

превышающая энергию в мелком импульсе. Это означает, что амплитуды низших шумовых поперечных мод, образованных из 0-струи-импульса, будут значительно больше амплитуд высших шумовых поперечных мод, образованных из мелких импульсов.

Еще одним отличием является то, что времена жизни низших шумовых поперечных мод значительно больше, чем у высших.

Все это означает, что статистические свойства поля, составленного из ансамбля низших шумовых поперечных мод, будут наблюдаться более отчетливо, чем аналогичные свойства поля, составленного из ансамбля высших шумовых поперечных мод.

Отметим важную особенность, характерную для процесса формирования шумовых поперечных мод из 0-струи-импульса.

Из рис. 19 видно, что при  $\hat{t} = \hat{t}_2$  в зависимости  $\rho_{\perp}(\hat{x}, t)$ , кроме максимумов, присущих шумовым поперечным модам, имеется также еще максимум, расположенный при  $\hat{x} = 0$ . Этот максимум наследуется из структуры исходного крупного импульса. Ему соответствует особая долгоживущая структура поперечного волнового поля. Если пренебречь дифракционным и дисперсионным эффектами, то время жизни этой структуры было бы бесконечным. Такая волновая структура допускает физическую интерпретацию «особой» поперечной шумовой моды имеющей нулевую центральную частоту колебаний. По этой причине далее будем называть ее 0-шумовой поперечной модой и описывать волновой функцией  $\Psi_{\perp 0}$ . Время жизни 0-шумовой поперечной моды близко к времени дисперсионного растяжения исходного крупного импульса и составляет величину  $\sim 2 \cdot 10^{-5}$  с. Отметим, что аналога 0-шумовой поперечной моды в обычной поперечной модовой структуре не существует. Поэтому процесс возбуждения 0-поперечной моды из 0-шумовой поперечной моды отсутствует (0-поперечной моды нет).

Введенные выше понятия крупного импульса (или 0-струи-импульса) и 0-шумовой поперечной моды имеют очень важное значение в проблеме формирования когерентной компоненты лазерного излучения с уровня спонтанного шума в резонаторе с активной средой.

$$7.3.4. \quad 10^{-4} < t' < 10 \text{ с.}$$

На этом временном этапе происходит процесс возбуждения и накачки поперечных мод шумовыми поперечными модами. Поскольку высшие шумовые поперечные моды имеют времена жизни, меньше, чем  $10^{-4}$  с, то основную роль в этом временном интервале играют низшие шумовые поперечные моды (и соответствующие им низшие поперечные моды).

Образовавшиеся конфигурации поперечных мод в процессе дальнейшего движения в  $(\hat{x}, t, \hat{t})$  будут испытывать растяжения вдоль  $\hat{x}$  и  $t$ ,

обусловленные проявлением свойств дифракционного и дисперсионного эффектов. По этой причине в  $(\hat{x}, t)$  будет иметь место пересечение пространственно-временных областей определения модовых конфигураций. (Это свойство пересечения отсутствует при движении шумовых поперечных мод).

Вблизи верхней границы  $t' \sim 10$  с статистические свойства поперечной модовой структуры поля излучения определяются двумя факторами:

1) статистическими свойствами структуры каждой отдельной, наблюдаемой поперечной моды как объекта, представляющего собой суперпозицию большого количества элементарных «парциальных» поперечных мод, имеющих одинаковую резонансную частоту, случайные амплитуды и относительные фазовые сдвиги;

2) статистическими свойствами суперпозиции случайных полей из ансамбля таких наблюдаемых поперечных мод.

### 7.3.5. $t' > 10$ с.

На этом временном этапе происходит дальнейшее дисперсионное и дифракционное растяжение поперечных мод в пространстве-времени, а также их затухание.

### 7.3.6. Выводы.

Перечислим наиболее важные факторы, определяющие статистические свойства поперечной волновой компоненты поля излучения в лазерном резонаторе во временной области  $t' > 0$ .

1. Статистические свойства случайных геометрий в ансамбле многообразий фазовых фронтов продольных волн, присущих отдельным исходным когерентным импульсам излучения с временной длительностью  $T_k < 2.10^{-7}$  с. Они определяют статистические свойства ансамбля случайных потенциалов  $\{V_i(x,t)\}$ , в которых происходит поперечное волновое движение на начальном этапе  $0 < t' < 2.10^{-7}$  с.

2. Статистические свойства ансамбля точечных частиц, движущихся в случайному потенциале  $V(x,t)$  (на начальном этапе при  $t' > 0$ ).

3. Статистические свойства ансамбля, составленного из случайных элементарных волновых полей – мелких импульсов, имеющих конечную пространственную протяженность  $\Delta x$ :  $10^{-2} < \Delta x < 1$  см (при  $t' \leq 2.10^{-7}$  с).

4. Статистические свойства ансамбля, составленного из шумовых поперечных мод, рожденных отдельным мелким импульсом в процессе его дифракционного и дисперсионного растяжения в процессе движения ( $t' \sim 2.10^{-5}$  с), а также рожденных совокупностью мелких импульсов.

5. Статистические свойства ансамбля, составленного из шумовых поперечных мод, рожденных крупным импульсом (0-струей-импульсом) в процессе его дифракционного и дисперсионного растяжения ( $t' \sim 10^{-4}$  с).

6. Статистические свойства наблюдаемой шумовой поперечной моды как объекта, составленного из ансамбля «парциальных» шумовых поперечных мод, имеющих одинаковую центральную частоту, но случайные центральные амплитуды и относительные фазы.

7. Статистические свойства ансамбля, составленного из «парциальных» поперечных мод с известным набором резонансных частот и имеющих случайные амплитуды и относительные фазы.

8. Статистические свойства ансамбля «парциальных» поперечных мод, имеющих одинаковую резонансную частоту, но случайные амплитуды и относительные фазы.

9. Статистические свойства отдельной наблюдаемой поперечной моды как объекта, составленного из ансамбля «парциальных» поперечных мод с одинаковой резонансной частотой, но случайными амплитудами и относительными фазами.

10. Статистические свойства ансамбля наблюдаемых поперечных мод со случайной структурой.

#### 7.4. Разнообразие статистических свойств продольной волновой компоненты поля излучения в резонаторе при $t' > 0$ .

##### 7.4.1. $0 < t' < 2.10^{-7}$ с.

На этом временном этапе внутри когерентного исходного импульса (длительность которого  $T_k > \frac{2L}{c}$ ) происходит формирование многообразия фазовых фронтов продольного волнового движения с геометрией, совместимой с геометрией резонатора.

Затем, за времена, которые короче  $10^{-7}$  с, происходит формирование шумовых продольных мод. Этот процесс показан на рис. 20.

Он похож на процесс формирования шумовых поперечных мод, изображенный на рис. 18.

Статистические свойства образовавшегося таким образом продольного волнового поля определяются ансамблем непересекающихся между собой в пространстве-времени ( $\hat{z}, t$ ) и случайно расположенных в нем элементарных волновых полей, именуемых шумовыми продольными модами.

#### 7.4.2. $2 \cdot 10^{-7} < t' < 3 \cdot 10^{-7}$ с.

На этом временном этапе происходит процесс возбуждения продольных мод шумовыми продольными модами. Поскольку продольные моды в свободном состоянии имеют сравнительно короткое время жизни порядка  $10^{-7}$  с, то их возбуждение шумовыми продольными модами происходит приблизительно за такой же промежуток времени.

