять собой композицию из диаграмм, изображенных на рис. 25-28 на временных этапах, предшествующих этому моменту времени, включая этап, соответствующий заданному моменту времени наблюдения.

Из представленной на рис. 25-28 информации следует интересный вывод. На этапах (5)-(8) в диаграммах направленности лазерного излучения доминирует центральный лепесток. В нем сосредоточена максимальная энергия поперечного волнового поля. Ширина $\Delta\theta_k$ этого лепестка близка к дифракционному пределу $\Delta\theta = \frac{\lambda_0}{a}$. Эта ситуация интересна в практических приложениях. Отметим, что она должна заметно наблюдаться в импульсных лазерах с плоскими прямоугольными (или квадратными) резонаторными зеркалами.

В непрерывных лазерах с такими резонаторными зеркалами она практически незаметна.

10. Замечания и выводы.

Перечислим наиболее важные замечания и выводы, касающиеся проведенного исследования.

1. Достигнут уровень понимания существа основной проблемы лазерной физики (установления физического содержания процесса формирования когерентного лазерного излучения с уровня спонтанного шума в резонаторе с активной средой), соответствующий уровню его понимания к моменту создания в 1961 году Мейманом первого лазера.

2. На этом уровне, применительно к газовым лазерам, найдено решение основной проблемы лазерной физики.

3. Построенный здесь метод решения основной проблемы основан на предварительном глубоком изучении процессов движения поперечной и продольной компонент поля излучения в пустом резонаторе, рассматриваемых как раздельные, не связанные между собой волновые структуры.

4. Наибольшее внимание в проведенных исследованиях было уделено изучению процесса движения поперечной волновой компоненты поля излучения в лазерном резонаторе. Без этой стадии исследований не удалось бы получить удовлетворительное решение основной проблемы. На этой стадии получены следующие новые результаты.

а). Построен новый физический метод описания процесса возбуждения поперечных мод поля излучения в резонаторе шумовым полем [11,12]. Этот метод сам по себе имеет более широкую область физических применений.

б). При изучении процесса возбуждения поперечных мод поля излучения в резонаторе оказалось необходимым ввести новый, чрезвычайно полезный физический теоретико-полевой объект, который мы назвали шумовой поперечной модой [12]. Несомненно существование аналогов такого физического объекта в других теоретико-полевых проблемах.

в). В процессе решения основной проблемы был обнаружен новый вид поперечной волновой структуры поля излучения в резонаторе, не связанный непосредственно с поперечной модовой структурой этого поля. Мы назвали его 0-струей-импульсом. Существование такой поперечной волновой структуры приводит к очень важным последствиям, а именно, в импульсном режиме генерации лазерного излучения при известных условиях оказывается возможным наблюдать излучение с хорошей направленностью и малой расходимостью.

г). Лазеры с длительностью τ импульса генерируемого излучения, лежащей в области

$$6 \cdot 10^{-6} < \tau < 2 \cdot 10^{-4} \text{ с,}$$

испускают когерентное излучение преимущественно с шумовыми поперечными модами. Угловая расходимость такого излучения не более, чем в 2 раза хуже дифракционного предела.

д). Учет поперечной волновой структуры поля излучения в резонаторе существенно влияет на определение порогового условия его генерации

5. В процессе решения основной проблемы было установлено, что она обладает очень богатым статистическим содержанием. Уточнение решения основной проблемы лазерной физики, найденного здесь, должно сопровождаться использованием большого набора разнообразных методов статистической физики (преимущественно, методов статистической волновой механики). Полученные здесь и в [12,13] результаты анализа дают достаточно полное представление о необходимых свойствах статистических методов исследования из этого набора.

Статистическая волновая природа лазерного излучения проявляется, например, в том, что наблюдаемое в эксперименте поле моды излучения в действительности представляет собой суперпозицию большого количества полей «парциальных» мод, обладающих одинаковой резонансной частотой, но случайными амплитудами и относительными фазовыми сдвигами.

6. Благоприятные условия генерации лазерного излучения в резонаторе имеют место при таких режимах взаимодействия когерентного излучения с активной средой, когда это взаимодействие описывается в рамках модели комплексной диэлектрической проницаемости среды.

7. Построенный нами здесь метод решения основной проблемы позволяет исследовать новые нестационарные свойства генерируемого излучения, обусловленные проявлением эффекта пересечений (п. 7.5.3.).

8. Построенный нами здесь метод описания движения поля излучения в пространстве-времени $(\hat{z}, \hat{x}, \hat{t})$ внутри резонатора обладает хорошей физической наглядностью и представляет интерес в дальнейших исследованиях проблемы топологическими методами.

