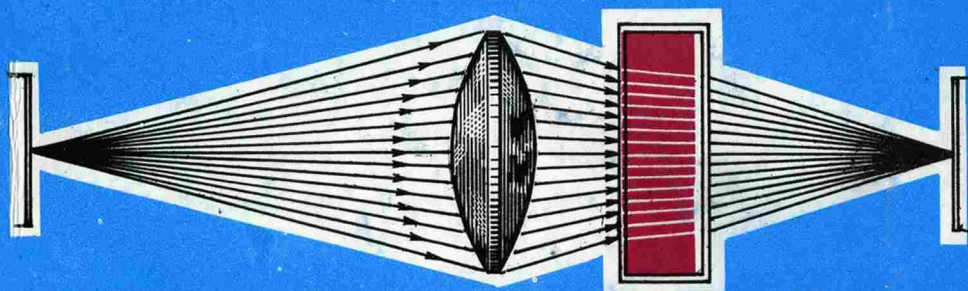




ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С УСИЛИТЕЛЯМИ ЯРКОСТИ



Горький 1988

УДК 621.373.826+535.82

Авторы глав и разделов: В.И.Беспалов (введение, гл. 1), Г.А.Пасманик (введение, гл. 1, разд. 2.3, 3.2); К.И.Земсков, М.А.Казарян (разд. 2.1, 3.1); Н.Г.Бондаренко, И.В.Еремниа, А.И.Макаров, А.Н.Мальшаков, А.К.Потемкин (разд. 2.2); О.В.Кулагин, А.А.Шиллов (разд. 2.3, 3.2); И.Г.Зубарев, В.Ф.Ефимков, С.А.Пастухов, В.Б.Соболев (разд. 2.4); И.Ю.Аникеев, Д.А.Глазков, А.А.Гордеев, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов (разд. 3.3).

Оптические системы с усилителями яркости / ИПФ АН СССР.
Горький, 1988. 173 с.

Рассмотрены вопросы создания панорамных оптических систем, строящих изображение, формирующих голограммы и интерферограммы подсвеченных когерентным светом предметов. Особенностью этих систем является многократное усиление проходящего через них оптического излучения в лазерных и нелинейных оптических усилителях. Кроме того, для исследуемых оптических систем и устройств обращения волнового фронта характерны сравнительно большие углы видения, в сотни раз превышающие дифракционный предел. Сочетание указанных свойств открывает новые возможности использования оптических систем для диагностики поверхности, в дефектоскопии, микроэлектронике, микробиологии и других приложениях. Книга представляет интерес для специалистов в области квантовой электроники и нелинейной оптики, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Ил. 64, табл. 10, список использ. лит. 142, список доп. лит. 21.

Рецензенты

член-корреспондент АН СССР В. И. ТАЛАНОВ,
кандидат физико-математических наук А. И. ХИЖНЯК

ВВЕДЕНИЕ

Исследования и разработки, направленные на создание оптических систем построения изображений и формирования голограмм подсвеченных предметов, до последнего времени в основном опирались на достижения классической оптики и слабо использовали результаты лазерной оптики. Это обусловлено тем, что прогресс в развитии таких оптических систем связан с расширением их поля зрения и улучшением разрешающей способности. В лазерной же оптике разработка соответствующих проблем, наряду с очевидными положительными моментами, имеет свои довольно существенные трудности. Во-первых, для большинства оптических усилителей характерны не очень большие углы видения. Создание же панорамных усилителей с большим углом видения, имеющих к тому же и высокий коэффициент усиления, сопряжено с рядом проблем, одна из которых состоит в подавлении суперлюминесценции, уменьшающей коэффициент усиления тем сильнее, чем больше апертура усилителя. Во-вторых, внесение в оптическую систему активных элементов, накачиваемых внешним источником, приводит, как правило, к необходимости компенсации аберраций этих элементов, связанных с тепловыделением в их объеме и другими эффектами.

В силу указанных обстоятельств, использование в оптических системах усилителей яркости, т.е. устройств, усиливающих проходящее через систему оптическое излучение, вообще говоря, сужает поле зрения и ухудшает угловое разрешение, но вместе с тем, открываются возможности многократного увеличения мощности света, что очень существенно для проекционной микроэлектроники, ряда медицинских, биологических и других приложений. Более того, вследствие селективности усилителя появляется возможность реализовать усиление излучения в достаточно узком диапазоне частот, что позволяет строить изображения и голограммы подсвеченных лазерным излучением предметов в условиях их интенсивного собственного теплового излучения, обусловленного высокотем-

пературным нагревом, или в условиях внешнего широкополосного маскирующего излучения. Кроме того, узкополосный прием повышает чувствительность различного рода оптических систем, особенно в ИК-диапазоне, что делает возможным существенное уменьшение плотности энергии импульсов, подсвечивающих исследуемые предметы, и тем самым увеличение площади освещаемой поверхности. Это представляет интерес при записи голограмм крупногабаритных строений с целью регистрации пространственного распределения невидимых на поверхности дефектов при воздействии виброгенератора, при диагностике объемного распределения дисперсных частиц, плотности и температуры в пламенных и газовых потоках большого поперечного сечения.

Приведенные примеры показывают, что построение оптических систем с усилителями яркости открывает новые, весьма перспективные возможности. Для их реализации необходимо проведение исследований в двух направлениях. Первое направление определяет, каким образом можно создать элементы лазерной оптики, имеющие достаточно большой угол видения и высокое качество, не ухудшающее угловое разрешение оптической системы. Второе состоит в разработке схемных решений, позволяющих компоновывать оптические системы того или иного назначения из указанных элементов лазерной оптики.

Эти два направления отражены в данной монографии, содержащей помимо главы, рассматривающей общие принципы построения оптических систем с усилителями яркости, также еще две главы, посвященные конкретным разновидностям усилителей яркости и оптическим системам, созданным на их основе: В книге представлена научная проблематика, связанная как с особенностями формирования когерентных изображений в классических полях (возможность достижения дифракционного разрешения и компенсации аберраций оптических элементов, равномерность разрешения по полю зрения), так и с влиянием квантовых эффектов (роль суперлюминесценции усилителей, предельная чувствительность, квантовая статистика).

ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С УСИЛИТЕЛЯМИ ЯРКОСТИ

1.1. МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ И ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ВХОДНОГО СИГНАЛА

Рассмотрим упрощенную оптическую систему (рис.1), состоящую из источника 1, подсвечивающего рассеивающий предмет 2, входного объектива 3, расположенного за ним усилителя яркости 4 и матричного фотоприемника 5. Допустим, что источник подсвета представляет собой лазер, излучающий в направлении предмета импульс света с фиксированной во вре-

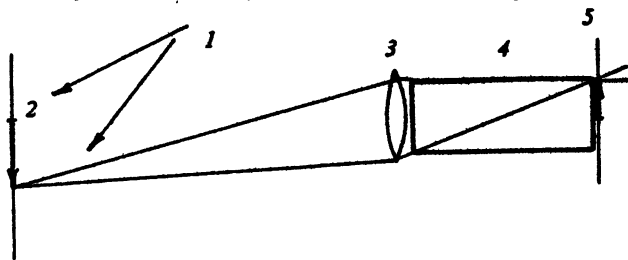


Рис. 1. Оптическая система построения изображения с усилителем яркости:
1 - источник подсвета, 2 - предмет, 3 - объектив, 4 - усилитель яркости,
5 - фотоприемник

мени поперечной структурой, т.е. импульс когерентного излучения УФ-, видимого или ИК-диапазонов. Предположим, что на поверхности предмета импульсное излучение рассеивается диффузно и изотропно в угле 2α и имеет плотность энергии σ .

Для простоты будем считать, что плоскость расположения предмета перпендикулярна оси оптической системы. Выберем на его поверхности какую-либо область площадью ΔS . Поле рассеянного света на этой выбранной площадке можно разложить по различным наборам ортогональных функций, каждая из которых с помощью волнового уравнения пересчитывается в плоскость расположения объектива, удаленного от предмета на расстояние L . Рассмотрим такой набор, функции которого остаются ортогональными после пересчета на поверхности объектива площадью S_0 . (В работе [1] было показано, что

такой набор мод является единственным и определяется решением соответствующего интегрального уравнения, зависящего от апертуры излучения и приемника, т.е. от выбранной площадки на поверхности предмета и поверхности объектива). Соответствующие компоненты поля при пересчете их на поверхность объектива ограниченной апертуры ослабляются. Можно выделить характерное число компонент ΔQ , мощность которых ослабляется не более чем вдвое по сравнению с наиболее интенсивной модой. Именно эти компоненты и формируют, главным образом, поле входного сигнала на поверхности объектива оптической системы. Характерная энергия, приходящаяся на одну компоненту, в среде без оптических потерь составляет величину*

$$\frac{\Delta W}{\Delta Q} = \frac{w \Delta S}{\Delta Q} \cdot \frac{Q}{2\pi}, \quad (1.1)$$

где $Q = S_0 / z^2$ — телесный угол, в пределах которого перехватывается рассеянное предметом импульсное излучение. Для оценки числа ΔQ предположим, что площадка ΔS и апертура объектива оптической системы круглые и имеют соответственно диаметры D и D_0 ($\Delta S = \frac{\pi D^2}{4}$, $S_0 = \frac{\pi D_0^2}{4}$). В рассматриваемом случае круглых апертур и однородной среды между предметом и объективом число

$$\Delta Q = \left(\frac{\kappa D D_0}{4z} \right)^2 \quad (1.2)$$

совпадает с квадратом так называемого френелевского параметра, характеризующего пропускную способность двух диафрагм диаметром D и D_0 , отстоящих на расстоянии z ($\kappa = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны). Подставляя (1.2) в (1.1), получим

$$\frac{\Delta W}{\Delta Q} = \frac{w \lambda^2}{8\pi}. \quad (1.3)$$

Формула (1.3) может быть также получена и из оценки энергии входного сигнала, приходящего на объектив с одного элемента разрешения в плоскости предмета. В самом деле, угловое разрешение объектива, ограниченное дифракцией, составляет величину порядка $4/\kappa D_0$, что соответствует на поверх-

* Для получения изображения необходимо, как правило, чтобы $\Delta Q \gg 1$. Здесь и ниже это условие предполагается выполненным.

ности предмета элементу разрешения размером $d = (4/\kappa D_0)\lambda$. Энергия, излученная предметом с поверхности диаметром d , равна $(\pi d^2/4)\omega$. Так как до объектива доходит лишь часть этой энергии ($\sim \Omega/2\pi$), находим, что энергия излучения, входящего в оптическую систему с одного элемента разрешения

$$\frac{\pi d^2}{4} \omega \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{\omega \lambda^2}{8\pi},$$

определяется при постановке значений d и Ω той же самой формулой (1.3). Совершенно очевидно, что число элементов разрешения на поверхности предмета площадью ΔS совпадает с числом ортогональных компонент, преимущественно формирующих входное поле на поверхности объектива диаметром D_0 .

1.2. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ И КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В обычных (классических) системах информационный сигнал с энергией от элемента разрешения, определяемой формулой (1.3), непосредственно регистрируется на матричный фотоприемник, находящийся либо в плоскости изображения, либо в какой-то другой плоскости. Однако, как уже отмечалось в разд. 1.1, часто применяются и другие методы приема, основанные на использовании когерентных свойств сигнала. Имеется в виду регистрация интерференционной картины, образованной приходящим сигналом с использованием вспомогательной опорной волны (методы гетеродинамирования), может иметь место также регистрация информационного сигнала, предварительно усиленного в оптическом квантовом или любом другом усилителе (методы, основанные на использовании усилителей яркости).

Рассмотрим и сравним перечисленные здесь методы регистрации с точки зрения их предельной чувствительности, лимитируемой квантовыми шумами. Учет этих шумов будем проводить в рамках феноменологической модели, основанной на допущении, что в эксперименте при изменении интенсивности оптического излучения I вместе с полем информационного сигнала \mathcal{E} на приемник попадает также и поле нулевых флуктуаций e , которое, интерферируя с сигналом, изменяет пространственно-временную структуру регистрируемого приемни-

ком излучения. Для получения измеренного значения интенсивности (мощности или плотности энергии) из найденной таким образом интенсивности необходимо вычесть интенсивность (мощность или плотность энергии) нулевых флуктуаций в поле приема.

Если до регистрации информационный сигнал был пропущен через усилитель яркости, то для учета квантовых шумов нулевые флуктуации необходимо добавить к сигналу на входе усилителя, а после усиления интенсивность нулевых флуктуаций вакуума должна быть вычтена из полной суммарной интенсивности входного излучения. Аналогичная процедура ввода и последующего вычета нулевых флуктуаций используется, например, в нелинейной оптике при исследовании статистических характеристик излучения вынужденного рассеяния [2].

Итак, регистрируемую интенсивность будем рассчитывать по формуле

$$I = \frac{c}{2\pi} \left[|\hat{\kappa}(\xi + \epsilon)^2 - |\epsilon|^2 \right], \quad (1.4)$$

где ξ - комплексная амплитуда поля входного сигнала (при наличии опорной волны она также входит в это поле); ϵ - поле нулевых флуктуаций; $\hat{\kappa}$ - оператор, характеризующий свойства усилителя яркости и его внутренние шумы. При $\hat{\kappa} = 1$ формула (1.4) описывает процесс регистрации излучения обычным матричным фотоприемником.

Во всех описанных ниже экспериментах регистрируется главным образом распределение плотности энергии в пучке, прошедшем усилитель яркости, а анализ осцилляций излучения во времени носит лишь качественный характер и сами осцилляции измеряются лишь в отдельно взятых точках поперечного сечения. Поэтому для сопоставления теории и эксперимента удобно проинтегрировать обе части формулы (1.4) по времени и ввести интегральные числа фотонов n , характеризующие полную энергию, приходящуюся на один элемент разрешения. При этом надо иметь в виду, что определение дисперсии указанных усредненных во времени величин дает информацию о флуктуациях квантованного излучения только по поперечному сечению.

По определению

$$n = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega'} I dt dS}{\hbar\omega \Delta Q'} = \frac{1}{\hbar\omega} \left| \frac{\Delta W'}{\Delta Q'} \right|, \quad (1.5)$$

где $\hbar\omega$ — энергия кванта, $\Delta W' = \int_{\Delta Q'} I dt dS$ — энергия проходящего через оптическую систему излучения на площадке поперечного сечения $\Delta S'$ с числом элементов $\Delta Q'$; $\Delta W'/\Delta Q'$ — энергия излучения, приходящегося на один элемент разрешения в поперечном сечении оптической системы. Квантово-механическое среднее (т.е. среднее по ансамблю нулевых флуктуаций) от входящей в формулу (1.5) величины $\Delta W'/\Delta Q'$ может совпадать с классической величиной $\Delta W/\Delta Q$, фигурирующей в (1.3). Однако в общем случае значение \bar{n} вводится безотносительно к числу элементов разрешения оптической системы, и величина

$$\bar{n} = (\Delta W / \Delta Q) / \hbar\omega. \quad (1.6)$$

характеризует среднее число фотонов на элементе разрешения любого поперечного размера.