В рассматриваемом временном интервале дифракционным и дисперсионным эффектами можно пренебречь. Поэтому статистические свойства ансамбля продольных мод, образовавшихся к концу рассматриваемого этапа, похожи на статистические свойства исходного поля шумовых продольных мод.

#### 7.4.3. $3 \cdot 10^{-7} < t' < 3 \cdot 10^{-2}$ с.

На этом временном этапе движение ансамбля продольных мод в пространстве-времени  $(\hat{z}, t, \dot{t})$  рассматривается без учета дифракционного и дисперсионного эффектов. Верхняя граница рассматриваемого временного этапа определена из формулы, описывающей дисперсионное растяжение импульса

$$\Delta(t') = \delta \hat{z} \sqrt{1 + \frac{c^2(t')^2}{k_0^2(\delta \hat{z})^4}}.$$

Она связывает начальный ( $\delta \hat{z}$ ) и конечный ( $\Delta(t')$ ) размеры импульса. Оценка верхней границы  $t'$  проведена для  $\delta \hat{z} = 100$  см,  $\Delta = 2 \cdot \delta \hat{z}$ .

#### 7.4.4. $t' > 3 \cdot 10^{-2}$ с.

В этой временной области имеет место пространственное (вдоль  $\hat{z}$ ) и временное (вдоль  $t$ ) дифракционное и дисперсионное растяжение исходных конфигураций поля продольных мод. По этой причине, в процессе их движения во времени  $t'$ , они начинают пересекаться в пространстве-времени  $(\hat{z}, t)$ .

Статистические свойства такого продольного волнового поля похожи на статистические свойства поперечного волнового поля, отмеченные в п. 7.3.4..

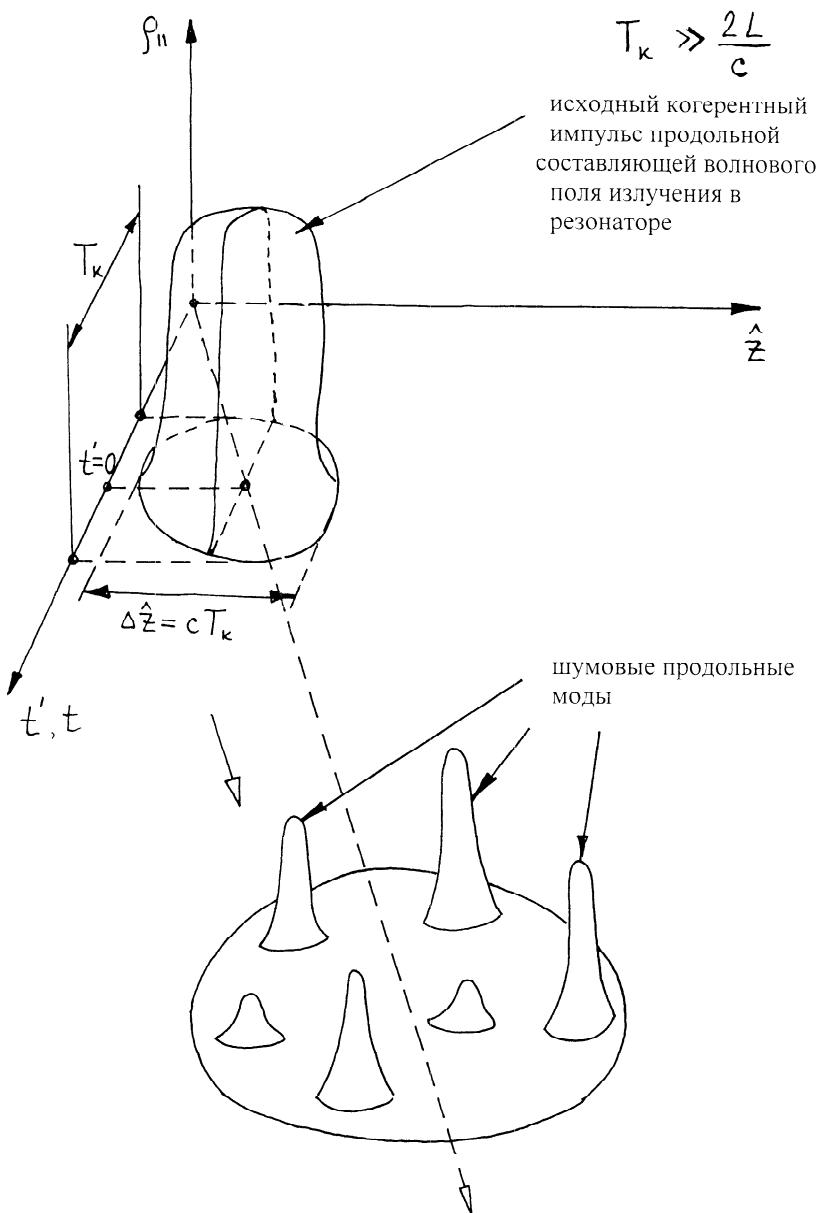


Рис. 20.

#### 7.4.5. Выводы.

Перечислим наиболее важные факторы, определяющие статистические свойства продольной волновой компоненты поля излучения в лазерном резонаторе во временной области  $t' > 0$ .

1. Статистические свойства случайных геометрий в ансамбле многообразий фазовых фронтов продольных волн, присущих отдельным когерентным импульсам излучения с временной длительностью  $T_k < 2 \cdot 10^{-7}$  с. (Во временном интервале  $0 < t' < 2 \cdot 10^{-7}$  с).

2. Статистические свойства ансамбля, составленного из шумовых продольных мод. ( $t' \sim 2 \cdot 10^{-7}$  с).

3. Статистические свойства наблюдаемой шумовой продольной моды как объекта, составленного из ансамбля «парциальных» шумовых продольных мод, имеющих одинаковую центральную резонансную частоту, но случайные центральные амплитуды и относительные фазы. ( $t' \sim 2 \cdot 10^{-7}$  с).

4. Статистические свойства ансамбля, составленного из «парциальных» продольных мод с известным набором резонансных частот, случайными амплитудами и относительными фазами. ( $t' > 3 \cdot 10^{-7}$  с).

5. Статистические свойства ансамбля «парциальных» продольных мод, имеющих одинаковую резонансную частоту, но случайные амплитуды и относительные фазы. ( $t' > 3 \cdot 10^{-7}$  с).

6. Статистические свойства отдельной наблюдаемой продольной моды как объекта, составленного из ансамбля «парциальных» продольных мод с одинаковой резонансной частотой, но случайными амплитудами и относительными фазами. ( $t' > 3 \cdot 10^{-7}$  с).

7. Статистические свойства ансамбля наблюдаемых продольных мод со случайной структурой.