9. В результате проведенных здесь исследований стало понятным, что представляет собой пространственно-временная структура испускаемого лазером излучения на начальной стадии развития его генерации. Эта информация полезна при изучении физических топологических свойств поля лазерного излучения, распространяющегося за пределами резонатора.

11. Заключение.

Научное значение результатов решения основной проблемы лазерной физики, полученных выше, колоссально. Поясним это утверждение. Напомним, что найденное решение основной проблемы было получено в рамках представлений, характерных для полуклассической теории лазера, т.е. представлений, в которых оптические свойства активной среды трактуются средствами квантовой механики, а поле лазерного излучения – средствами теории классических скалярных волновых полей.

В соответствии с точкой зрения Дирака [16], именно такая трактовка поля лазерного излучения является основополагающей в лазернофизических исследованиях. Она является фундаментальной в том смысле, что построение любых квантовополевых теорий лазера в качестве отправного этапа всегда должно содержать основательное знакомство с классической теорией поля лазерного излучения. Это позволит избежать многочисленных физических ошибок.

До момента публикации представленного выше материала решение основной проблемы лазерной физики – установления физического содержания процесса формирования когерентного лазерного излучения с уровня спонтанного шума в резонаторе с активной средой – (в рамках представлений полуклассической теории лазера) в научной лазернофизической литературе отсутствовало.

Вместе с тем, сейчас имеется огромное количество статей, в которых отражено решение этой проблемы в рамках представлений квантовополевой теории лазера.

По этой причине установление соответствия между квантовой и полуклассической теориями лазера в отношении к решению основной проблемы лазерной физики было затруднено.

Вместе с публикацией представленных выше материалов наших исследований эта трудность исчезает. Оказывается возможным установить соответствие между указанными теориями лазера в отношении к решению основной проблемы лазерной физики и, тем самым, определить в этом отношении физические недостатки существующих сейчас многочисленных квантовополевых теорий лазера.

В этом заключается колоссальное научное значение результатов решения основной проблемы лазерной физики, которые были сформулированы нами выше.

В заключение автор благодарит Е.П. Орлова за полезные обсуждения предмета исследования, освещенного в данной публикации.

Литература

1. A.L. Schawlow, C.H. Townes. «Infrared and Optical Masers.» Phys. Rev., 112, № 6, 1940-1949 (1958).
2. W.E. Lamb, Jr. «Theory of an Optical Maser.» Phys. Rev., 134, № 6A, A 1429-A1450 (1964).
3. A.G. Fox, T.Li. «Resonant Modes in a Maser Interferometer». Bell Syst. Tech. J., 40, № 2, 453-488 (1961).
4. E.Wolf. «Spatial coherence of resonant modes in a maser interferometer». Phys. Lett., 3, № 4, 166-168 (1963).
5. S.L. McCall, E.L. Hahn. «Self-Induced Transparency». Phys. Rev., 183, № 2, 457-485 (1969).
6. С.А.Ахманов, Ю.Е.Дьяков, А.С.Чиркин. «Введение в статистическую радиофизику и оптику». «Наука», М. (1981).
7. W. Weidlich, H.Risken, H.Haken. «Quantummechanical Solutions of the Laser Masterequation. 1.» Zeitschrift fur Physik, 201, 396-410 (1967).
8. H.Haken. «Light». Volume 2. «Laser Light Dynamics». North-Holland Physics Publishing, Amsterdam, New York, Oxford, Tokyo (1985).
9. L. Mandel, E.Wolf. «Optical Coherence and Quantum Optics». Cambridge University Press (1995).
10. А.Н.Логунов. «Физические основания симметричного исследования конфигураций поля пучков лазерного излучения в вакууме». Препринт ФИАН, № 17 (2005).
11. А.Н.Логунов. «Физика процесса возбуждения поперечных собственных колебаний поля лазерного излучения в открытом резонаторе». Препринт ФИАН, № 9 (2006).
12. А.Н.Логунов. «Физические основания использования статистического метода исследования поперечной волновой пространственно-временной структуры поля лазерного излучения в резонаторе». Препринт ФИАН № 3 (2007).
13. А.Н.Логунов. «Поле лазерного излучения в оптически линейной среде». Препринт ФИАН № ... (2007). (В печати).
14. П.И.Калитеевский. «Волновая оптика». «Наука», М., 306-310 (1971).
15. L.Allen, J.H.Eberly. «Optical Resonance and Two-Level Atoms». Wiley-Interscience Publication, John Wiley and Sons, New York-London-Sydney-Toronto (1975).
16. P.A.M. Dirac. «Lectures on Quantum Field Theory». Published by Belfer Graduate School of Science Yeshiva University, New York (1967).