Найдем дисперсию регистрируемого числа фотонов

$$(\Delta n)^2 = (n - \bar{n})^2 \quad (1.7)$$

и, сравнивая ее со средним значением \bar{n} , определим чувствительность оптической системы. Рассмотрим отдельно три упомянутых в начале этого раздела вида приема.

1. *Сигнал регистрируется непосредственно на матричный фотоприемник* (усилитель яркости отсутствует). В этом случае в формуле (1.4) следует положить $\hat{\kappa} = 1$. Число элементов разрешения матричного фотоприемника $\Delta Q'$ может быть как больше, так и меньше того числа ΔQ , которое характерно для оптической системы, принимающей излучение с площадки на поверхности предмета ΔS объективом с диаметром D_0 . При этом, разумеется, введенное по формуле (1.5) значение \bar{n} будет зависеть от числа элементов разрешения $\Delta Q'$ т.е., по сути, от размера элементарной площадки матричного фотоприемника $\Delta S' / \Delta Q'$. Дисперсия $(\Delta n)^2$, определяемая исходя из формулы (1.4) соотношением

$$(\Delta n)^2 = \bar{n}, \quad (1.8)$$

также зависит от числа элементов разрешения.

Для того чтобы флуктуации регистрируемых каждым элементом матричного фотоприемника значений энергии были относительно малы, необходимо выполнение условия

$$[(\Delta n)^2]^{1/2} \leq \bar{n}, \quad (1.9)$$

или

$$\bar{n} \geq 1$$

$$(1.10)$$

Отсюда видно, что при перехвате информационного сигнала с энергией ΔW , приходящей с площадки ΔS , необходимо, чтобы

$$\frac{1}{\bar{n}\omega} \frac{\Delta W}{\Delta Q'} \geq 1. \quad (1.11)$$

С другой стороны, для получения возможно более полной информации о сигнале число элементов $\Delta Q'$ не должно быть меньше $\Delta Q = (KDD_0/4\lambda)^2$. Отсюда получаем, что оптическая система может регистрировать сигналы с предельным количеством переносимой информации только в том случае, если

$$\Delta Q \leq \frac{1}{\bar{n}\omega} \Delta W, \quad (1.12)$$

т.е. энергия сигнала, попадающая на объектив с одного элемента разрешения $\Delta W/\Delta Q$, превышает один фотон. При отказе от предельно полной информации о предмете значение $\Delta Q'$ может быть меньше ΔQ . В этом случае минимальная энергия сигнала, попадающего на объектив с одного элемента разрешения на поверхности предмета, будет меньше энергии одного фотона во столько раз, во сколько "загрубляется" информационная восприимчивость оптической системы (т.е. в $\Delta Q/\Delta Q'$ раз).

Формула (1.12) дает предельную чувствительность рассматриваемой оптической системы. Сравнивая эту формулу с (1.3), находим минимальную плотность энергии на поверхности освещаемого предмета

$$w > w_{\min} = \frac{8\pi\hbar\omega}{\lambda^2}. \quad (1.13)$$

При "загрублении" информационной восприимчивости оптической системы в $\Delta Q/\Delta Q'$ раз значение w_{\min} падает во столько же раз.

2. Сигнал регистрируется за счет его гетеродинирования с опорной волной. В этом случае в формуле (1.4) следует положить $\hat{k}=1$ и поле \mathcal{E} представить в виде суммы когерентных полей опорной волны \mathcal{E}_0 и сигнала \mathcal{E}_c . Поскольку поля опорной и сигнальной волн могут, вообще говоря, не совпадать по временной структуре, удобно ввести параметр η , характеризующий их относительное "перекрывание" во времени (эффективность гетеродинирования)

$$\eta = \frac{\left| \int \xi_0(t) \xi_c^*(t) dt \right|^2}{\int |\xi_0|^2 dt \int |\xi_c|^2 dt} \quad (1.14)$$

Полагая сигнальную и опорную волны пространственно когерентными, замечаем, что η не зависит от поперечных координат. Так же, как и выше, число элементов разрешения матричного фотоприемника будем считать не зависящим от ΔQ . Вследствие интерференции между сигналом и опорной волной среднее значение регистрируемой интенсивности изменяется в пространстве и "размах" этого изменения в случае плоской опорной волны с амплитудой, существенно большей амплитудой сигнала, определяется очевидным соотношением

$$\bar{n}_{\max} - \bar{n}_{\min} = 4 \sqrt{\bar{n}_0 \bar{n}_c}, \quad (1.15)$$

где \bar{n}_0 и \bar{n}_c - средние числа фотонов в опорной и сигнальной волнах. Чтобы интерференционная картина была заметной, необходимо выполнение условия

$$\left[(\Delta n)^2 \right]^{1/2} \leq \bar{n}_{\max} - \bar{n}_{\min}, \quad (1.16)$$

или с учетом того, что $(\Delta n)^2 \approx \bar{n}_0$,

$$16 \eta \bar{n}_c \geq 1. \quad (1.17)$$

Поскольку $\bar{n}_c \geq 1/16 \eta$, то нетрудно видеть, что число элементов матричного фотоприемника на апертуре сигнальной волны $\Delta Q' \leq 16 \eta \Delta W / \hbar \omega$. В том случае, когда угловой спектр опорной волны сосредоточен внутри углового спектра сигнала, т.е. интерференционные полосы отсутствуют, значение $\Delta Q'$ должно быть больше или порядка ΔQ (если же угловой спектр опорной волны находится вне углового спектра сигнала и в интерференционной картине проявляются характерные полосы, то $\Delta Q'$ должно существенно превышать ΔQ). Следовательно,

$$\Delta Q \leq 16 \eta \Delta W / \hbar \omega, \quad (1.18)$$

или

$$\omega \geq \omega_{\min} = \frac{1}{16 \eta} \frac{8 \pi \hbar \omega}{\lambda^2} = \frac{\pi \hbar \omega}{2 \eta \lambda^2}. \quad (1.19)$$

При "загрублении" информационной восприимчивости в $\Delta Q / \Delta Q'$ раз, значение ω_{\min} падает во столько же раз. На первый взгляд кажется, что при $\eta \approx 1$ рассматриваемый

здесь гетеродинный метод регистрации дает выигрыш по чувствительности в 16 раз. Но этот выигрыш может быть обнаружен лишь в некоторых частных случаях, например, когда интерференционное поле имеет известную поперечную структуру с вариациями фазы α . Для записи более полной интерференционной картины, а не только регистрации перепада $\bar{n}_{max} - \bar{n}_{min}$, требуется существенно большее число фотонов.

3. *Сигнал предварительно усиливается и лишь затем регистрируется.* Для получения каких-либо аналитических выражений для регистрируемых величин при $K > 1$, требуется конкретизировать вид усилителя яркости. Однако в предельном случае идеализированного усилителя, шумы которого связаны с нулевыми флуктуациями, включающими как флуктуации электромагнитного поля вакуума, так и флуктуации дипольного момента плотности или поляризуемости среды, удается получить достаточно общее выражение для регистрируемых величин, не уточняя, например, является ли рабочий переход в активном элементе усилителя одно- или двухквантовым (т.е. рассматривается ли обычный усилитель лазерного типа, усилитель на эффектах вынужденного рассеяния или четырехволнового взаимодействия). Для такого идеализированного усилителя каждая из его поперечных мод "запитывается" нулевыми флуктуациями. Количество этих мод на площадке поперечного сечения усилителя ΔS , усиливающихся с примерно одинаковыми коэффициентами усиления, будем характеризовать числом

$$\Delta Q' = \frac{\Delta S}{\lambda^2 / \Delta \Omega}$$

где $\Delta \Omega$ — телесный угол, в пределах которого сосредоточивается угловой спектр проходящего через усилитель излучения; $\lambda^2 / \Delta \Omega$ — масштаб поперечной неоднородности поля, разлагаемого по введенным модам. В этом случае число фотонов как на входе, так и на выходе усилителя выражается согласно (1.5) соотношением

$$n = \frac{\lambda^2}{\Delta \Omega \hbar \omega} \int_{-\infty}^{+\infty} I dt, \quad (1.20)$$

или

$$n = \frac{\Delta n'}{\Delta Q'}, \quad (1.21)$$

где $\Delta m' = (\Delta S' / \hbar \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} I dt$ - число фотонов на площадке $\Delta S' = \Delta Q' (\lambda^2 / \Delta \Omega)$.

Определяемое формулой (1.21) значение n характеризует полное число фотонов в проходящем через площадку усилителя излучении, нормированное на полное число $\Delta Q'$ элементов разрешения в поперечном сечении, соответствующих пропускной способности оптической системы.

Введенную таким образом величину n можно интерпретировать и несколько шире. Рассмотрим для примера оптическую систему, формирующую изображение подсвеченных предметов. Для такой системы можно ввести набор мод, каждая из которых формирует один элемент разрешения в плоскости изображения. В том случае, когда усилитель расположен перед объективом оптической системы дифракционного качества, а предмет находится достаточно далеко от него, этими модами являются ограниченные по апертуре плоские волны, проходящие под различными углами через усилитель. Иное дело, если усилитель расположен вблизи плоскости изображения, совпадающей для определенности с его выходным торцом. Тогда при достаточно большой апертуре объектива соответствующие моды представляют из себя лучевые трубки, уменьшающие свой размер вдоль длины усилителя, от его диаметра до минимального размера $(\lambda^2 / \Delta \Omega)^{1/2}$, характеризующего элемент разрешения в плоскости изображения. В обоих случаях максимальное число мод равно $\Delta Q'_{\max} = (\Delta S_{\text{вых}} / \lambda^2) \Delta \Omega$, где $\Delta S_{\text{вых}}$ - сечение усилителя. Оба введенных набора мод формируют изображение предмета, и каждая мода этих наборов изменяет свою пространственную структуру по законам дифракции. Эти моды в плоскости изображения фокусируются в соответствующие элементы разрешения, в других же плоскостях они могут перекрываться между собой. Поэтому в общем случае целесообразно говорить не об элементах разрешения в плоскости изображения, а об формирующих их модах, поперечная структура которых изменяется вдоль оси оптической системы. Понятие мод может быть введено не только в оптических системах, строящих изображение предметов, но и в других системах, голографических, интерферометрических и т.п.

Таким образом, значение n в формуле (1.21) можно интерпретировать как числа фотонов, приходящиеся на одну моду. В этом случае формулу (1.4), связывающую регистрируемую интенсивность с полями на выходе усилителя, можно интерпретировать шире, а именно как соотношение, связывающее числа фотонов в моде на выходе оптической системы (напри-

мер, в плоскости изображения) с числом фотонов на ее входе (например, в плоскости объектива). Ясно, что в такой постановке числа фотонов на входе в проекционную оптическую систему совпадают с числами фотонов $(\hbar\omega)^{-1}(\Delta W/\Delta Q)$, приходящих от одного элемента разрешения (см. (1.3)).

Прямой расчет по формуле (1.4) показывает, что для оптической системы, содержащей усилитель с коэффициентом усиления K , средние числа фотонов $\bar{n}(0)$ и \bar{n} и их дисперсия $(\Delta n)^2$ на входе и выходе связаны для каждой моды соотношениями (индекс, маркирующий моды, для простоты опущен)

$$\bar{n} = (K-1)N + \eta K \bar{n}(0), \quad (1.22)$$

$$(\Delta n)^2 = (K-1)^2 N + \eta K^2 n(0), \quad (1.23)$$

где $N = \Delta\nu\tau$ — нормированная ширина линии усилителя, η — квантовая эффективность усилителя, характеризующая его "запитку" входным сигналом (вычисляется по формуле (1.14) с заменой \mathcal{E}_0 на оптимальную структуру входного импульса, обеспечивающего его наибольшее усиление). Параметр η отличается от единицы в той степени, в какой частота и длительность входного импульса не согласуются с полосой $\Delta\nu$ и временем включения τ усилителя. Это рассогласование приводит к тому, что только часть энергии входного импульса "запитывает" продольные моды усилителя, соответствующие наибольшим коэффициентам усиления (их число $N = \Delta\nu\tau$), а остальная часть энергии "запитывает" моды, характеризующие поля с малыми коэффициентами усиления. Тем самым уменьшается квантовая эффективность усилителя, являющегося, по сути, приемником импульсного светового пучка. Квантовую эффективность можно выразить как $\eta = \hbar\omega/W_{min}$, где $W_{min} = W_{min}[\mathcal{E}_c(0,t)]$ — энергия входного импульса, приходящаяся на одну поперечную и одну продольную моду усилителя, при которой эта мода "запитывается" в среднем одним фотоном падающего на вход излучения. Другими словами, величина η характеризует минимальное число фотонов во входном импульсе, требуемое для "запитки" одной моды. При полном согласовании $W_{min} = \hbar\omega$ и $\eta = 1$. В отсутствие усилителя значение η также равно единице (см. выше).

Из формул (1.22) и (1.23) следует, что средние числа фотонов \bar{n} и квантовая дисперсия $(\Delta n)^2$ на выходе оптической системы аддитивно складываются из двух слагаемых, одно из которых связано с шумом спонтанного излучения, а

другое с усилением падающего на вход усилителя когерентного сигнала.

В эксперименте регистрируются $n = \bar{n} + \Delta n$. Нетрудно заметить, что при $K \gg 1$ для определения $n(0)$ в каждой моде на входе в оптическую систему по измеряемому распределению чисел фотонов по модам (для проекционной системы — по элементам разрешения в плоскости изображения) на выходе оптической системы \bar{n} необходимо, чтобы $[(\Delta n)^2]^{1/2} \ll K n(0)$ или

$$[N + n(0)]^{1/2} \ll \bar{n}(0). \quad (1.24)$$

Поскольку $N \gg 1$, то условие идентификации $\bar{n}(0)$ по измененному распределению \bar{n} может быть записано в виде

$$N^{1/2} \ll \eta \bar{n}(0) = \eta \frac{\Delta m(0)}{\Delta Q}. \quad (1.25)$$

Для проекционной оптической системы равенство $\bar{n}(0) = \bar{n}(0, \vec{r}_1)$ характеризует средние числа входных фотонов с элементов разрешения на поверхности предмета, зависящие от его освещенности когерентным светом, а $\bar{n} = \bar{n}(\vec{r}_1)$ — средние числа фотонов на элементе разрешения в плоскости изображения.

Мы видим, что при $N \gg 1$ квантовые ограничения на идентификацию предмета по его изображению могут быть не существенны не только при $\bar{n}(0) \gg N$, но и при $N^{1/2} \ll \bar{n}(0) < N$, т.е. даже в случае, когда отношение сигнал/шум становится меньшим единицы.