#### 7.5. Разнообразие статистических свойств волнового поля излучения в резонаторе в целом (при $t' > 0$ )

##### 7.5.1. Общие положения. Постановка задачи.

Выше было продемонстрировано разнообразие статистических свойств поперечной и продольной волновых структур поля излучения в резонаторе. При этом предполагалось, что обе эти структуры независимы. Такое предположение является первым приближением по отношению к анализу реальной ситуации. В действительности поперечное и продольное волновые поля выступают как два абстрактных полевых объекта. Реальным полевым объектом, наблюдаемым в эксперименте, является композиция из этих двух абстрактных полевых объектов. Это, в частности, означает, что наблюдаемое в эксперименте собственное колебание  $\Psi$  поля излучения в резонаторе

всегда состоит из двух компонент – продольного собственного колебания  $\Psi_{\parallel}$  и поперечного собственного колебания  $\Psi_{\perp}$ , причем  $\Psi = \Psi_{\parallel}, \Psi_{\perp}$ .

Это положение остается справедливым в более общем случае, когда под  $\Psi_{\parallel}$  и  $\Psi_{\perp}$  можно понимать волновые функции допустимых продольного и поперечного движений поля излучения в резонаторе.

В случае резонаторов, имеющих произвольную геометрию, между собственными волновыми функциями  $\Psi_{\parallel}$  и  $\Psi_{\perp}$  имеется связь и проблема описания волнового поля в терминах  $\Psi = \Psi_{\parallel}, \Psi_{\perp}$  становится трудноразрешимой.

Однако в случае лазерных резонаторов с  $\frac{a}{L} \ll 1$ , ( $a \sim 1$  см,  $L \sim 1$  м – поперечный и продольный размеры резонатора) и имеющих малую кривизну поверхности зеркал связь между  $\Psi_{\parallel}$  и  $\Psi_{\perp}$  слаба и ее можно пренебречь. Такое приближение будет использовано в последующем анализе. Однако, и в этом случае он затруднен учетом сложной структуры поперечного волнового поля  $\Psi_{\perp}$ . Чтобы избежать этой трудности, но сохранить основное физическое содержание проблемы, ниже будет использована упрощенная модель одномерного движения поперечной волновой компоненты поля излучения в плоском двумерном резонаторе. В рамках этой модели поперечное волновое движение поля происходит внутри прямоугольной потенциальной ямы, имеющей ширину  $a$  вдоль поперечной координаты  $x$ , (внутри ямы  $0 \leq x \leq a$ ).

Нас будет интересовать процесс движения поля излучения в пространственной области  $0 \leq x \leq a$ ,  $0 \leq z \leq L$  внутри резонатора ( $z$  – координата вдоль оптической оси). Зададим начальные условия задачи. Пусть в момент времени  $t' = 0$  в резонаторе задано испускаемое источником продольное волновое поле  $\Psi_{\parallel}$ , распространяющееся в положительном направлении оси  $z$ , и поперечное волновое поле  $\Psi_{\perp}$ , распространяющееся в положительном направлении оси  $x$ . Физический анализ задачи описания движения этих полей разумно проводить в пространстве-времени  $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$ . Здесь направление отсчета координаты  $\hat{z}$  совпадает с направлением распространения поля  $\Psi_{\parallel}$ , а направление отсчета координаты  $\hat{x}$  – с направлением распространения поля  $\Psi_{\perp}$ . Свертка координаты  $\hat{z}$  с периодом  $2L$  дает координату  $z$ , а свертка координаты  $\hat{x}$  с периодом  $2a$  – координату  $x$ . Вдоль координаты  $t$  измеряется временная протяженность волновых полей, а вдоль координаты  $\hat{t}$  определяется движение их пространственно-временной структуры в целом во времени ( $\hat{t}$ ). Между волновыми функциями  $\Psi_{\parallel}(z, t), \Psi_{\perp}(x, t)$ , определенными внутри резонатора в координатной системе  $(z, x)$ , и волновыми функциями  $\tilde{\Psi}_{\parallel}(\hat{z}, t), \tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}, t)$ , определенными в координатной системе  $(\hat{z}, \hat{x})$ , в фиксированный момент времени  $\hat{t}$  имеется связь:

$$\Psi_{11}(z, t) = \tilde{\Psi}_{11}(z, t) + [\tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}_2 + z, t) + \tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}_4 - z, t) + \dots] - \\ - [\tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}_2 - z, t) + \tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}_4 - z, t) + \dots],$$

где:  $\hat{z}_n = nL, n = 0, 1, 2, \dots;$

$$\Psi_{\perp}(x, t) = \tilde{\Psi}_{\perp}(x, t) + [\tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}_2 + x, t) + \tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}_4 + x, t) + \dots] - \\ - [\tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}_2 - x, t) + \tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}_4 - x, t) + \dots],$$

где:  $\hat{x}_m = m.a, m = 0, 1, 2, \dots.$

Далее нас будут интересовать движение волновой функции

$$\tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t}) = \tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}, t, \hat{t}) \cdot \tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}, t, \hat{t}),$$

а также статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$ , которые наследуются им у полей  $\tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}, t, \hat{t})$  и  $\tilde{\Psi}_{\perp}(\hat{x}, t, \hat{t})$ .

Уясним статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}$  на временных этапах  $t' > 0$ .

#### 7.5.2. $0 < t' < 2.10^{-7}$ с

На этом, первом, временном этапе описание движения волнового поля излучения в резонаторе изложенным выше методом (посредством волновой функции  $\tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$ ) в строгом отношении несправедливо. Уясним как определяется волновое поле излучения и его движение в данном случае. Отметим, что и в этой ситуации справедливо разложение общего волнового поля  $\Psi$  на две компоненты  $\Psi = \Psi_{11}, \Psi_{\perp}$ . Установим смысловое содержание продольной  $\Psi_{11}$  и поперечной  $\Psi_{\perp}$  компонент такого волнового поля  $\Psi$ .

Рассмотрим отдельный когерентный импульс волнового поля с временной протяженностью  $T_k \sim 10^{-8}$  с.

Внутри этого импульса определим индивидуальное, присущее ему волновое поле  $\Psi = \Psi_{11}, \Psi_{\perp}$  следующим образом.

Введем понятие 3-многообразия  $M$  фазовых фронтов продольной волновой компоненты поля излучения импульса в пространстве-времени  $(x', z', t)$ , где  $x', z'$  - пространственные ортогональные криволинейные координаты, определяющие пространственную геометрию  $M$ . При  $t = \text{Const}$ ,  $z' = \text{Const}$  движение  $x'$  имеет место на фазовом фронте продольной волны. Зададим на многообразии  $M$  функцию амплитуды  $\rho_{11}$  продольной волновой компоненты поля от независимых переменных  $x', z', t$ . (В действительности объекты  $M$  и  $\rho_{11}(x', z', t)$  связаны между собой). Система заданных  $M$  и  $\rho_{11}(x', z', t)$  определяет волновую функцию  $\Psi_{11} = \rho_{11} e^{i\phi}$ , где  $\phi$  – фаза продольной волны.

Пусть в начальный момент времени  $\hat{t} = t' = 0$  заданы  $M$  и  $\rho_{11}(x', z', t)$ .

Тем самым определена волновая функция  $\Psi_{11}(x', z', t, \hat{t} = 0)$  индивидуальная для выбранного из большой совокупности единственного когерентного

импульса. Пусть в начальный момент времени  $\hat{t} = t' = 0$  внутри импульса определено поперечное волновое поле  $\Psi_{\perp} = 1$ . Тогда в этот момент времени  $t' = 0$  внутри импульса определено общее волновое поле  $\Psi = \Psi_{11}$ .  $\Psi_{\perp}$ .