Для предмета, диффузно рассеивающего падающее на него лазерное излучение с размером сечения, превышающим размер элемента разрешения на его поверхности, величину $\Delta m(0)/\Delta Q$, приведенную ко входу в оптическую систему, удобно выразить через плотность энергии на освещенной поверхности. Учитывая ослабление энергии, в соответствии с долей перехваченного излучения, находим (см. (1.3))

$$\frac{\Delta m(0)}{\Delta Q} = \frac{8\pi \omega \lambda^2}{\hbar \omega}. \quad (1.26)$$

Отсюда получаем, что условие идентификации предмета по его изображению может быть также записано в виде

$$\omega \gg \omega_{\min} = 8\pi \frac{\hbar \omega}{\lambda^2} \frac{N^{1/2}}{\eta}. \quad (1.27)$$

Правая часть (1.27) падает с ростом λ как $1/\lambda^3$.

Относительная дисперсия

$$\gamma = \frac{[(\Delta n)^2]^{1/2}}{\pi} = \left[N + \eta \frac{\Delta m(0)}{\Delta Q} \right]^{-1/2} \quad (1.28)$$

не зависит от коэффициента усиления K и выходной энергии, но определяется числом входных фотонов на элементе разрешения. Величина γ может быть измерена экспериментально по флуктуациям плотности энергии в плоскости изображения

$\gamma = \Delta w/w$; что дает удобную возможность для сопоставления теории и эксперимента.

1.3. ВЫБОР РАБОЧЕГО ДИАПАЗОНА

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о том, из каких изображений целесообразно выбрать диапазон длин волн для той или иной оптической системы с усилителем яркости. Ответ на этот вопрос зависит в значительной степени от специфики используемого усилителя. Однако можно высказать и некоторые общие соображения.

Прежде всего заметим, что интересующий нас усилитель яркости должен пропускать излучение с числом элементов разрешения по линейному полю зрения $F \sim 10^2 + 10^3$. Это означает, что френелевский параметр, характеризующий пропускную способность усилителя, также должен составить величину указанного порядка, т.е.

$$F \approx \frac{\rho d^2}{\lambda l} \sim 10^2 + 10^3, \quad (1.29)$$

где d - диаметр усилителя, ρ - число каскадов усиления, l - его полная длина. Кроме того, использование на практике усилителя яркости должно обеспечить достаточно большой коэффициент усиления излучения, превышающий, как правило, $K \geq 10^4$. Следовательно, для однокаскадного усилителя его логарифмический коэффициент усиления должен составлять величину

$$\alpha l \approx l_n K \geq 10.$$

В общем случае при числе каскадов $\rho = 1, 2, 3$

$$\rho \alpha l = l_n K \geq 10. \quad (1.30)$$

С другой стороны, усиление спонтанного излучения в попереч-

ном направлении усилителя с размером l_1 не должно превышать 20-40%, т.е.

$$\alpha l_1 \leq 0,2 + 0,4. \quad (1.31)$$

В противном случае неизбежно падение коэффициента усиления и достижение значений $K \geq 10^4$ становится нереальным. Сравнивая (1.30) с (1.31), находим

$$\frac{l_1}{\rho l} \leq 3 \cdot 10^{-2}. \quad (1.32)$$

Полагая для определенности $F > 3 \cdot 10^2$, получаем

$$\frac{\lambda}{\rho l_1} \leq 10^{-4}. \quad (1.33)$$

Для среднего ИК-диапазона ($\lambda = 10$ мкм) при $\rho = 1$ это соответствует диаметру активного элемента $l_1 \geq 10$ см, длине $l = 3$ м, погонному коэффициенту усиления $\alpha = 0,03$ см $^{-1}$.

При $\rho \neq 1$ размеры пропорционально уменьшаются. Так, для $\rho = 2$ находим $l_1 = 5$ см, $l = 1$ м и $\alpha = 0,06$ см $^{-1}$.

Для ближнего ИК-диапазона ($\lambda = 1$ мкм) при $\rho = 1$ получим $l \geq 1$ см, $l = 34$ см, $\alpha = 0,3$ см $^{-1}$. Для видимого диапазона ($\lambda = 0,6$ мкм) $l_1 = 0,6$ см, $l = 20$ см, $\alpha = 0,5$ см $^{-1}$.

Для УФ-диапазона ($\lambda = 0,2$ мкм) $l_1 = 0,3$ см, $l = 10$ см, $\alpha = 1,5$ см $^{-1}$.

Видно, что использование панорамного усилителя в среднем ИК-диапазоне влечет за собой резкое увеличение габаритов оптической системы. В то же время этот диапазон удобен тем, что здесь допустимы низкие уровни энергии на подсвет, поскольку минимальная плотность энергии на поверхности предмета $1/\lambda^3$ (см. (1.27)). На практике, однако, встречаются определенные трудности создания матричных фотоприемников с высокой чувствительностью и большим динамическим диапазоном при $\lambda = 10$ мкм. Поэтому, несмотря на существование панорамных усилителей яркости на основе [0 $_2$ -лазеров (см., например, [3]), создание с их помощью систем регистрации слабых сигналов, в частности панорамных систем построения изображения, составляет сложную, но немаловажную задачу.

Хотя чувствительность матричных фотоприемников среднего ИК-диапазона сравнительно не высока, при достаточно большом коэффициенте усиления ($K \geq 10^4$) усилителя яркости в плоскости изображения удается сформировать распреде-

Линейная плотность энергии, вполне достаточная для регистрации поперечной структуры светового пучка. Это обстоятельство указывает на перспективность использования оптических систем с усилителями яркости для построения когерентных изображений при $\lambda = 10$ мкм. Минимальная освещенность диффузно рассеивающего предмета соответствует плотности энергии отраженного импульса:

$$W_{\text{min}} \left[\text{Дж/см}^2 \right] = 6 \cdot 10^{-3} \frac{N^{-1/2}}{\eta}.$$

Для реально существующих усилителей яркости $N \geq 10^3$. Поэтому при $\eta = 1$ имеем $W_{\text{min}} = 2 \cdot 10^{-11}$ Дж/см², что вообще говоря, является сравнительно небольшой величиной в условиях подсвета даже таких крупногабаритных предметов, как здания, мосты и т.п. (Изображения и голограммы этих предметов используются для регистрации напряжений и скрытых дефектов при воздействии на них виброгенераторов).

В то же время достижение высокого углового разрешения в среднем ИК-диапазоне затруднено из-за большого диаметра входного объектива. В этой связи в ряде случаев представляется предпочтительным использование ближнего ИК-диапазона, где хорошо разработаны твердотельные усилители на стеклах или кристаллах ($\lambda \approx 1$ мкм). Дело в том, что в этом диапазоне удается создать весьма узкополосные усилители с

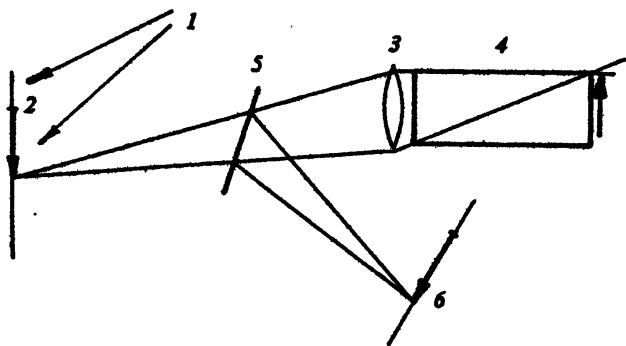


Рис. 2. Оптическая система построения изображения с усилителем яркости и ОВФ-зеркалом: 1 – источник подсвета, 2 – предмет, 3 – объектив, 4 – усилитель яркости и ОВФ-зеркало, 5 – полупрозрачное зеркало, 6 – фотоприемник

$N=2$ и реализовать чувствительность, существенно более близкую к квантовому пределу (см. далее гл. 3). При $N=2$ и $\eta=1$ достигается значение $w_{\text{min}}=10^{-9}$ Дж/см². Несмотря на то что величина в несколько десятков раз превышает аналогичную величину, характерную для среднего ИК-диапазона, в диапазоне $\lambda \approx 1$ мкм проще достичь высокого углового разрешения и получить информацию о тех деталях предмета, которые не разрешимы на больших длинах волн.

Однако в тех задачах, где требуется реализовать очень высокое микронное и субмикронное разрешение (микроэлектроника, микробиология и т.п.) предметов сравнительно небольших размеров (~ 1 мм), более предпочтительным является использование усилителя видимого и УФ-диапазонов на основе лазеров на красителях [4], парах металлов [5], эксимерах [6].

Все перечисленные виды усилителей яркости могут внести, вообще говоря, абберационные искажения в проходящее через них излучение, особенно в условиях светосильной оптики. В том случае, когда такие искажения несущественны (газовые среды, низкие частоты повторения импульсов, объектив имеет невысокую светосилу), достаточно использовать однопроходовые схемы усиления сигнальной волны (см. рис. 1). Если же абберации существенны (твердотельные или жидкостные усилители, высокие частоты повторения импульсов, объективы с большой светосилой), целесообразно использовать двухпроходовые схемы усиления с отражением излучения зеркалом, обращающим его волновой фронт (рис. 2). Ниже будут рассмотрены особенности обеих указанных здесь схем.

ПАНОРАМНЫЕ УСИЛИТЕЛИ И ОВФ-ЗЕРКАЛА

2.1. УСИЛИТЕЛИ ЯРКОСТИ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Важность задачи усиления излучения, формирующего изображение подсвеченного предмета, отмечалась еще в одной из первых работ, положившей начало развитию квантовой электроники [7]. Ряд существенных аспектов этой проблемы изучался в работах [8 - 10]. В [11, 12] впервые были сформулированы требования к активным средам для усиления яркости изображения. Основываясь на указанных требованиях, можно описать некоторую "модель" квантового усилителя, свойства которого делали бы его пригодным для практического использования.

Для того чтобы усилитель не вносил искажений в передаваемую информацию, усиливающая среда должна быть оптически однородна. С другой стороны, для реализации возможно большего энергосъема усиление должно быть достаточным для однопроходного насыщения среды. При этом эффективность использования запасенной в среде инверсии может приближаться к эффективности лазера на основе той же активной среды.

Геометрические размеры и угловая апертура усилителя должны обеспечивать прохождение пучков света без потерь оптической информации. При этом, поскольку имеется в виду практическое применение усилителей яркости изображения в реальных оптических системах, то размеры усилителя не должны превышать 10 - 100 см. В сочетании с требованием работы в режиме насыщения такая длина усилителя подразумевает необходимость получения локального коэффициента усиления среды $0,1 - 1,0 \text{ см}^{-1}$.

Наряду с большим усилением активная среда должна обеспечивать на выходе среднюю мощность, достаточную для практического использования, например, для создания яркого изображения на заданной площади экрана. Немаловажным условием эффективного использования усилителей является также высокий КПД среды.

Если с учетом изложенных требований оценить возможность создания усилителя, работающего в непрерывном режиме во всем видимом диапазоне спектра, то для длины 10 см и коэффициента усиления 1 см^{-1} даже при КПД равном единице требуемая скорость накачки верхнего уровня рабочих атомов составляет величину $10^{25} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, или для видимого диапазона — порядка 4 МВт/см^3 . С учетом реальных КПД существующих лазерных сред это значение следует увеличить еще, как минимум, на порядок. Создание источников накачки такой мощности вызывает очень серьезные трудности. Кроме того, возникает проблема отвода выделяющегося тепла.

Задача существенно упрощается, если создавать усилители, рассчитанные на работу в узких полосах частот, работающие в импульсном режиме, так как в коротком импульсе сравнительно несложно достичь высокой плотности инверсии. Среднюю мощность на выходе усилителя можно при этом регулировать, изменяя частоту следования импульсов.

Проведенная оценка позволяет дополнить требования к усилителю. Активная среда должна работать в импульсном режиме, причем для достижения больших средних мощностей на выходе среда должна допускать работу с высокими частотами следования импульсов.

Среди известных в настоящее время многочисленных лазерных сред наиболее полно удовлетворяют сформулированным требованиям активные среды импульсных газоразрядных лазеров на парах металлов [13]. Рассмотрению свойств и характеристик усилителей яркости изображения на основе этих активных сред и будет в основном и посвящена настоящая глава. Однако ранее кратко опишем эксперименты по усилению яркости изображений, предшествовавшие появлению усилителей на парах металлов.

По-видимому, первые такие эксперименты были проведены в работе [14] с однонаправленным рубиновым усилителем бегущей волны. В [15] была реализована интересная конструкция усилителя в виде толстой линзы из рубинового стекла. В [9] получено усиленное по яркости изображение простого

объекта с помощью активной среды неодимового лазера.

Активные среды газовых лазеров использованы для "активного формирования изображений" в работах [16, 17]. Эксперименты проводились с гелий-неоновым лазером и парами однократно ионизированной ртути в полой катодной трубке.

В работе [4] описан усилитель яркости на основе лазера на красителе с накачкой от азотного лазера.

Столь небольшое число работ по данной теме, по-видимому, может служить подтверждением того, что на протяжении всего первого десятилетия квантовой электроники интерес к проблеме усиления яркости оптических изображений не угасал, но отсутствие активных сред, способных удовлетворить требованиям к усилителям яркости, сильно ограничивало развитие этих работ. Предложение использовать для усиления яркости активные среды на парах металлов было впервые опубликовано в [18].

Однако трудности, связанные с необходимостью работы при температурах 1000 - 2000 К, соответствующих рабочему давлению пара металла, существенно задерживали экспериментальную реализацию таких усилителей. Практически создать усилитель яркости на парах меди [19] стало возможно лишь после того, как в работе [20] был предложен метод саморазогрева. Он заключается в использовании для нагрева рабочей зоны активного элемента энергии того же импульсного разряда, который осуществляет возбуждение атомов металла.

Ниже рассмотрены усилительные характеристики активных сред на парах металлов. В качестве параметра, характеризующего усилительные свойства активных сред, использовано эффективное усиление - отношение средних значений мощностей света на выходе и входе усилителя.

2.1.1. Эффективное усиление активных сред

В работах [12, 21 - 27] приведены результаты измерений усилительных характеристик активных сред на парах меди, галогенида меди, золота, свинца, марганца, бария. Эксперименты проводились в условиях, близких к работе усилителей яркости изображений в реальных оптических системах. Схема экспериментов показана на рис. 3. Объектив 3 фокусировал на полупрозрачное зеркало 2 излучение сверхсветимости активного элемента 6. Входной сигнал усилителя, несущий

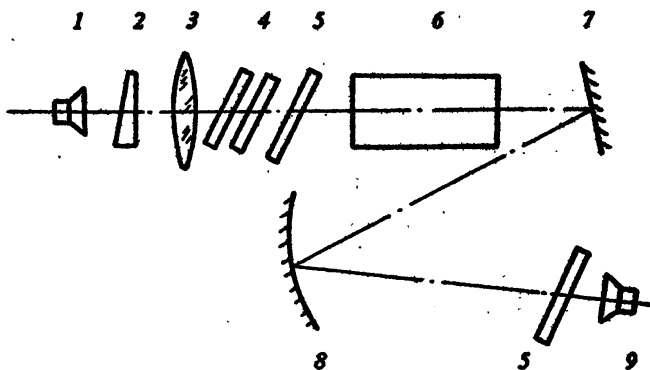


Рис. 3. Схема измерения эффективного усиления: 1, 9 – измерители мощности, 2 – объект (полупрозрачное зеркало на клиновидной подложке), 3 – объектив, 4 – ослабители входного сигнала, 5 – светофильтры для выделения рабочей области спектра, 6 – усилитель, 7, 8 – система для фокусировки выходного пучка на вход измерителя 9

изображение поверхности зеркала 2, формировался в пучках света, отраженных этим зеркалом и прошедших объектив 3. Геометрический расчет хода лучей показывает, что в такой схеме мощность входного сигнала усилителя практически равна мощности света, пропущенного полупрозрачным объектом 2, если объект располагается вблизи фокальной плоскости объектива. Средняя мощность пучка, пропущенного объектом 2, и вышедшего после однократного усиления из активной среды 6, измерялась калориметрическими фотоприемниками 1 и 9. Для изменения величины входного сигнала применялись калиброванные на данную длину волны нейтральные светофильтры 4. Диапазон изменения входного сигнала ограничивался, с одной стороны, в отсутствие ослабителей, значением приблизительно половины мощности излучения сверхсветимости, с другой – возможностями визуального наблюдения усиленного изображения на экране, помещавшемся вместо измерителя 9. Для устранения погрешности измерения входного сигнала, связанной с излучением от стенок нагретой трубки, использовались интерференционные или стеклянные фильтры 5, выделяющие рабочую длину волны. Влияние теплового излучения на измерения усиленного изображения было пренебрежимо мало, в частности из-за значительного удаления системы регистрации.

По величине мощности, измеренной приемником 1, и известным коэффициентам пропускания и отражения элементов

схемы и объекта можно вычислить значение средней мощности входного сигнала. При расчете величины входного сигнала не учитывались потери на отражение и рассеяние на деталях схемы и поглощение в объективе. Не учитывались также потери света на оправе объектива, возникающие из-за частичного экранирования пучков света, приходящих на объект из внеосевых областей активной среды. Оценка показала, что в условиях данной работы эти потери составляли меньше 10 % величины входного сигнала. Следует заметить, что учет всех перечисленных потерь лишь увеличил бы полученные значения эффективного усиления.

Усиленное изображение объекта располагалось вблизи выходного (дальнего от объекта) торца трубки-усилителя и затем проектировалось системой 7, 8 на вход измерителя 9. Излучение сверхсветимости распространялось в направлении к измерителю 9 так же, как и к объекту, образуя, в отсутствие объекта, равномерно освещенное пятно на экране. Размер этого пятна определяется геометрической апертурой (т.е. отношением диаметра к длине) трубки активного элемента.

Размер усиленного изображения заметно меньше вследствие двукратного прохода по активной среде излучения, сначала освещающего объект, а затем формирующего усиливаемое изображение. При измерении выходной мощности в усиленном изображении входное окно приемника выделяло пучки, несущие информацию, срезая излучение сверхсветимости, обладающее большей расходимостью.

После измерений значение эффективного усиления подсчитывалось как отношение средних мощностей выходного и входного сигналов усилителя.

При работе с описанной схемой особое внимание уделялось предотвращению паразитных обратных связей, которые, обеспечивая многопроходное усиление части пучков света, могли бы существенно исказить полученные данные. С этой целью чернились или закрывались зачерненными экранами крепления оптических деталей, плоские элементы схемы (окна усилителя, светофильтры и т. п.) устанавливались под некоторым углом к оси, система регистрации усиленного пучка (детали 7, 8, 9) размещалась на значительном расстоянии от активной среды, что в силу кратковременности существования инверсии также способствовало предотвращению обратных связей.

Результаты, полученные в описанной схеме, представлены в табл. 1. Легко видеть, что почти при всех значениях вход-

Таблица 1

Активная среда	Длина волны, нм	Входной сигнал, мВт	Выходная мощность, мВт	Эффективное усиление
Cu	510,6	$1,4 \cdot 10^{-1}$	240	1700
		$1,5 \cdot 10^{-2}$	110	7300
		$1,7 \cdot 10^{-3}$	27	16000
Au	627,8	$1,7 \cdot 10^{-1}$	344	280
		$1,0 \cdot 10^{-1}$	261	280
		$2,7 \cdot 10^{-2}$	87	2200
		$1,5 \cdot 10^{-3}$	16	10700
Pb	722,9	1,26	110	85
		$1,3 \cdot 10^{-1}$	50	385
		$2 \cdot 10^{-2}$	19	950
		$2 \cdot 10^{-3}$	6	3000
Ba	1500	12,1	2100	173
		$7,5 \cdot 10^{-1}$	1270	1680
		$1,5 \cdot 10^{-1}$	390	2700
Mn	534,1	1,5	79	53
		$8 \cdot 10^{-1}$	60	75
		$1,9 \cdot 10^{-1}$	27	140
		$1,4 \cdot 10^{-2}$	14	1000
Mn	1290	$8 \cdot 10^{-1}$	85	105
		$5,2 \cdot 10^{-1}$	76	145
		$2,3 \cdot 10^{-1}$	60	265
		$7 \cdot 10^{-3}$	24	3400
Cu Cl	510,6	$2,4 \cdot 10^{-1}$	193	805
		$7,8 \cdot 10^{-2}$	114	1460
		$3,9 \cdot 10^{-2}$	64,5	1648
		$4,8 \cdot 10^{-3}$	47	9720
Cu Br	510,6	4,08	2900	710
		1,81	2700	1490
		1,07	2500	2440
		0,22	1400	6300

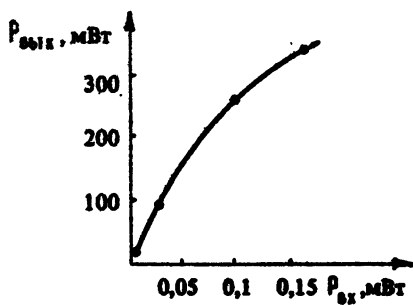


Рис. 4. Типичная зависимость выходной средней мощности усилителя от средней мощности входного сигнала. Усилитель на парах золота

ных сигналов исследованные активные среды работают в режиме насыщения, сохраняя, однако, даже при наибольших выходных мощностях значения эффективного усиления 10^2 . На рис. 4 показана типичная зависимость выходной мощности от величины входного сигнала, измеренная для активной среды на парах золота. Ход таких зависимостей для остальных активных сред аналогичен приведенной. График еще нагляднее показывает, что

активная среда-усилитель обладает значительной степенью насыщения и, следовательно, достаточно полно использует запасенную в среде инверсию. Эффективность исследованных усилителей была экспериментально продемонстрирована при сравнении максимальных достигнутых в этих работах выходных мощностей усилителей и лазеров. Усилители работали в описанной схеме с реальным объектом (участок интегральной схемы). Резонаторы лазеров были составлены из плоских алюминированных зеркал и ненапыленных кварцевых подложек. Измерения проводились в нестационарных тепловых условиях при повышенных мощностях накачки.

Результаты представлены в табл. 2. Для всех исследованных активных сред выходные мощности усилителя лишь в несколько раз отличаются от мощностей соответствующих лазеров, что указывает на вполне реальную возможность создания высокоэффективных усилителей с активными средами на парах металлов и их соединений.

Таблица 2

Активная среда	Длина волны, нм	Выходная мощность, Вт		η^*
		усилителя	лазера	
Li	510,6	1,54	3,52	0,44
Ca Sr	510,6	2,52	4,5	0,56
Al	637,8	0,5	1,5	0,34
Pb	722,9	0,26	0,5	0,52
Ba	1500	3,6	4,4	0,82
Na	1290	0,16	0,8	0,2
Na	534,1	0,14	0,8	0,18
Ca Sr	510,6	3,6	6,1	0,59

$$\eta^* = \frac{\text{Выходная мощность усилителя}}{\text{Выходная мощность лазера}}$$

2.1.2. Собственный шум усилителя

Рассмотрим теперь усиление слабого сигнала. Ясно, что уменьшение входного сигнала усилителя ограничивается величиной его собственных шумов. Перечисленные выше меры по уменьшению "технических" шумов, возникающих из-за отражения и рассеяния на элементах оптической схемы, позволили существенно снизить мощности входных сигналов, при которых на выходе системы еще различаются полезный сигнал и фон. Существует, однако, такая неустранимая составляющая шума, как шум, обусловленный спонтанным излучением по рабочему переходу. Наличие этого излучения накладывает, в частности, принципиальное ограничение на возможность уменьшения средней мощности входного сигнала. Чтобы оценить мощность фона, обусловленного спонтанным излучением, рассмотрим некоторую активную среду-усилитель в виде цилиндра длиной l и диаметром D_0 .

Для численной оценки минимального допустимого входного сигнала усилителя примем, что $N_2/\Delta N = 1$, оговорившись, что полученное значение мощности — это нижняя оценка допустимого входного шума, где N_2 — населенность верхнего уровня, ΔN — инверсия. Тогда выражение для средней мощности шума на входе усилителя примет вид

$$P_{ш. вх.} = h\nu \Delta\nu \frac{\tau_{св}}{T} \left(\frac{D_0^2}{\lambda l} \right)^2,$$

где $h\nu$ — энергия фотона, $\tau_{св}$ — длительность инверсии (примем, что эта величина близка к значению длительности импульса сверхсвечимости), T — период повторения импульсов.

Рассмотрим более подробно, чем определяется значение частотной полосы $\Delta\nu$. В условиях экспериментов данной работы основным механизмом уширения линии будем считать неоднородное доплеровское уширение [28], при котором ширина контура линии на полувысоте определяется известным выражением

$$\Delta\nu_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}},$$

где T — температура газа, K ; M — атомный вес; ν_0 — частота, соответствующая центру линии.

Однако в реальных условиях картина усложняется из-за того, что все исследованные среды представляли собой естественные смеси изотопов, среди которых есть как четные (с нулевым спином ядра), так и нечетные. Это обстоятельство предопределяет появление сложной структуры линий, обусловленной, помимо доплеровского уширения, наличием сверхтонкой структуры (СТС) и изотопических сдвигов.

Соответствующая информация о структуре линий атомов меди, золота, свинца и бария получена соответственно из работ [28, 29 - 31, 32 - 34, 35 - 38]. В табл. 3 приведены данные, использованные для расчета формы линий. Следует отметить, что в настоящее время нет единого мнения о возможной величине температуры газа в лазерных средах на парах металлов. Однако при большом числе изотопических и сверхтонких компонент, характерном для рассматриваемых активных сред, полуширина суммарного контура линии не сильно зависит от значения температуры, заложенной в расчет. Например, для паров золота увеличение температуры с 1873 К до 3000 К дает приращение суммарной полуширины всего на 10 %.

Расчет формы линий проводился по обычной методике (см., например, [39]). После определения расположения и относительных интенсивностей компонент для каждой из них вычислялся гауссов контур, и затем суммированием вкладов от всех контуров на каждой частоте определялся общий контур линии. Расчет контуров компонент проводился по формуле

$$J(\nu) = \sum_{i=1}^k J_{oi} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_{oi} - \nu}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right],$$

где $J(\nu)$ - общий контур линии, J_{oi} - относительная интенсивность i -й компоненты, $(\nu_{oi} - \nu)$ - расстояние от центра компоненты, $\Delta\nu_D$ - полуширина доплеровского контура.

Таким образом, нами были рассчитаны контуры спонтанных линий меди, золота, свинца, бария. Для упрощения расчетов при построении линии свинца не учитывался его малораспространенный изотоп 204 (1,4 %). Анализ ситуации в барии показал, что интенсивности даже самых ярких компонент СТС двух нечетных изотопов не превышают в относительных единицах 4 %, не оказывая, таким образом, заметного влияния на суммарную полуширину. Поэтому общий контур построен

Таблица 3

Атом	Изотопы	Спин-ядра	Относительное содержание изотопа, %	Переход	Длина волны, нм	T, К
Cu	63	3/2	69	${}^2P_{3/2}^0 - D_{3/2}$	510,5	2100
	65	3/2	31			
As	197	3/2	100	${}^2P_{1/2}^0 - {}^2D_{3/2}$	627,8	2200
Pb	204	0	1,4	${}^3P_1^0 - {}^1D_2$	722,9	1300
	206	0	23,6			
	207	1/2	22,7			
	208	0	52,3			
Ba	130	0	0,101	${}^1P_1^0 - {}^1D_2$	1500	1500
	132	0	0,097			
	134	0	2,42			
	135	3/2	6,56			
	136	0	7,81			
	137	3/2	11,32			
Mn	55	5/2	100	${}^4P^0 - a^6D$	534,1	1300
				${}^2P^0 - a^6D$	1290	

только с учетом изотопического сдвига двух наиболее распространенных изотопов.

В данной работе при измерениях не проводилось разделение линий атома марганца. Для оценки входного шума были использованы доплеровские ширины линий 534,1 нм и 1,29 мкм [40, 41], на которых, судя по литературным данным, в условиях, близких к условиям настоящей работы, наблюдается наибольшее усиление.

Значения мощности шума на входе усилителя, рассчитанные с использованием полученных значений полуширин спонтанных линий, приведены в табл. 4, где указаны и значения остальных параметров, необходимых для этого расчета. Там же приведены для сравнения минимальные экспериментально полученные значения входного сигнала, при которых на выходе усилителя еще можно визуально различить изображение.

Различие измеренных и рассчитанных значений $P_{вх}$ можно объяснить несколькими причинами. Напомним, в частности, что расчет дает нижнюю оценку величины входного сигнала, соответствующую предположению $N_2/\Delta N = 1$, что, очевидно, является некоторой идеализацией и практически недостижимо. Следует также отметить, что визуальный метод

оценки накладывает определенные ограничения на возможность уменьшения входного сигнала. Известно, что для каждой длины волны существует некоторый диапазон наиболее благоприятных для визуального наблюдения значений яркости. При снижении уровня яркости изображения на экране существенно падают как разрешающая, так и "обнаружительная" способности (т. е. способности различать объект и фон) глаза. Ясно, что такое падение быстрее сказывается при работе с излучениями, обладающими малыми коэффициентами "видности". Это отчасти и объясняет причину того, что при переходе от 510,5 нм к 627,8 и 722,9 нм значения минимальных экспериментально полученных входных сигналов все сильнее отличаются от расчетных значений. Наибольшее расхождение, как видно из табл. 4, получено для λ_1 . Это объясняется тем, что использовавшиеся в качестве визуализаторов люминесцентные экраны обладали довольно высокими порогами возбуждения (или гашения), что и приводило к необходимости получения больших входных мощностей, а, следовательно, в наших условиях и к необходимости увеличения входного сигнала.