Теперь рассмотрим движение этого поля во времени  $t' = \hat{t}$ .

В процессе такого движения геометрия многообразия  $M$  будет изменяться. Это изменение индуцируется процессом отражения излучения от зеркал резонатора и проявлением свойств дифракционного эффекта. Будет изменяться и заданная на многообразии  $M$  функция  $\rho_{11}$ .

Движение когерентного импульса во времени  $t'$  приводит к рождению из исходной тривиальной структуры поперечного волнового поля  $\Psi_{\perp} = 1$  структуры, похожей вдоль поперечной координаты на прямоугольник:

$$\Psi_{\perp} = \begin{cases} 1 & \text{внутри резонатора,} \\ 0 & \text{за пределами боковых границ резонатора.} \end{cases}$$

Такая структура, названная выше крупным импульсом, при дальнейшем движении принимает образ 0-шумовой поперечной моды  $\Psi_{\perp 0}$ , введенной в п. 7.3.3..

Изменения в процессе движения продольной римановой метрики  $g_{11}$  многообразия  $M$  являются причиной рождения из крупного импульса, который будем далее описывать волновой функцией  $\Psi_{\perp 0}$ , мелких импульсов с волновыми функциями  $\{\Psi_{\perp \ell}\}$ . Энергия, сосредоточенная в крупном импульсе  $\Psi_{\perp 0}$ , значительно превышает энергию, сосредоточенную в мелких импульсах  $\{\Psi_{\perp \ell}\}$ .

Таким образом, на рассматриваемом этапе движения когерентного импульса поля излучения в резонаторе, его волновая функция  $\Psi$  имеет вид:

$$\Psi = \Psi_{11}(\Psi_{\perp 0} + \sum_{\ell} \Psi_{\perp \ell})$$

Здесь поперечное волновое движение  $\Psi_{\perp 0} + \sum_{\ell} \Psi_{\perp \ell}$  определено в многообразии  $M$ . Оно имеет место вдоль поверхностей фазовых фронтов продольной волны  $\Psi_{11}$ .

В процессе движения многообразия  $M$  его геометрия становится совместимой с геометрией резонатора. Это означает, что на поверхностях зеркал резонатора поверхности фазовых фронтов продольной волны  $\Psi_{11}$  становятся похожими на поверхности зеркал.

Это свойство достигается приблизительно через 100 проходов когерентного импульса между резонаторными зеркалами, т.е. приблизительно через  $2 \cdot 10^7$  с. Этому промежутку времени соответствует верхняя временная граница  $t'$  рассматриваемого этапа.

Отметим, что указанное свойство не означает возникновения к моменту времени  $t' = 2 \cdot 10^7$  с установленвшегося продольного волнового движения когерентного импульса в целом. Оно означает только то, что волновое

движение поля  $\Psi$ , начиная с момента времени  $t' = 2 \cdot 10^{-7}$  с, становится возможным описывать в метрике резонатора, т.е. имеет место переход  $z' \rightarrow \hat{z}$ ,  $x' \rightarrow \hat{x}$ .

Начиная с момента времени  $t' = 2 \cdot 10^{-7}$  с становится справедливой модель описания движения поля излучения в резонаторе посредством волновой функции  $\tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$ , поскольку волновое движение этого поля как вдоль  $\hat{x}$ , так и вдоль  $\hat{z}$  вполне определено.

Статистические свойства излучения на данном временном этапе определяются заданием ансамбля исходных случайных волновых полей  $\{\Psi_{11j}(\hat{t} = 0)\}$ , а, следовательно, ансамбля  $\{M_j(\hat{t} = 0), \rho_{11j}(\hat{t} = 0)\}$ , где:  $j = 1, 2, \dots, N$ ;  $N$  – количество когерентных импульсов. В самом общем случае в состав этих ансамблей можно внести также  $\{\Psi_{\perp j}(\hat{t} = 0)\}$ .

### 7.5.3. $2 \cdot 10^{-7} < t' < 3 \cdot 10^{-7}$ с. Эффект пересечений.

На этом временном этапе происходит формирование шумовых продольных мод. Поскольку время жизни свободных продольных собственных колебаний поля излучения весьма мало и составляет  $10^{-7}$  с, то приблизительно за такой же промежуток времени происходит возбуждение и пакета шумовыми продольными модами обычных продольных мод.

К концу этого временного этапа волновая функция  $\tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}, t, \hat{t})$  продольного волнового движения в отдельном когерентном импульсе приобретает вид

$$\tilde{\Psi}_{11} = \sum_m \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t}),$$

где  $\psi_{11m}$  – волновая функция продольной «парциальной» моды  $m$ .

Следует отметить, что на данном временном этапе дифракционное и дисперсионное растяжение волновых полей  $\psi_{11m}$  проявляется слабо. По этой причине эти поля существенно ограничены в пространстве (вдоль  $\hat{z}$ ) и во времени (вдоль  $t$ ).

На этом временном этапе мелкие импульсы поперечного волнового поля, испущенные вблизи начального момента времени  $t' = 0$  и имеющие малую протяженность  $\delta \hat{x} \sim 10^{-2}$  см, испытывая дифракционное и дисперсионное растяжение, достигают размера  $\delta \hat{x} \sim 1$  см, соизмеримого с поперечным размером резонатора.

Волновое поле на данном этапе представимо волновой функцией

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t}) = & [\sum_m \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t})] \times \\ & \times [\Psi_{\perp 0}(\hat{x}, t, \hat{t}) + \sum_{\ell} \psi_{\perp \ell}(\hat{x}, t, \hat{t})]. \end{aligned}$$

В такой структуре волнового поля имеет место важный эффект пространственно-временных пересечений конфигураций продольной и поперечной полевых компонент. Это эффект иллюстрируется на рис. 21.

Суть этого эффекта состоит в следующем.

Наблюдаемыми конфигурациями поля  $\tilde{\Psi}$  будут только те, которые составлены из пар полей  $\{\psi_{11m}\}, (\{\psi_{\perp\ell}\}, \Psi_{\perp 0})$ , имеющих при заданных значениях  $t$  и  $\hat{t}$  пересечения областей определения в пространстве-времени  $(\hat{z}, \hat{x}, t)$ . Из рис. 21 видно, что конфигурация поперечного поля с  $\psi_{\perp 3}$  в  $\tilde{\Psi}$  не будет наблюдаться, поскольку в области  $(\hat{z}, \hat{x}, t)$  ее определения продольное волновое поле пренебрежимо слабое.

Возможна другая точка зрения.

Составное колебание с  $\psi_{\perp 3}$  имеет очень короткое время жизни, которое определяется быстрым затуханием его продольной компоненты.

Статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}$  на этом этапе определяются статистическими свойствами полей  $\{\psi_{11m}\}, \Psi_{\perp 0}, \{\psi_{\perp\ell}\}$  с учетом эффекта пересечений.

#### 7.5.4. $3 \cdot 10^{-7} < t' < 2 \cdot 10^{-5}$ с. Составные колебания в системе (продольные моды + шумовые поперечные моды).