Кроме того, как уже отмечалось выше, отрицательную роль при измерениях усилительных характеристик (особенно в области малых входных сигналов) играют паразитные рассеяния и отражения света на элементах оптической схемы. Их влияние, в частности, может проявляться в том, что входной сигнал формируется не усиленным спонтанным излучением, как предполагается в проведенной оценке, а пучками света, усиленными за несколько проходов в паразитных резонаторах. Опасность возникновения таких резонаторов возрастает с увеличением коэффициента ненасыщенного усиления среды. Из данных табл. 4 видно, что разница измеренных и рассчитанных величин возрастает с увеличением длины волны, на которой осуществляется усиление. С другой стороны, коэффициент насыщенного усиления также растет пропорционально квадрату длины волны. Более точный количественный учет паразитного светорассеяния, достаточно сложный и в традиционных оптических системах, существенно усложняется в системах с усилителями яркости, в которых механизмы образования и разрушения инверсии нестационарны.

Таблица 4

Активная среда	λ , нм	$h\nu \cdot 10^{19}$, Дж	$\Delta\nu$		ν , 10^9 с	$T \cdot 10^4$, с	$h\nu \Delta\nu \frac{\nu}{T}$, Вт	$(D_{21}^2 / \Delta\nu)^2 \cdot 10^5$	Расчет $P_{\text{вн}}, \text{Вт}$	Эксперимент $P_{\text{вн}}, \text{Вт}$
			см^{-1}	10^9 Гц						
Сш	510,5	3,89	0,254	7,62	20	1	$5,9 \cdot 10^{-13}$	15,2	$0,9 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$
Аш	627,8	3,17	0,046	1,38	20	0,9	$0,97 \cdot 10^{-13}$	5,4	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
РВ	722,9	2,75	0,026	0,78	40	0,7	$1,2 \cdot 10^{-13}$	3,06	$3,8 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Вд	1500	1,33	0,019	0,57	50	1,3	$2,9 \cdot 10^{-14}$	2,05	$6,0 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$

2.1.3. Коэффициент ненасыщенного усиления, насыщающая мощность и максимальная мощность, достигаемая в данных условиях

Для определения других параметров усилителей воспользуемся зависимостью, связывающей эффективное усиление с параметрами среды [42] – коэффициентом ненасыщенного усиления и насыщающей плотностью средней мощности:

$$\rho_n \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \mathcal{K}_0 \rho - \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}}{P_{\text{нас}}}$$

Здесь $P_{\text{вых}}$, $P_{\text{вх}}$, $P_{\text{нас}}$ – плотности средней мощности на выходе, входе и ее насыщающее значение соответственно, l – длина среды, \mathcal{K}_0 – коэффициент ненасыщенного усиления.

В работе [43] график этой зависимости, построенный по экспериментальным данным в координатах $(P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}; \rho_n \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}})$ и продолженный до пересечения с осями, был использован для определения параметров активной среды усилителя на парах меди. В самом деле, в указанных координатах график представляет собой прямую, причем ее пересечение с осью ординат (т. е. усиление, соответствующее $P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}} = 0$) дает значение $\mathcal{K}_0 \rho$, а с осью абсцисс (т. е. $P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}} = 1$) – значение $\mathcal{K}_0 \rho P_{\text{нас}}$, что представляет собой максимальное достижимое в данных условиях значение выходной мощности усилителя. Легко также видеть, что отношение максимальных абсциссы и ординаты равно значению насыщающей плотности средней мощности.

Не следует, однако, переоценивать значение предложенного метода для анализа свойств активных сред усилителей на парах металлов. Причина этого связана со значительными упрощениями, которые должны быть сделаны, чтобы определить на основе указанного выражения параметры активных сред описанного типа. В первую очередь это относится к тому, что выражение, полученное в приближении стационарных свойств среды, привлекается для описания таких активных сред, коэффициент усиления, форма контура усиления, величина инверсии и другие свойства которых обладают сильной зависимостью от времени.

Следует также заметить, что необходимую экстраполяцию приходится допускать в наиболее важных для определения численных значений диапазонах условий, когда даже незначитель-

ная погрешность приближения может вызвать заметное изменение численных значений определяемых параметров.

В связи с этим предложенный метод оценки параметров усилителей на парах металлов, как отмечалось [43], можно рассматривать лишь как простой способ сопоставления результатов, полученных в различных условиях.

На рис. 5, 6 показаны графики, построенные по результатам настоящей работы. Видно, что с учетом ошибок измерений экспериментальные точки ложатся на прямую. Значения параметров усилителей, определенные по этим графикам, приведены в табл. 5. При вычислениях считалось, что возможное изменение площадей сечения пучка света по длине усиливающей среды мало, что позволило использовать не плотности, а непосредственно значения средних мощностей на выходе и входе усилителя.

В последнем столбце табл. 5 приведены значения выходной мощности усилителей, полученные при максимальном возможном в использованной методике измерения эффективного усиления входном сигнале. Сопоставление этих значений с полученными экстраполяцией значениями достижимой максималь-

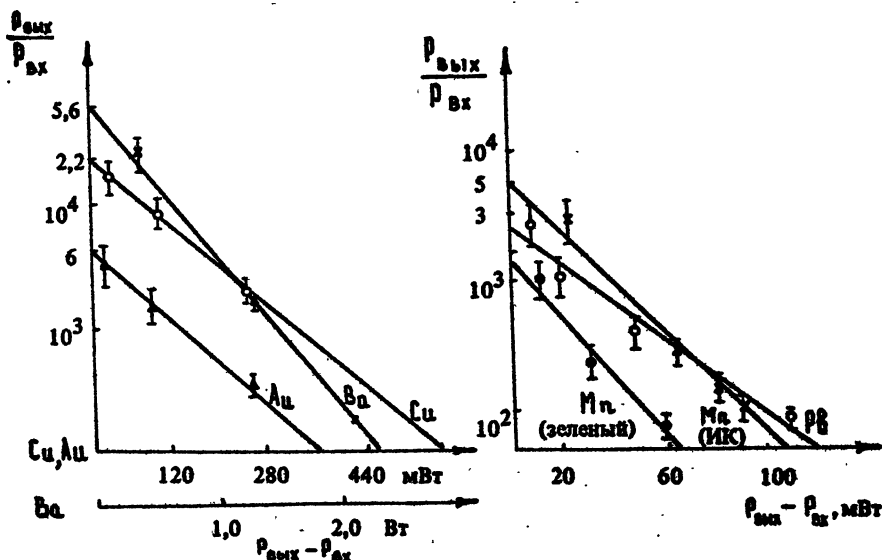


Рис. 5. Зависимости эффективного усиления от разности средних мощностей на выходе и входе усилителей на парах меди, золота и бария.

Рис. 6. Зависимость эффективного усиления от разности средних мощностей на выходе и входе усилителей на парах свинца и марганца

Таблица 5.

Активная среда	λ , м	l , см	Φ_0 , см ⁻¹	$P_{нас}$, Вт	$P_{вых макс}$, Вт	$P_{вых макс}$, Вт
Cu	510,5	70	0,14	0,11	1,1	0,25
Au	627,8	70	0,13	0,09	0,84	0,35
Ва	1500	65	0,17	0,36	4,0	2,1
Mn	1290	64	0,13	0,025	0,21	0,09
	534,1	64	0,11	0,021	0,15	0,08
Pb	722,9	64	0,12	0,05	0,36	0,11

ной мощности усилителя при полном насыщении показывает, что при максимальных реализованных входных сигналах активные среды в значительной степени насыщены. Из данных табл. 5 видно, что все изученные активные среды обеспечивают в типичных условиях возбуждения значения коэффициента ненасыщенного усиления, превышающие $0,1 \text{ см}^{-1}$. Для усилителей, применявшихся в эксперименте, эффективное усиление "слабого" сигнала (т. е. в режиме линейного усиления активных сред) должно составить: для меди - $2,2 \cdot 10^4$; золота - $9 \cdot 10^3$. Экспериментально полученные значения составляют соответственно $1,6 \cdot 10^4$; $3,5 \cdot 10^3$. Близость участка линейного усиления "чувствуется" и на графиках зависимости эффективного усиления от мощности входного сигнала для этих активных сред (рис. 7). Заметно отличаются от графиков рис. 7 аналогичные зависимости для бария, марганца и свинца, показанные на рис. 8, где во всем диапазоне значений входных сигналов среды работают при заметном насыщении усиления.

В последнее время появились работы [43 - 47], в которых для измерения усилительных характеристик активных сред на парах металлов применяется схема с автономным задающим генератором, формирующим входной сигнал исследуемого усилителя. Как правило, при этом используется хорошо коллимированный пучок света от генератора, диаметр сечения которого был несколько меньше, чем диаметр активной среды усилителя. Результаты этих работ приведены на рис. 9, 10, и, как видно, находятся они в качественном согласии с результатами данной работы.

На рис. 9 приведена экспериментальная зависимость эффективного усиления $P_{вых} / P_{вх}$ от средней мощности входного сигнала $P_{вх}$. Видно, что при малых значениях средней мощности

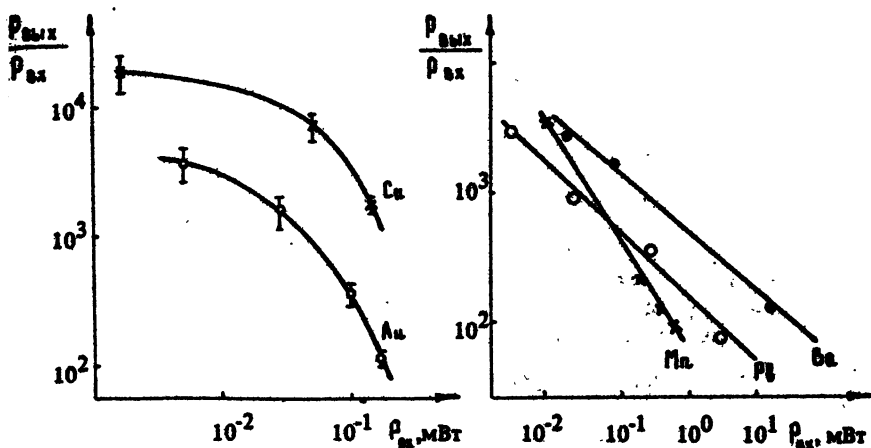


Рис. 7. Зависимости эффективного усиления от средней мощности входного сигнала для усилителей на парах меди и золота.

Рис. 8. Зависимости эффективного усиления от средней мощности входного сигнала для усилителей на парах бария, марганца и свинца

на входе значение эффективного усиления не зависит от величины входного сигнала. Этот участок соответствует линейному режиму усиления, а значение эффективного усиления совпадает со значением ненасыщенного усиления. Диапазон входных сигналов, при которых в усилителе реализуется режим линейного усиления, ограничен сверху значением $5 \cdot 10^{-6}$ Вт.

В ходе экспериментов изучалось также распределение эффективного усиления по диаметру трубки усилителя. Этот вопрос важен для практических применений, так как характер распределения усиления по диаметру может влиять на качество изображений, передаваемых при помощи таких усилителей. Измерения проводились при помощи зондирующего пучка света, вырезанного из выходного пучка генератора диафрагмой. При перемещении плоского зеркала микрометрическим винтом зондирующий пучок двигался по диаметру трубки усилителя [47]. Проводились измерения эффективного усиления в зависимости от средней мощности на входе в нескольких точках вдоль диаметра трубки.

При помощи описанной выше методики, с использованием данных по измерению распределения эффективного усиления по диаметру трубки, были определены значения ненасыщенного коэффициента усиления в различных точках по диаметру трубки

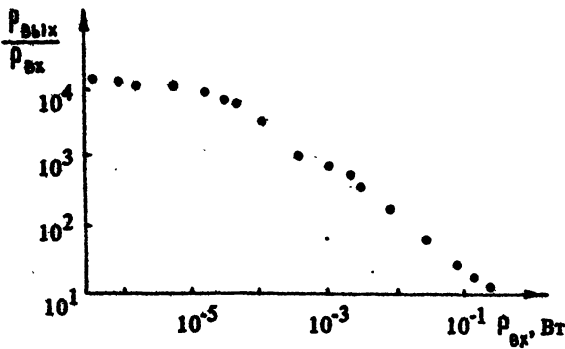


Рис. 9. Зависимость эффективного усиления от величины входного сигнала

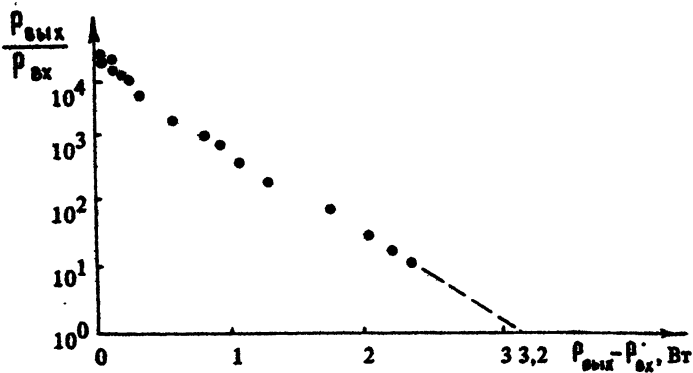


Рис. 10. Зависимость эффективного усиления $\frac{P_{вых}}{P_{вх}}$ усилителя от разности средних мощностей на выходе и входе $P_{вых} - P_{вх}$

усилителя, которые показали, что ненасыщенный коэффициент усиления постоянен в большей части диаметра трубки и только ближе к стенкам начинает спадать.

Сопоставление условий нашей работы и упомянутых работ, которые используют для измерения усиления схему задающего генератора и усилителя, показывает, что задача настоящей работы — измерение усиления в реальной оптической системе — обуславливает некоторые особенности в методике и технике проведения эксперимента. В реальной системе мощность фонового излучения на выходе усилителя определяется зачастую не столько спонтанным излучением среды по рабочему переходу сколько разного рода паразитными, т. е. не несущими информации об объекте, засветками входа усилителя. Наиболее ве-

роютной причиной появления таких засветок являются рассеяние и отражения от элементов оптической схемы и деталей конструкции самого усилителя. В частности, источником фона может служить микрообъектив, необходимый в данной работе и вообще не используемый в работах [43 - 47].