На этом временном этапе сначала (при  $t' \rightarrow 0$ ) мелкие импульсы  $\psi_{\perp\ell}$  поперечного волнового поля достигают размеров  $\delta\hat{x}$ , превышающих удвоенный поперечный размер резонатора (2 см). Из них формируется поле шумовых поперечных мод  $\{\psi_{\perp\ell n}\}$  с  $n = 1, 2, \dots$ .

Волновая функция поля в резонаторе на этом этапе представима в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t}) = & [\sum_m \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t})] \times \\ & \times [\Psi_{\perp 0}(\hat{x}, t, \hat{t}) + \sum_{\ell, n} \psi_{\perp\ell n}(\hat{x}, t, \hat{t})]. \end{aligned}$$

Поскольку конфигурации  $\{\psi_{11m}\}$  продольных мод на этом этапе ограничены в пространстве-времени  $(\hat{z}, t)$ , (они еще не чувствуют дифракционного и дисперсионного эффектов), а шумовые поперечные моды  $\Psi_{\perp 0}, \{\psi_{\perp\ell n}\}$  в  $(\hat{x}, t)$  обладают тем же свойством, то оказывается возможным ввести новые полевые объекты, составленные из них и обладающие таким же свойством ограниченности в  $(\hat{z}, \hat{x}, t)$ .

Назовем их составными колебаниями и определим так:

Время  $t$   
фиксировано

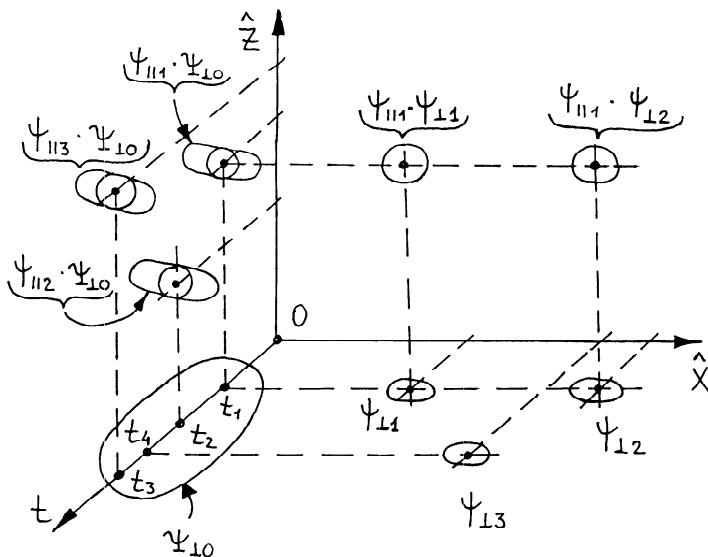
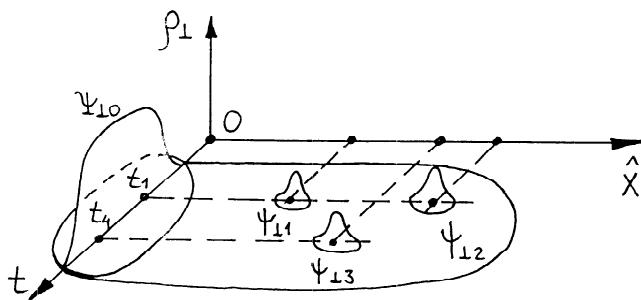
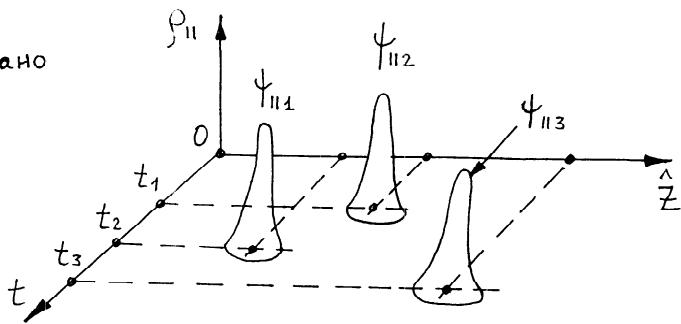


Рис. 21.

$$\Phi_{mo} = \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t}) \cdot \Psi_{\perp 0}(\hat{x}, t, \hat{t}),$$

$$\Phi_{m\ell n} = \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t}) \cdot \psi_{\perp \ell n}(\hat{x}, t, \hat{t}).$$

Вследствие эффекта пересечений некоторые из волновых полей  $\Phi_{mo}$ ,  $\Phi_{m\ell n}$  могут быть незаметны.

Польза введения таких составных колебаний заключается в следующем. Они представляют собой полевые объекты, которые разумно использовать при описании процесса взаимодействия волнового поля излучения с активной средой внутри резонатора.

Кроме того, следует отметить, что именно композиция из полей  $\Phi_{mo}$ ,  $\Phi_{m\ell n}$  является объектом, наблюдаемым в эксперименте.

Статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}$  на данном этапе определяются статистическими свойствами полей  $\Phi_{mo}$  и  $\Phi_{m\ell n}$ .

$$7.5.5. \quad 2 \cdot 10^{-5} < t' < 10^{-4} \text{ с.}$$

На этом временном этапе крупный импульс  $\Psi_{\perp 0}$  поперечного волнового поля испытывает дифракционное и дисперсионное растяжение вдоль  $\hat{x}$ . Это свойство сопровождается процессом формирования в его крыльях низших шумовых поперечных мод  $\{\psi_{\perp 0q}\}$  с  $q = 1, 2, 3, \dots$ . Этот процесс показан на рис. 22.

Волновая функция  $\tilde{\Psi}$  поля излучения на этом этапе имеет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t}) = & [\sum_m \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t})] \times \\ & \times [\Psi_{\perp 0}(\hat{x}, t, \hat{t}) + \sum_q \psi_{\perp 0q}(\hat{x}, t, \hat{t}) + \\ & + \sum_{\ell, n} \psi_{\perp \ell n}(\hat{x}, t, \hat{t})]. \end{aligned}$$

На данном этапе высшие шумовые поперечные моды (в основном это  $\psi_{\perp \ell n}$ ) испытывают заметное затухание. Одновременно из них образуются обычные высшие поперечные моды. Будем обозначать их тем же символом  $\psi_{\perp \ell n}$ .

Статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}$  теперь определяются статистическими свойствами полей  $\{\psi_{11m} \cdot \Psi_{\perp 0}\}$ ,  $\{\psi_{11m} \cdot \psi_{\perp 0q}\}$ ,  $\{\psi_{11m} \cdot \psi_{\perp \ell n}\}$

$$7.5.6. \quad 10^{-4} < t' < 3 \cdot 10^{-2} \text{ с. Рождение составных мод.}$$

На этом временном этапе происходит возбуждение и накачка поперечных мод шумовыми поперечными модами. Таким образом, структура волнового поля теперь состоит преимущественно из продольных и поперечных мод (а также из затухающей 0-шумовой поперечной моды).

Поперечная и продольная модовые структуры обладают свойством дифракционного и дисперсионного растяжения как в пространстве, так и во времени. Наиболее сильно это свойство проявляется в отношении к поперечным модам. Для продольных мод оно начинает проявляться, начиная с момента времени  $t' \sim 3 \cdot 10^{-2}$  с.