Очевидно, что микрообъектив - лишь один из многочисленных возможных источников фона на входе усилителя в данной схеме. Результатом действия всех этих источников является увеличение мощности фонового излучения на выходе усилителя по сравнению с уровнем, определяемым спонтанным излучением на рабочем переходе. Иначе говоря, при ослаблении полезного входного сигнала усиленное изображение "сливается" с фоном на экране при больших значениях входного сигнала, т. е. при значительных фоновых засветках входа усилителя нельзя рассчитывать на реализацию больших значений эффективного усиления, близких к значениям режима линейного усиления.

Заметим также, что, в отличие от традиционных оптических систем, из-за нелинейных свойств усиливающей среды полезный сигнал на выходе системы не может быть с достаточной точностью подсчитан как разность мощностей усиленного изображения и усиленного фонового излучения, а сложным образом зависит от характера взаимодействия световых пучков в активной среде [47 - 50].

Рассмотренные в работах [21 - 27] схема и методика измерений хотя бесспорно просты в реализации, но ограничивают и возможность увеличения входного сигнала, поскольку он формируется как некоторая доля излучения сверхсветимости самого усиливающего элемента. Увеличение мощности сверхсветимости связано с необходимостью изменения теплового режима усилителя. При этом увеличение мощности входного сигнала сопровождается увеличением коэффициента усиления, а значит и необходимостью еще более тщательного устранения источников фонового излучения на входе усилителя. Поэтому для измерения усиления активных сред с высокими коэффициентами усиления более привлекательной выглядит система, использованная, как упоминалось, в работах [43 - 47], где источником входного сигнала усилителя служил автономный генератор, параметры излучения которого легко можно было варьировать без изменения условий работы усилителя.

Иначе обстоит дело в работах, где ставится задача изменения усилительных характеристик активных сред в схеме с

усилителем яркости типа лазерного проекционного микроскопа. Проходящий через усиливающий элемент пучок света не является параллельным, а обладает более сложной структурой, зависящей, вообще говоря, как от свойств применяемого объектива, так и от свойств излучаемого объекта. Поскольку усиливающая среда в типичных условиях работает при значительном насыщении, то различия в структуре проходящих через усилитель пучков света могут в общем случае привести к различным усилительным характеристикам.

* * *

Проведенный анализ позволяет заключить, что активные среды на парах металлов, используемые в качестве однопроходовых усилителей, позволяют передавать с усилением яркости изображение с числом разрешаемых элементов по полю зрения 10^5 , обеспечивают работу в режиме значительного насыщения и, следовательно, достаточно полно используют запасенную в среде инверсию. Об этом же свидетельствует и то, что в случае больших входных сигналов выходная средняя мощность усилителей сравнима с мощностью генерации лазера с той же активной средой. Даже при наибольших выходных мощностях исследованные среды сохраняют значения эффективного усиления 10 – 100. Возможность получения таких усилений в режиме значительного насыщения связана, по-видимому, с тем, что пучки света, проходящие через усилитель, "набирают усиление" на небольшой части длины активной среды и, насыщая затем среду на относительно длинном выходном участке, обеспечивают значительную выходную мощность. С другой стороны, коэффициент усиления слабого сигнала для всех активных сред выше $0,1 \text{ см}^{-1}$, а усиление порядка 10^4 .

Сопоставление значений минимальных экспериментально исследованных входных сигналов с результатами расчета допустимого входного сигнала, ограниченного собственными шумами усилителя, показало, что в случае активной среды на парах меди эти значения близки. Различие этих значений для других активных сред можно, по-видимому, объяснить несколькими причинами: ограничениями метода визуального наблюдения, воздействием паразитных засветок входа усилителя, особенностями формирования разрядного канала.

2. ИМПУЛЬСНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ

В данном разделе рассматриваются твердотельные усилители с ламповой накачкой (в основном на неодимовом стекле), дана оценка предельных характеристик как отдельных усилителей, так и построенных на их основе многокаскадных панорамных усилителей. Оценки основаны на экспериментальных исследованиях авторов и анализе литературных данных. Приведены также соответствующие характеристики усилителей на кристаллах АИГ, однако с гораздо меньшей степенью достоверности, что связано с недостаточностью освещения соответствующей информации в литературе.

Интерес к использованию твердотельных усилителей в качестве усилителей яркости изображений, несмотря на их очевидные недостатки, такие как сильные оптические неоднородности, наводимые в активных элементах, и низкая частота повторения импульсов накачки, связан, во-первых, с развитием нелинейно-оптических методов обращения волнового фронта в области $\lambda = 1$ мкм, открывающих большие возможности при создании систем построения изображения и голограмм предметов и одновременно снижающих требования к степени однородности оптических элементов, и, во-вторых, с большими плотностями запасаемой в активных элементах энергии, делающей возможным создание высокоэнергетических источников подсвета крупномасштабных объектов.

Отличие рассматриваемых ниже систем от традиционных усилителей энергии лазерного излучения, усложняющее реализацию больших коэффициентов усиления K , заключается в появлении дополнительного существенного параметра, характеризующего угол обзора усилителя и определяемого количеством элементов разрешения в поле зрения усилителя Q' . При решении различных задач этот параметр может изменяться в больших пределах: $10^2 + 10^8$. Так, в задачах автофокусировки на мишень [51] он определяет допустимую неопределенность положения мишени и его характерная величина лежит в пределах $10^2 + 10^3$. С другой стороны, в задачах, связанных с усилением изображений объектов, подсвеченных лазерным излучением, а также в задачах голографии, в зависимости от требований к размеру элемента разрешения, которые сильно усугубляются необходимостью сглаживания спекловой структуры [52], параметр Q' может принимать значения $10^5 + 10^8$.

Величина K также изменяется в большом диапазоне. Так, в уже упомянутых задачах автофокусировки условие срабатывания системы при разумной мощности подсвечивающего излучения определяет K на уровне $10^6 - 10^7$. В то же время в системах построения изображений при сопряжении усилителя с четырехволновыми гиперзвуковыми обрабатывающими зеркалами [2], необходимом для достижения минимального соотношения сигнал/шум на выходе системы (квант на моду), достаточно реализовать $K \approx 10^4$.

Однако, несмотря на широкий диапазон изменения параметров K и Q' в конкретных задачах, тем не менее можно сформулировать общую тенденцию при разработке усилителей изображения как достижение больших значений K и Q' при снижении энергетики и габаритов системы. На решении этой противоречивой задачи сказываются множество факторов, таких как конструкция осветителей в системе накачки активных элементов (АЭ), которые, кроме высоких КПД и K , должны обеспечивать равномерное распределение коэффициента усиления по полю зрения усилителя, характер и величина искажений волнового фронта, паразитная генерация усилителей, обусловленная наличием бликов от поверхностей оптических элементов, а также обеднение рабочего перехода усиленным спонтанным излучением (УСИ).

Каждый из подобных факторов при оптимизации выбранной схемы безусловно требует подробных расчетов. Однако этот этап должен предваряться оценкой принципиальной достижимости заданных параметров K и Q' и определением энергетики и габаритов системы, в которой реализуются данные параметры. Ниже при решении этой задачи мы отвлечемся от некоторых технических деталей (блики, фазовые искажения и т. д.), определим путем анализа характеристики типичного квантрона. Используя полученные характеристики, оценим предельные величины K и Q' , а также энергетику и габариты различных схем многокаскадных усилителей. Приводимые ниже упрощенные оценки позволяют, кроме того, при необходимости выбрать компромиссный вариант оптической схемы усилителя, а также определить направление его дальнейшей оптимизации.

2.2.1. Влияние усиленного спонтанного излучения на инверсную населенность

Прежде всего рассмотрим влияние УСИ на населенность верхнего рабочего уровня. Полученные выражения будут использованы в дальнейшем анализе предельных коэффициентов усиления различных квантронов. При этом будем опираться на результаты работы [53], в которой численным методом находилось стационарное пространственное распределение инверсии N в шаре и цилиндрах, определяемое объемным распределением УСИ, которое, в свою очередь, самосогласованным образом зависит от искомого стационарного распределения инверсии. Необходимо сразу отметить, что фактически при решении задачи пренебрегалось сужением спектра люминисценции, происходящем при усилении вследствие спектральной неоднородности профиля усиления. При учете этого эффекта плотность энергии УСИ в каждой точке объема будет меньше, а стационарная инверсия увеличится, т. е. в использованном приближении влияние УСИ на величину инверсии несколько завышено.

С другой стороны, в подобных расчетах полностью пренебрегается возрастаянием УСИ за счет обратной связи при отражении на границе АЭ.

Выделим некоторые важные для дальнейшего рассмотрения результаты работы [53]. Во-первых, получено, что неоднородность результирующего распределения инверсии в шаре в области исследованных значений усиления на диаметре D_c , $ln K = \alpha D_c \leq 25$ (α — погонный коэффициент усиления) лежит в пределах $\pm 10\%$. Во-вторых, показано, что величина усредненной по объему инверсии в цилиндре и шаре одинаковых объемов с одинаковой мощностью накачки отличаются слабо.

Используя эти свойства, нетрудно получить приближенную формулу, дающую связь между ненасыщенным коэффициентом усиления на диаметре сферы $\alpha_0 D_c$ и насыщенным (за счет УСИ) значением этой величины αD_c . Для этого найдем полную мощность УСИ из сферы ρ_c с помощью выражения [54]

$$\rho_c = 2\hbar\omega \frac{n^2}{\lambda^2} \iint \frac{d\omega}{2\pi} \left[\cos\theta \left(\exp[\epsilon(\omega) N D_c \cos\theta] - 1 \right) \right] d\Omega dS. \quad (2.1)$$

Пренебрегая эффектом сужения спектра люминисценции, а также считая, в соответствии с [53], N не зависящей от координат, нетрудно получить выражение для полной мощности УСИ сферы

$$P_c = \frac{1}{2} \pi D_c^2 I_n \left\{ \left[1 + e^{-\alpha D_c} (\alpha D_c - 1) \right] \frac{1}{\alpha D_c^2} - \frac{1}{2} \right\},$$

где $I_n = \hbar \omega / \epsilon T_A$ — плотность мощности насыщения перехода, T_A — спонтанное время жизни уровня. Приравнивая полученную P_c к мощности накачки P_n , записанной в виде $P_n = (N_n \hbar \omega / T_A) \times 6^{-1} \pi D_c^3$, получим искомое выражение

$$\alpha_0 D_c = 3 \left\{ \left[1 + e^{-\alpha D_c} (\alpha D_c - 1) \right] \frac{1}{\alpha D_c^2} - \frac{1}{2} \right\}. \quad (2.2)$$

Как показали расчеты исходной задачи, подобные [53], данная формула описывает усредненную по объему шара инверсию в диапазоне изменения $\alpha_0 D \leq 10$ с точностью не хуже 2%. Численное решение задачи в цилиндре подтвердило близость зависимостей $\bar{\alpha} D(\alpha_0 D)$ для сферы и цилиндра одинаковых объемов. На рис. 11 представлены зависимости $\bar{\alpha} D(\alpha_0 D)$

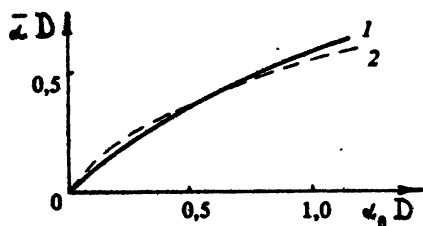


Рис. 11. Расчет влияния УСИ на усиление в АЭ: 1 — численное решение задачи, 2 — расчет по формуле (2.2)

для цилиндра $\phi = 2$ см, $L = 25$ см, полученные численным интегрированием исходной задачи (кривая 1) и с помощью выражения (2.2) (кривая 2), в котором $D_c = (\frac{3}{2} D^3 + L)^{1/3}$ — диаметр сферы с объемом цилиндра. Из рисунка можно оценить ошибку при вычислении $\alpha_0 D$ по заданной αD с помощью (2.2) в 10% при $\alpha_0 D \sim 1$. Кроме того, численный расчет показал также, что неоднородность в распределении интегрального вдоль оси цилиндра коэффициента усиления $\int \alpha(r, z) dz$ по торцу АЭ в наиболее интересном, с точки зрения приложений, диапазоне изменения $\alpha_0 D \leq 1$ составляет не более 10%.

Нетрудно видеть, что приведенные расчеты справедливы лишь для активных сред, у которых квантовый выход люминесценции на рабочем переходе равен 100%. Для неодимовых стекол, однако, отношение времени люминесценции на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм рабочего перехода ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ к времени жизни на уровне, определяемом люминесценцией на нижние уровни ${}^4I_{9/2}$ и ${}^4I_{13/2}$, а также безызлучательной релаксацией, составляет $0,5 \pm 0,4$ [55]. Кроме того, в системах

накачки с импульсными лампами необходимо учитывать излучение ламп на длинах волн излучательных переходов $\lambda = 1,06$ мкм, $\lambda = 0,89$ мкм, $\lambda = 1,35$ мкм, ускоряющего обеднение верхнего уровня ${}^4F_{3/2}$ за счет вынужденных переходов.

Нетрудно показать, что учет теплового излучения ламп на длине волны перехода в формуле (2.1) приводит к умножению правой части на множитель $1 + N_2$, где N_2 - число квантов в моде в тепловом излучении на длине волны рабочего перехода, падающем на боковую поверхность АЭ. При этом P_c будет иметь смысл мощности излучения активного объема, состоящего из спонтанной и вынужденной (под действием излучения ламп) компонент.

Число квантов в моде в излучении ламп можно вычислить по формуле, справедливой для черного тела

$$N_2 = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1},$$

считая значение $T = 11\,500$ К характерной величиной для реальных плотностей тока через лампы $1,5 - 3$ кА/см² [56]. Такой расчет вполне приемлем, поскольку при указанных плотностях тока и λ плазменный столб в лампах толщиной 1 см с хорошей точностью можно считать непрозрачным [57]. Кроме того, такой расчет подтверждается расчетом N_2 с помощью спектральных распределений КПД ламп в характерных режимах, приведенных в работе [56]. Необходимо также отметить, что изменение N_2 при изменении энергии разряда ламп, помещенных в осветитель, незначительно. Так, на рис. 12 показана зависимость амплитуды импульса светового излучения $\lambda = 1,06$ мкм в полосе $\Delta\nu \approx 100$ см⁻¹ ламп ИФП-8000, установленных в 4-эллипсный зеркальный осветитель, от энергии разряда, нормированной на энергию разрушения лампы $f_2 = W/W_2$, $W_2 = 2,2 \cdot 10^4 d \sqrt{\tau_{a3}/2}$, где d - внутренний диаметр баллона лампы, см; l - межэлектродное расстояние, см; $\tau_{a3} = 2\sqrt{Ll}$ - длительность импульса подсвета, с; энергия измеряется в джоулях [58]. Видно, что при изменении удельной нагрузки на лампы в диапазоне 0,2 - 0,5 максимальное изменение N_2 составляет примерно 17 %.

Учитывая все сказанное, а также люминисценцию на длинах волн $\lambda = 0,89$ мкм и $\lambda = 1,35$ мкм с учетом вынужденных переходов под действием теплового излучения, составляя баланс мощности накачки и мощности потерь на УСИ с

$\lambda = 1,06$ мкм, можно получить выражение, уточняющее (2.2):

$$(\alpha_0 D_c)_{3\Phi} = 1,55 \left\{ [1 + e^{-\alpha_0 D_c} (\alpha_0 D_c - 1)] \frac{1}{\alpha_0 D_c} - \frac{1}{2} \right\} + 0,48 \alpha_0 D_c. \quad (2.3)$$

Здесь $(\alpha_0 D_c)_{3\Phi} = \frac{\alpha_0 D_c}{1 + \sum_1 (T_1/T_2) N_2} = \frac{\alpha_0 D_c}{1,4}$, T_2 - время люминисценции перехода с длиной волны λ , T_1 - время жизни уровня ${}^4F_{3/2}$ (величины T взяты из работы [55] для стекла ГЛС-22). Необходимо отметить, что при экранировке АЭ от излучения ламп в области $\lambda > 0,9$ мкм, когда можно принять $N_2 = 0$, в выражении (2.3) коэффициенты 1,55 и 0,48 приобретут значения соответственно 1,5 и 0,5, а $(\alpha_0 D_c)_{3\Phi}$ заменится на $\alpha_0 D_c$. Таким образом, можно заключить, что сброс инверсии излучением ламп практически эквивалентен уменьшению мощности накачки в 1,4 раза.

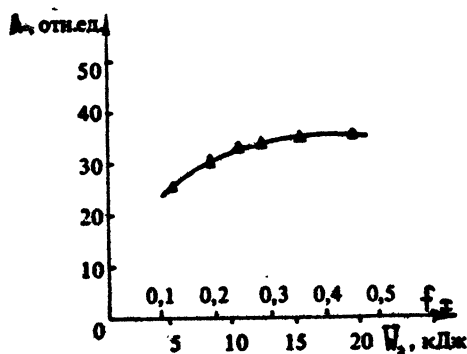


Рис. 12. Зависимость интенсивности света на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм, излучаемого лампами, установленными в лазерном осветителе, от энергии разряда

Приведенное выражение (2.3) было использовано в дальнейшем для вычисления по измеренным значениям $\alpha_0 D$ величин ненасыщенного усиления $\alpha_0 D_{3\Phi}$ (далее $\alpha_0 D$), либо для обратного пересчета от прогнозируемых $\alpha_0 D$ к экспериментально измеряемым значениям $\alpha_0 D$ (пример такого вычисления приведен далее на рис. 18).

Здесь важно также отметить, что $\alpha_0 D$ при заданной α_0 является функцией только геометрического параметра цилиндрического АЭ D/L , поскольку $\alpha_0 D_c = \alpha_0 D \left(\frac{3}{2} \frac{L}{D}\right)^{1/3}$

2.2.2. Исследование зависимости усиления в АЭ от его геометрических параметров и параметров осветителя

Далее перейдем к анализу величины усиления в неодимовых стеклах и их зависимости от энергии разряда лампы, реализующейся в различных осветителях. На рис. 13 (кривая 1) изображена типичная зависимость $\alpha = \ln K/L$ (см^{-1}) (L — длина освещаемой части АЭ) от удельной нагрузки на лампы f_{Σ} , снятая в АЭ $\varphi = 3$ см, $L = 25$ см из фосфатного стекла типа ГЛС-21 с уменьшенной концентрацией ионов неодима. (В данном стекле $K_{586} D = 2,7$, где K_{586} — оптическая плотность стекла на длине волны $\lambda = 586$ нм, соответствующей максимуму наиболее интенсивной линии поглощения.)

АЭ был установлен в 4-ламповый эллиптический зеркальный осветитель (лампы ИФП-8000) с эксцентриситетом 0,5 и отношением длины большой полуоси к диаметру юбки рубашки охлаждения ($d_k = 4,2$ см) равным единице [59]. Отражающие поверхности зеркал покрывались серебром гальва-

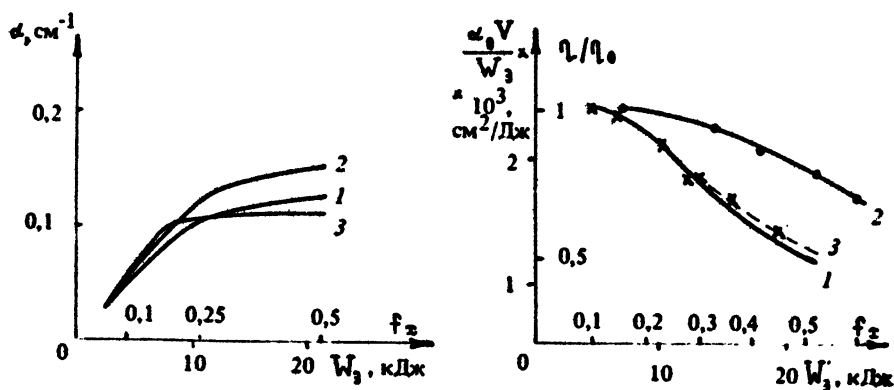


Рис. 13. Зависимость усиления от энергии накачки для АЭ $\varphi = 3$ см, $L = 25$ см: 1 — экспериментальная зависимость для $K_{586} D = 2,7$; 2 — зависимость, трансформированная из кривой 1 с помощью формулы (2.3); 3 — экспериментальная зависимость для $K_{586} D = 4$

Рис. 14. Зависимость эффективности запасаемой энергии для кривой 1 на рис. 13 (здесь кривая 1), излучательного КПД ламп вне осветителя (кривая 2) и излучательного КПД ламп в осветителе на $\lambda = 0,52$ мкм (η)

ническим способом. Длительность импульса подсвета по полу-высоте $\tau_{0,5}$ составляла 320 мкс. Потери в цепи ламп составляли менее 10 %. Кривая снималась путем прямого измерения в максимуме усиления K для слабого сигнала длительностью 30 нс. Далее все измерения K в фосфатных стеклах проделаны в идентичных условиях.

На рис. 14 (кривая 1) изображена зависимость $\frac{\alpha_0 V}{W_3} / \left(\frac{\alpha_0 V}{W_3} \right)_{\max}$ (здесь $V = \frac{\pi}{4} D^2 L$ - объем освещаемой части АЭ, W_3 - энергия заряда батареи конденсаторов в цепи питания ламп), построенная с использованием зависимости 2 на рис. 13, являющейся отображением кривой 1, с помощью формулы (2.3). Величина $\alpha_0 V / W_3$ пропорциональна эффективности запасаения энергии в максимуме усиления, что нетрудно понять, умножив $\alpha_0 V / W_3$ на $\hbar \omega / \epsilon$, после чего получим $\hbar \omega N V / W_3 = W_3 / W_3$ (W_3 - запасенная в инверсии энергия). Далее, тем не менее, везде для характеристики эффективности усилителя будем вместо W_3 / W_3 использовать величину $\alpha_0 V / W_3$, так как, во-первых, в панорамных усилителях важна величина усиления α , а не W_3 / W_3 , характеризующая максимально возможный энергосъем, и, во-вторых, это важно для исключения неоднозначности вычислений в связи с различным значением ϵ в одинаковых стеклах, используемых различными авторами [55]. По оси абсцисс на рис. 13, 14 отложена энергия разряда, нормированная на критическую энергию разрушения лампы $f_2 = W_3 / W_2$, $W_2 = 2,2 \cdot 10^4 \text{ дж} \sqrt{\tau_{0,5} / 2}$ [56, 58]. Величина f_2 позволяет примерно определить число вспышек ламп M до разрушения по формуле $M = f_2^{-8,5}$ [58]. Кроме того, в настоящее время можно считать твердо установленным фактом, что излучательные характеристики ламп с различными площадями светящихся поверхностей ($\sim dL$) при оптимальном давлении ксенона одинаковы, т. е. построение зависимостей от f_2 позволяет сравнивать результаты различных экспериментов при одинаковых плотностях излучения с поверхности ламп.

Возвращаясь к рис. 13, 14, нетрудно видеть, что при малых $f_2 \approx 0,1 \div 0,2$ величина $\alpha_0 V / W_3$ максимальна; при увеличении f_2 до 0,5 рост α замедляется, что делает дальнейшее увеличение f_2 неэффективным.

Для того чтобы определить, как соотносится наблюдаемое ограничение усиления с изменением излучательного КПД ламп, нами были проделаны измерения относительного изменения их

свечимости при работе в данном осветителе. Измерения производились с помощью фотодиода на длине волны $\lambda = 0,52$ мкм, отфильтрованной с помощью интерференционного фильтра с полосой порядка 100 см^{-1} . На рис. 14 крестиками обозначены относительные изменения излучательного КПД ламп, вычисленные по относительному изменению амплитуды импульса напряжения, снимаемого с фотодиода. Совпадение зависимости

$\frac{\alpha_0 V}{W_3} / \left(\frac{\alpha_0 V}{W_3} \right)_{\max}$ с этими измерениями свидетельствует в данном случае о том, что ограничение роста α при больших f_T связано с одновременным падением излучательного КПД ламп в осветителе. Сразу заметим, что этот вывод не универсален и не применим на все случаи жизни, о чем будет речь дальше.

Таким образом, кривая $\alpha(f_T)$ может характеризоваться двумя параметрами: это $(\alpha_0 V / W_3)_{\max}$ — параметром, который в дальнейшем будем называть эффективностью, и максимальным значением $\alpha_{\max} D$.

При дальнейшем анализе различных усилителей выразим $(\alpha_0 V / W_3)_{\max}$ и $\alpha_{\max} D$ через физические параметры АЭ, осветителя и ламп. Введем обозначения: β_{Λ_3} — коэффициент поглощения световой мощности, проходящей через АЭ, в полосы поглощения ионов неодима; $\beta_{\text{геон}}$ — коэффициент передачи в осветителе мощности ламп на боковую поверхность АЭ; η — излучательный КПД ламп, зависящий через температуру плазменного столба, от нагревающей его электрической мощности (P_3) и перепоглощаемой лампой световой мощности P_n [60, 61]; β — коэффициент потерь в осветителе мощности, излучаемой лампой P_A .

Через введенные параметры нетрудно выразить световую мощность P_A , излучаемую лампой в осветителе, с учетом эффекта переизлучения перепоглощаемой световой мощности [10]:

$$P_A = \frac{\eta P_3}{1 - \eta (1 - \beta_{\Lambda_3} \beta_{\text{геон}}) (1 - \beta)},$$

или, обозначая долю мощности излучения ламп, перепоглощаемую в лампах, через q ,

$$P_A = \frac{\eta P_3}{1 - \eta q}. \quad (2.4)$$

Следует отметить, что в общем случае введенные интегральные по спектру параметры β_i зависят через температуру плазменного столба, определяющую форму спектра излучения

ламп, от мощности излучения лампы. Кроме того, поскольку в исследуемых осветителях $\rho_{\text{ЛЭ}} \leq 10\%$, а $\rho_{\text{ГЕВМ}} \leq 0,4$, то влиянием на q величины поглощения в АЭ можно пренебречь. Таким образом, светимость ламп в осветителе практически не будет зависеть от параметров АЭ.

Для оценки величины q в реальном осветителе вернемся к результатам измерений светимости ламп в осветителе, изображенном на рис. 14. Обращает на себя внимание аномальное двукратное падение излучательного КПД ламп ИФП-8000 ($d = 1,6$ см) при увеличении удельной нагрузки f_z до 0,5, что сильно отличается от поведения подобных ламп при излучении в свободное пространство [56, 60, 62]. Связывая этот эффект с нагревом ламп в осветителе собственным излучением, можно примерно рассчитать с помощью (2.4) величину q при следующих дополнительных предположениях.

1. Излучательный КПД ламп в осветителе при $f_z = 0,1$ соответствует максимальной величине при излучении свободной лампы и составляет $\eta_{\text{max}} = 0,8$ (т. е. перегрев ламп при $f_z = 0,1$ еще не существен). 2. Искомое q не зависит от $\rho_{\text{Л}}$ (т. е. при этом пренебрегаем влиянием деформации спектра в ультрафиолетовую сторону на поглощение в серебре отражателя). 3. Излучательный КПД свободной лампы при нагрузках $f_z = 0,5$ составляет 0,77 от η_{max} (величина взята из измерений аналогичных ламп [62]).

Результат такого расчета дает $q = 0,5$, $\rho_{\text{Л}} = 1,33 \rho_{\text{Э}}$, эффективная удельная световая нагрузка на лампы $f_z \text{ эф} = (\rho_{\text{Э}} + q \rho_{\text{Л}}) \tau_{0,5} / W_2$ ($\tau_{0,5}$ - длительность импульса подсвета) для максимального значения $f_z = 0,5$ составляет $f_z \text{ эф} = 0,67$. Этот результат необходимо учитывать при эксплуатации усилителя, поскольку число допустимых вспышек ламп в этом режиме падает с 360 до 30. На рис. 14 кривая 2 соответствует излучательному КПД свободных ламп, полученному путем пересчета экспериментальной кривой 1 с помощью формулы (2.4), в которой η есть функция $\rho_{\text{Л}} / \eta = \rho_{\text{Э}} + q \rho_{\text{Л}}$ при заданных $q = 0,5$; $\eta_{\text{max}} = 0,8$.

Необходимо отметить, что при наличии подобной зависимости для конкретных ламп можно было бы вычислить зависимость q от излучаемой мощности ламп. В нашем же случае расчет имеет скорее демонстрационный характер.

Полученные результаты можно также использовать для оценки изменения сопротивления ламп R в результате перепоглощения собственного излучения. При этом предполагаем,

что R есть функция только полной мощности, нагревающей плазму, это эквивалентно пренебрежению изменением пространственного профиля температуры [61]; делая в эмпирическом соотношении [63] $R = K_0 j^{-1/2} = K_0^{4/3} \rho_3^{-1/3}$, где j - ток через лампу, замену $\rho_3 \rightarrow \rho_3 / (1 - \eta q)$, получаем $R = (1 - \eta q)^{4/3} K_0 j^{-1/2}$. Отсюда для приведенных значений параметров q и η_{max} в осветителе сопротивление R уменьшается на 12 %, что по порядку величины согласуется с результатами измерений [61, 64].