Волновая функция  $\tilde{\Psi}$  общего поля имеет вид, указанный в предыдущем параграфе. Однако теперь волновые функции  $\Psi_{\perp 0q}$  и  $\Psi_{\perp \ell n}$  описывают движение поперечных мод.

На этом этапе становится целесообразным ввести новые полевые объекты – составные моды

$$\Phi_{m0q} = \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t}) \cdot \psi_{\perp 0q}(\hat{x}, t, \hat{t}),$$

$$\Phi_{m\ell n} = \psi_{11m}(\hat{z}, t, \hat{t}) \cdot \psi_{\perp \ell n}(\hat{x}, t, \hat{t}), (\ell \neq 0).$$

Введение этих объектов мотивируется следующим обстоятельством.

Рассмотрим, например,  $\Phi_{m\ell n}$ .

Пространственно-временные области  $Q_{m\ell n}$  определения составных мод в  $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$  расположены в пересечениях таких областей  $Q_m$ ,

$Q_{\ell n}$ , соответствующих продольным  $\psi_{11m}$  и поперечным  $\psi_{\perp \ell n}$  модам. По определению, в областях  $Q_m$  и  $Q_{\ell n}$  конфигурации полей  $\psi_{11m}$  и  $\psi_{\perp \ell n}$  имеют максимальные времена жизни. Следовательно, времена жизни конфигураций поля  $\Phi_{m\ell n}$  в областях  $Q_{m\ell n}$  максимальны. За пределами областей  $Q_{m\ell n}$  в  $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$  возможные конфигурации поля имеют малые времена жизни и, по этой причине, не представляют интереса.

Отметим, что области  $Q_m$  и  $Q_{\ell n}$  при заданных  $t, \hat{t}$  могут не пересекаться в  $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$ . Тогда, в силу эффекта пересечений, соответствующие поля  $\Phi_{m\ell n}$  слабы и, следовательно, они выпадают из рассмотрения, т.е. они незаметны.

Таким образом, в рассматриваемой проблеме наиболее полезную информацию несут конфигурации  $\Phi_{m\ell n}$  (или  $\Phi_{m0q}$ ) полей составных мод.

Подчеркнем, что в общем случае реальные составные моды  $\hat{\Phi}_{m\ell n}$  и  $\hat{\Phi}_{m0q}$  являются самостоятельными волновыми образованиями с собственными частотами, близкими к собственным частотам полей  $\Phi_{m\ell n}$  и  $\Phi_{m0q}$ . По этой причине следовало бы анализировать процесс возбуждения мод  $\hat{\Phi}_{m\ell n}$  и  $\hat{\Phi}_{m0q}$  более сложным способом. Здесь, однако, мы ограничимся приближенным решением проблемы, отождествив  $\hat{\Phi}_{m\ell n}$  с  $\Phi_{m\ell n}$ , а  $\hat{\Phi}_{m0q}$  – с  $\Phi_{m0q}$ .

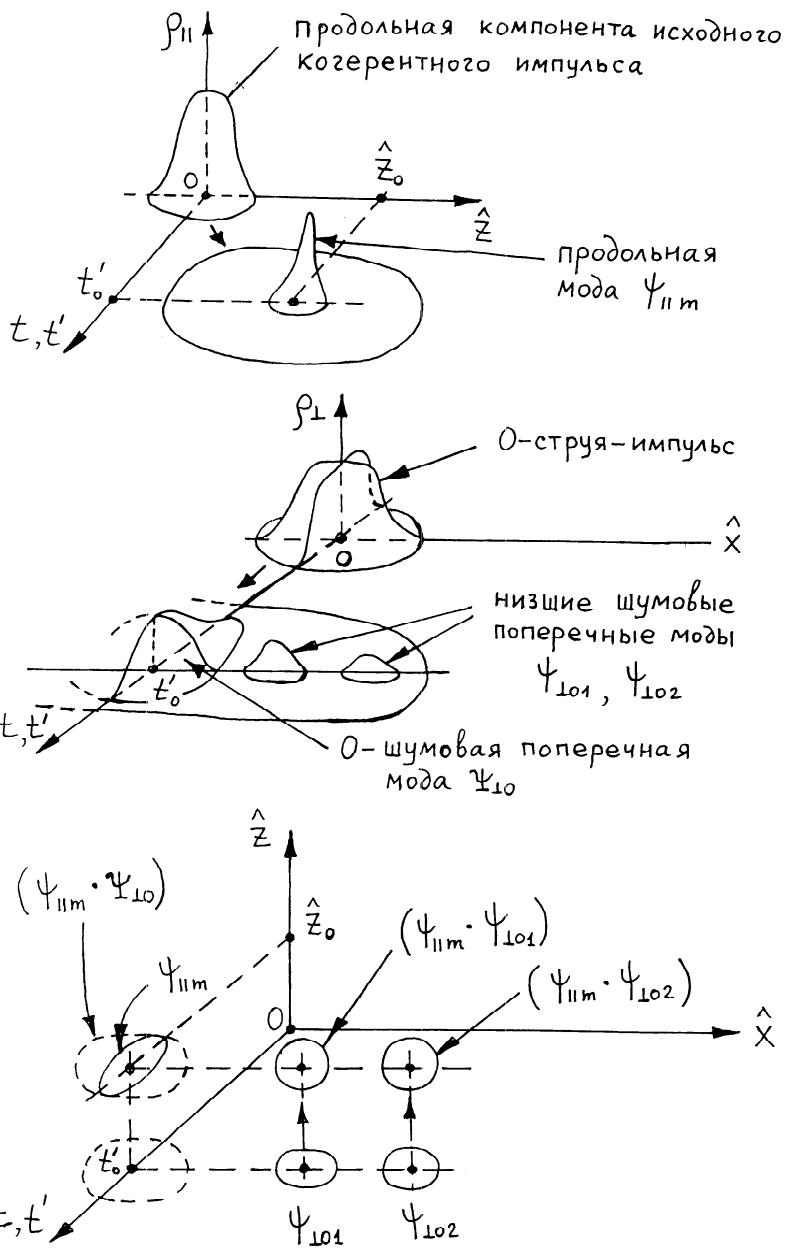


Рис. 22.

Статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}$  на данном этапе определяются, в основном, статистическими свойствами полей  $\{\Phi_{\text{moq}}\}, \{\Phi_{m\ell n}\}$ .

7.5.7.  $3.10^{-2} < t' < 10$  с.

Верхняя временная граница этого этапа соответствует времени жизни низшей поперечной моды. Движение поперечных и продольных мод на этом этапе существенно сопровождается их дифракционным и дисперсионным растяжением как в пространстве, так и во времени. Структура волновой функции  $\tilde{\Psi}$  остается прежней.

Дифракционное и дисперсионное увеличение временной протяженности мод приводит к сужению их спектрального контура линии, наблюдаемого экспериментально.

На этом временном этапе статистические свойства поля  $\tilde{\Psi}$  совпадают с такими свойствами на предыдущем этапе.

7.5.8.  $t' > 10$  с.

На этом временном этапе происходит затухание поперечных мод. Оно сопровождается дальнейшим дифракционным и дисперсионным растяжением конфигураций поля в  $(\hat{z}, \hat{x}, t)$ .

7.5.9. Движение в пространстве-времени  $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$  топологических свойств заданного вначале отдельного когерентного импульса излучения.

Очень ценную информацию о физических свойствах процесса движения волнового поля  $\tilde{\Psi}$ , заданного вначале отдельного когерентного импульса излучения, в пространстве-времени  $(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t})$  можно получить из анализа процесса движения в нем топологических свойств поверхностей уровня амплитуды этого поля. На рис. 23, 24 изображен этот процесс.

На этих рисунках показано, как из исходного когерентного импульса излучения, заданного в момент времени  $\hat{t} = t' = 0$ , сначала (при  $\hat{t} = 2.10^{-7}$  с) происходит образование крупного импульса  $\Psi_{11} \cdot \Psi_{\perp 0}$  и системы мелких импульсов  $\Psi_{11} \cdot \Psi_{\perp \ell}$ . Затем, в момент времени  $\hat{t} = 3.10^{-7}$  с, отражен процесс образования продольных мод  $\{\Psi_{11m}\}$  и, связанное с этим образование полевых подструктур  $(\Psi_{11m} \cdot \Psi_{\perp 0})$  и  $(\Psi_{11m} \cdot \Psi_{\perp \ell n})$ . При этом отражен эффект пересечения в  $(\hat{z}, \hat{x}, t)$  областей определения  $(\Psi_{11m}, \Psi_{\perp \ell n})$  с разными  $\ell$ .

В момент времени  $\hat{t} = 2.10^{-5}$  с на рисунке отражено образование новых полевых структур  $(\Psi_{11m}, \Psi_{\perp 0q})$ .

Далее, начиная с момента времени  $\hat{t} = 3 \cdot 10^{-2}$  с, проявление свойств дифракционного и дисперсионного эффектов в продольной компоненте излучения приводит к пересечению модовых конфигураций (вдоль  $\hat{z}$ ) внутри трех образовавшихся к этому моменту времени  $\hat{t}$  глобальных полевых структур  $(\psi_{11m}, \Psi_{\perp 0}), (\psi_{11m}, \Psi_{\perp 0q}), (\psi_{11m}, \Psi_{\perp ln})$ .

Стадия процесса образования таких пересечений наиболее интересна для топологического изучения.

Дальнейшее проявление свойств дифракционного и дисперсионного эффектов вдоль  $\hat{z}, \hat{x}, \hat{t}$  приводит к образованию в пространстве-времени  $(\hat{z}, \hat{x}, \hat{t})$  трех крупных областей определения полей  $(\psi_{11m}, \Psi_{\perp 0}), (\psi_{11m}, \Psi_{\perp 0q}), (\psi_{11m}, \Psi_{\perp ln})$ . Поле в каждой области представляет собой суперпозицию набора почти одинаковых крупных импульсов с почти совпадающими центрами. Такая структура поля отражена на рис. 24 в момент времени  $\hat{t} = 10$  с.

Это наиболее сильный результат, полученный из проведенного выше примитивного топологического, поверхностного анализа.

### 7.5.10. Замечания и выводы.

Кратко сформулируем наиболее важные замечания и выводы, касающиеся проведенного в п. 7.5. исследования.

1). Исходная когерентная составляющая поля излучения в резонаторе с активной средой на начальном этапе (при  $t' > 0$ ) представляет собой непрерывную последовательность пересекающихся между собой когерентных импульсов со случайной начальной структурой. Внутри отдельного такого импульса структура поля допускает представление в рамках регулярного способа описания посредством волновой функции, специфичной для данного когерентного импульса.

2). Наблюдаемая в эксперименте когерентная структура поля излучения в резонаторе при  $t' > 2 \cdot 10^{-7}$  с определяется суперпозицией случайных волновых полей из ансамбля  $\{\tilde{\Psi}_n(\hat{z}, \hat{x}, \hat{t}, \hat{t})\}$ , где  $n$  – номер исходного когерентного импульса шумового поля,  $n = 1, 2, \dots, N$ . Отдельное волновое поле  $\tilde{\Psi}_n$  имеет следующее строение:

$$\tilde{\Psi}_n = \tilde{\Psi}_{11n}(\hat{z}, t, \hat{t}) \cdot \tilde{\Psi}_{\perp n}(\hat{x}, t, \hat{t}),$$

где  $\tilde{\Psi}_{11n}$  и  $\tilde{\Psi}_{\perp n}$  – поля продольного и поперечного волновых движений.

3). Такое представление когерентной компоненты поля излучения в резонаторе разумно использовать при описании процесса ее взаимодействия с активной средой.

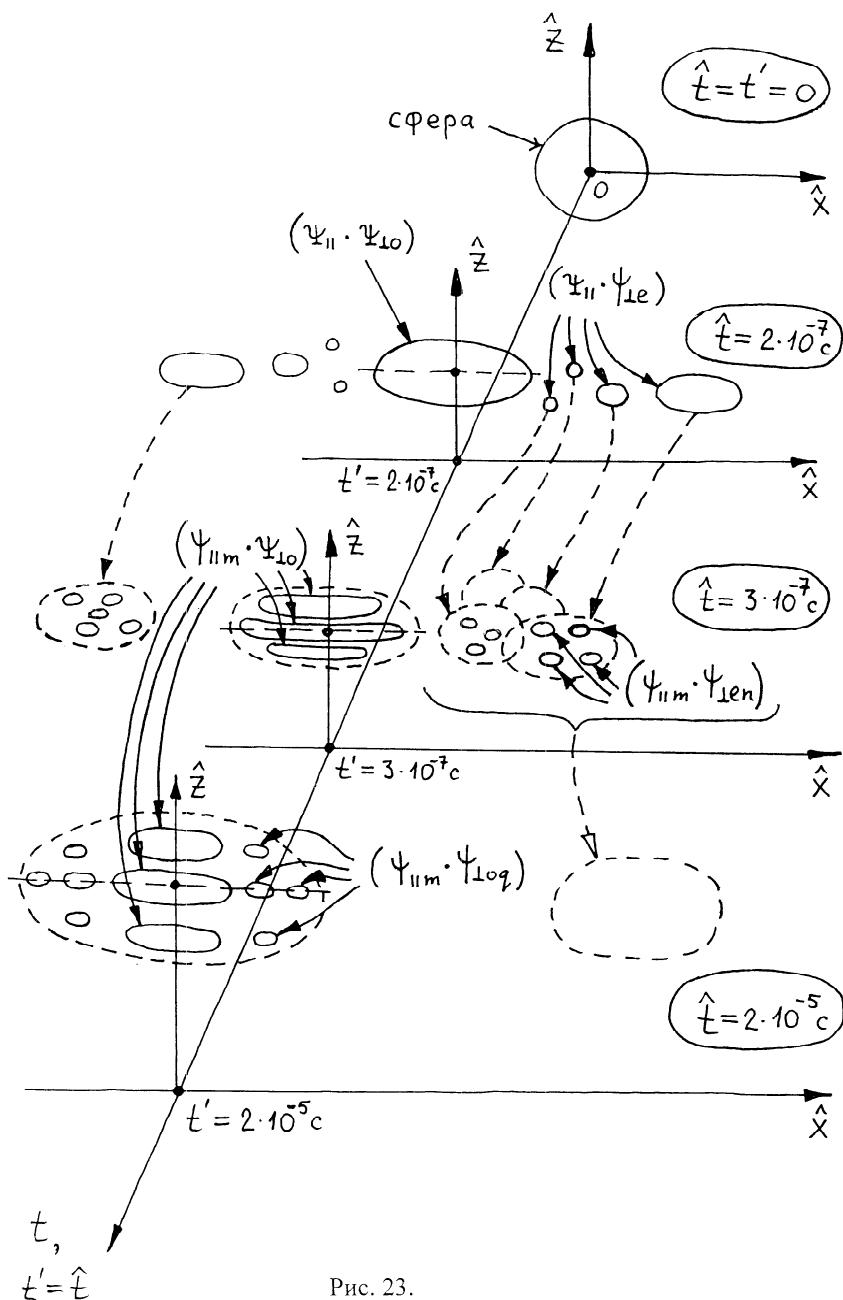
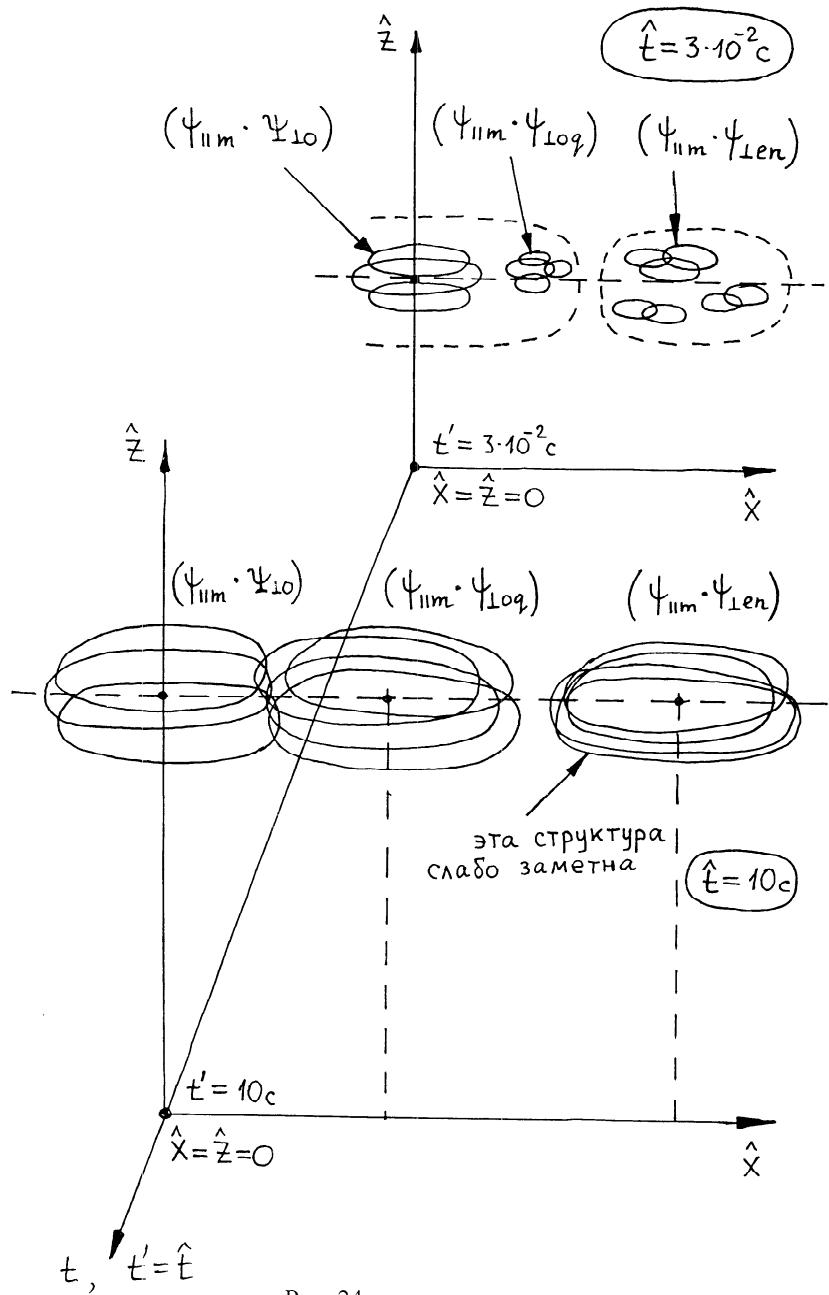


Рис. 23.



4). Наблюдаемая в момент времени  $t' = t_0$  структура поля излучения в резонаторе представляет собой суперпозицию структур поля, определенных на предыдущих этапах его движения (при  $t' \leq t_0$ ) включительно.

5). Наблюдаемое в эксперименте поле отдельной составной моды (или шумовой составной моды) представляет собой суперпозицию совокупности полей «парциальных» составных мод (или шумовых составных мод), имеющих одинаковую частоту (центральную частоту), случайные амплитуды (центральные амплитуды) и относительные фазы (центральные относительные фазы).

6). Наблюдаемая в эксперименте отдельная составная модовая структура поля излучения в резонаторе представляет собой суперпозицию большого количества непрерывно рождающихся и затухающих «парциальных» составных мод. Этот процесс имеет место при движении исходной непрерывной последовательности когерентных импульсов, обладающих начальной случайной волновой структурой. Поэтому наблюдаемая в эксперименте структура отдельной составной моды поля излучения при  $t' \gtrsim 10$  с будет похожа на структуру единственного непрерывного колебания с флуктуирующей амплитудой и фазой.

7). В рамках использованных нами представлений процессы рождения продольных и поперечных мод поля излучения в резонаторе происходят в ограниченных пространственно-временных областях (в  $(\hat{z}, t)$  и  $(\hat{x}, t)$ , соответственно). Поэтому сначала эти моды имеют конечные спектральные ширины как во временном, так и в пространственном отношениях. Свойство сужения спектральных линий мод в процессе их движения в пространстве-времени объясняется проявлением свойств пространственных и временных дифракционных и дисперсионных эффектов. В конечном счете именно они приводят к растяжениям и сглаживаниям исходных модовых конфигураций в пространстве и во времени.

8). Общепринятая модель продольной моды (а также поперечной моды) как суперпозиции двух встречных, бегущих синусоидальных волн, имеющих одинаковую частоту и бесконечную протяженность, имеет ограниченную область применения. Мы показали, что использование такой модели в интересующей нас проблеме оправдано только на временах  $t' >> 3 \cdot 10^{-2}$  с,  $(3 \cdot 10^{-2}$  с – это характерное время проявления дифракционного и дисперсионного растяжения импульса продольной волны излучения, имеющего сначала протяженность 1 м).

9). При описании структуры волнового поля  $\tilde{\Psi}(\hat{z}, \hat{x}, t, \hat{t}) - \tilde{\Psi}_{11}(\hat{z}, t, \hat{t}) \tilde{\Psi}_\perp(\hat{x}, t, \hat{t})$  имеет место эффект пересечений. Его суть заключается в следующем. Если при фиксированных  $\hat{t}, t$  имеется  $\rho_\perp = 0$ , то волновое поле  $\tilde{\Psi}_{11}$  не будет наблюдаться ( $\tilde{\Psi} = 0$ ). Если при