Определив мощность излучения ламп P_A в осветителе, можно при известных $\beta_{AЭ}$, $\beta_{геом}$ вычислить запасаемую на верхнем уровне лазерного перехода энергию:

$$\frac{\hbar\omega}{\sigma} \alpha_0 V = \beta_{геом} \beta_{AЭ} \beta_{ст} \Phi\left(\frac{\tau}{T_1}\right) \frac{\eta \rho_3}{1 - \eta q} \tau_{0,5}, \quad (2.5)$$

где $\beta_{ст}$ - коэффициент, учитывающий стоксовы потери, $\tau_{0,5}$ - длительность импульса подсвета, $\Phi(\tau/T_1)$ - коэффициент, учитывающий потерю запасаемой энергии за счет релаксации населенности с верхнего уровня [60]. Отсюда для эффективности осветителя справедливо соотношение

$$\frac{\hbar\omega}{\sigma} \left(\frac{\alpha_0 V}{W_3}\right)_{max} = \beta_{геом} \beta_{AЭ} \beta_{ст} \Phi\left(\frac{\tau}{T_1}\right) \frac{\eta_{max}}{1 - \eta_{max} q}. \quad (2.6)$$

Величину $\alpha_0 D_{max}$ можно определить из формулы (2.5), если принять во внимание механизм разрушения ламп, связанный с нагревом тонкого слоя внутренней поверхности баллона за счет поглощения УФ-излучения из плазмы [56]. Отсюда следует, что лампы с баллонами из одинакового материала при заданной длительности импульса вблизи порога разрушения будут излучать с единичной площади светящейся поверхности одинаковую мощность, определяемую только температурой плазмы. Предельная плотность мощности излучения со светящейся поверхности ламп не должна зависеть от величины параметра q осветителя, т. е. будет одинакова во всех осветителях. Принимая во внимание эти рассуждения, из формулы (2.5) получим выражение

$$\frac{\hbar\omega}{\sigma} \alpha_0 D \frac{S_{AЭ}}{S_A} = 4 \beta_{геом} \beta_{AЭ} \beta_{ст} \Phi\left(\frac{\tau}{T_1}\right) I_{A_{max}} \tau_{0,5}, \quad (2.7)$$

где $S_A = \pi d^2$ - площадь светящейся поверхности лампы, $S_{AЭ}$ - боковая освещаемая площадь АЭ. Взяв отношение (2.6) и (2.7) и пренебрегая зависимостью всех параметров от температуры плазмы, получим

$$\gamma = \frac{\frac{S_{A3}}{S_1} \alpha_{0, \max} D}{\left(\frac{\alpha_0 V}{W_3}\right)_{\max}} = 4 I_{\max} \tau_{0,5} \frac{1 - \eta_{\max} \eta}{\eta_{\max}} \quad (2.8)$$

Величину I_{\max} можно вычислить, зная эффективную удельную нагрузку на лампы $f_{z, \text{эф}}$, при которой измеряется $\alpha_{0, \max} D$, и соответствующее значение излучательного КПД лампы $\eta(f_{z, \text{эф}})$

$$I_{\max} = \eta(f_{z, \text{эф}}) f_{z, \text{эф}} \frac{2,2 \cdot 10^4}{\pi \sqrt{\tau_{0,5} \cdot 2}} \quad (\text{Вт/см}^2). \quad (2.9)$$

Отметим, что поскольку при f_z близких к единице наблюдается слабая зависимость I от ηf_z то вычисление с помощью (2.9) должно быть не критичным к этой величине. Учитывая это, вычислим правую часть (2.8), используя результаты, изображенные на рис. 14. При $\tau_{0,5} = 320$ мкс получим $\gamma = 100$ Дж/см², а при $\tau_{0,5} = 500$ мкс $\gamma = 120$ Дж/см².

Экспериментальное измерение γ при $\tau_{0,5} = 500$ мкс в силикатном стекле ГЛС-1 дает значение $\gamma = 132 \pm 6$ Дж/см². Для измерений использовались 4-ламповые зеркальные эллиптические осветители со следующими параметрами АЭ: $\phi = 4,5$ см, $\phi = 3$ см, $L = 58$ см (лампы ИФП-20000) [59]; $\phi = 2$ см, $L = 25$ см (лампы ИФП-5000); $\phi = 1$ см, $L = 12,5$ см (лампы ИФП-1200). Отношение S_{A3}/S_A составляло соответственно 0,7; 0,47; 0,5; 0,36. Все АЭ изготовлялись из одного стекла ГЛС-1, т. е. $K_{388} D$ изменялось от 7,2 до 1,6. Все осветители имели одинаковый эксцентриситет, равный 0,5. Полученное хорошее соответствие измерений с вычислением указывает на связь предельного усиления в силикатных стеклах с максимальной светимостью ламп.

Более подробные измерения были проделаны нами с фсфатными стеклами типа ГЛС-21 с различной концентрацией ионов неодима N. На рис. 15 представлены результаты измерений эффективности (левая ось, светлые точки) и максимального усиления (правая ось, темные точки) в различных осветителях. Все АЭ помещались в кюветы диаметром $d_k = (1,5 \div 1,4) D$ с охлаждающим раствором. По оси абсцисс отложено произведение оптической плотности стекла на длине волны $\lambda = 586$ нм - наиболее сильной линии поглощения - и диаметра $K_{388} D$. На этой же оси отложены соответствующие

ющие значения ND [см^{-2}]. Все измерения проводились при $\tau_{0,3} = 320$ мкс.

Значения эффективности $\alpha_0 V/W_3$ во всех осветителях, за исключением осветителя с АЭ $\phi = 2$ см, ложатся на одну кривую 1 (см. рис. 15), что является следствием геометрического подобия осветителей (т. е. $q = \text{const}$) и свидетельствует об одинаковом η_{max} применяемых ламп. Изменения $\alpha_0 V/W_3$ в АЭ $\phi = 2$ см при изменении $K_{586} D$ подобны кривой 1. Уменьшение абсолютного значения $\alpha_0 V/W_3$ является следствием меньшего КПД ламп ИФП-5000-2. С другой стороны, измерения в силикатных стеклах, проведенные с лампами ИФП-5000, не выявили отличия η этих ламп от остальных. В заключение отметим, что формула (2.8) может быть использована для вычислений по результатам измерения $\alpha(f_2)$ параметра осветителя q .

Одновременно, для определения концентрации ионов неодима, оптимальной с точки зрения максимальной эффективности при допустимой степени неоднородности в поперечном распределении K , проводились измерения этого распределения. При больших значениях $K_{586} D$ в зависимости α от поперечной координаты наблюдалось, подобно приведенным в работах [59, 65] результатам, монотонное увеличение α к краю АЭ. На рис. 16 приведена зависимость отношения усиления на краю АЭ α_k к усилению в его центре α_0 , позволяющая судить об однородности зависимости $\alpha(r)$. Рядом с эксперимен-

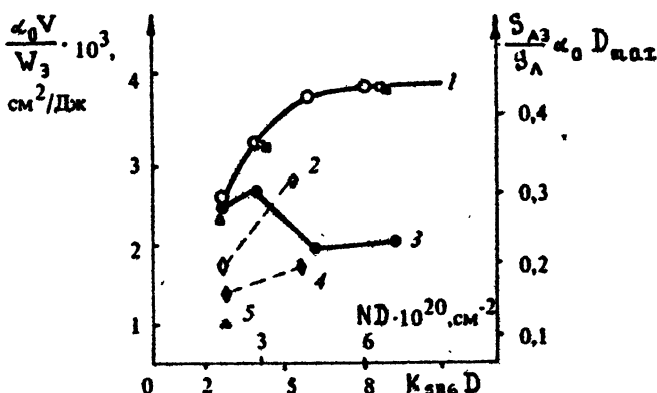


Рис. 15. Зависимость эффективности (левая ось, светлые точки) и максимального усиления (правая ось, темные точки) от концентрации ионов неодима:
 ○○ - АЭ $\phi = 3$ см, $L = 25$ см (лампа ИФП-8000); □■ - АЭ $\phi = 4,5$ см, $L = 25$ см (ИФП-8000);
 ●● - АЭ $\phi = 2$ см, $L = 25$ см (ИФП-5000-2); ▲▲ - АЭ $\phi = 1$ см, $L = 12,5$ см (ИФП-1200)

гальными точками указано отношение диаметра АЭ D к диаметру лампы d . Видно, что в осветителе с большим отношением D/d поперечное распределение при заданной концентрации ионов неодима более однородно и выравнивание усиления на краю происходит при больших величинах $K_{588} D$, а следовательно и при большей эффективности. Однако в этом осветителе как раз из-за большой величины D/d усиление αD насыщается на низком уровне $\alpha D_{\text{max}} = 0,38$. Зависимость поперечного распределения от отношения D/d свидетельствует о существенной роли фокусировки света ламп отражателями внутрь АЭ, несмотря на матовую боковую поверхность АЭ, находящуюся в контакте с охлаждающим раствором. Кроме того, необходимо отметить, что максимальная величина $K_{588} D$, при которой наблюдается однородность в распределении $\alpha(r)$, зависит от марки стекла. Так, наблюдения в силикатном стекле ГЛС-1 [59] в осветителе с АЭ $\phi = 4,5$ см дают значение $K_{588} D \approx 7,2$.

На рис. 16 крестиками обозначены результаты (взятые из работы [65]), полученные в осветителях различной конструкции с АЭ $\phi = 6$ см, $L = 25$ см, выполненных из стекла типа ГЛС-21. Из приведенных результатов можно сделать вывод, что степень однородности $\alpha(r)$ при заданном

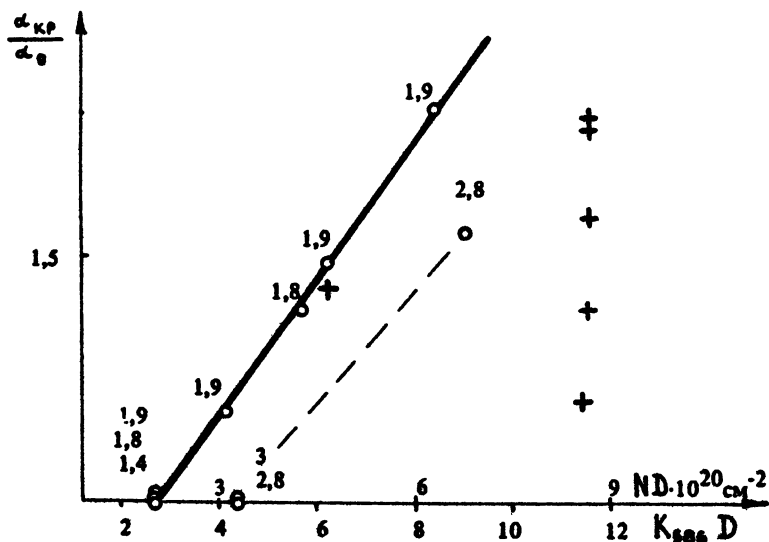


Рис. 16. Зависимость степени неоднородности усиления от концентрации ионов неодима

$K_{588} D$ сильно зависит от типа осветителя и, следовательно, оптимизация величины $K_{588} D$ должна производиться отдельно для каждого осветителя. Кроме того, остается неясным вопрос об оптимальной конструкции осветителя с точки зрения однородности усиления. Для решения этого вопроса необходимо также установить величину допустимой неоднородности $\Delta d/d$, которая может зависеть от оптической схемы всего усилителя и требований к качеству получаемого изображения. Из общих соображений ясно, что допуск на вариацию $\Delta d/d = (\Delta K/K)(\ln K)^{-1}$ при больших $K \sim 10^4 - 10^6$ на порядок превышает требования к допустимым вариациям K в поле зрения. Кроме того, допуск на $\Delta K/K$ может также ограничиваться локальным самовозбуждением системы. Все эти вопросы требуют дальнейшего специального рассмотрения.

Хорошо известно [60], что от длительности импульса подсвета зависит эффективность усилителя. В выражениях (2.6), (2.7) это описывается членом $\Phi(\tau/T_1)$. На рис. 17 представлены измерения эффективности в АЭ $\phi = 1$ см, $K_{588} D = 2,6$, $T_1 = 280$ мкс в зависимости от длительности импульса подсвета. Видно, что оптимальная величина $\tau_{0,5}$ близка к времени жизни верхнего уровня. Интересно, что в случае коротких импульсов наблюдается падение эффективности, несмотря на то, что эта величина измеряется при малых $f_T \approx 0,1$. По-видимому, это происходит вследствие уменьшения излучательного КПД лампы при коротких длительностях разряда из-за неполного заполнения плазмой внутреннего объема лампы [56].

Измерение максимального усиления в фосфатных стеклах показало, что величина γ остается постоянной только для АЭ с большим значением отношения $D/L \approx 0,15$. Так, для АЭ $\phi = 4,5$ см, $K_{588} D = 4,1$ и $K_{588} D = 7,2$, а также АЭ $\phi = 3$ см, $K_{588} D = 2,7$ величина γ была одинакова и составляла $\gamma = 110 \pm 3$ Дж/см², что также хорошо соответствует расчетной величине и свидетельствует об ограничении

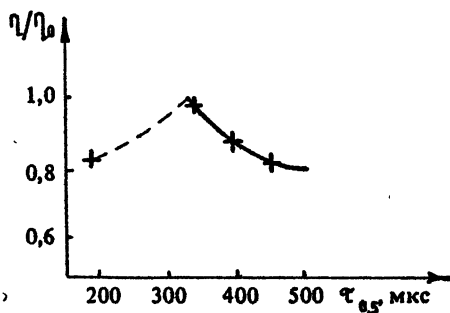


Рис. 17. Зависимость эффективности усилителя от длительности импульса подсвета

усиления в данных АЭ насыщением светимости ламп. Здесь необходимо заметить, что различие измеренных γ в силикатном и фосфатных стеклах связано с различной длительностью импульса подсвета, применяемой при этих измерениях. Полученное изменение согласуется с предсказываемой формулами (2.8), (2.9) зависимостью $\gamma \sim \sqrt{T}$.

Для других усилителей с АЭ $\phi = 3$ см, $L = 25$ см, $K_{588} D = 4, 6, 9$; АЭ $\phi = 2$ см, $L = 25$ см, $K_{588} D = 2,6; 5,2$; АЭ $\phi = 1$ см, $L = 12,5$ см, $K_{588} D = 2,6$ величина γ была меньше 110 и различна в различных усилителях. На рис. 15 это проявляется в расхождении темных ($\frac{S_{AЭ}}{S_{Л}} \cdot \alpha_{0 \max} D$) и светлых ($\alpha_0 V/W_3$) точек одной формы (кривые 2 и 4, кривая 1 и точка 5). Это говорит о том, что для данных усилителей причина ограничения максимального усиления не связана ни с падением светимости ламп, ни с влиянием на инверсию УСИ. В этом случае величина $\alpha_0 \max D$ подчиняется другой закономерности, которая выявляется при рассмотрении ее зависимости от геометрического параметра АЭ $\theta = D/L$, представленной на рис. 18. Здесь крестиками отражены результаты измерения $\alpha_{\max} D$ в описанных выше усилителях. Кроме того, квадратиками обозначены результаты, приведенные в [66], кружками – в [65]. Кривая 1 соответствует расчету с помощью формулы (2.3) зависимости αD от θ при заданной $\alpha_0 D = 0,77$, которая была выбрана из

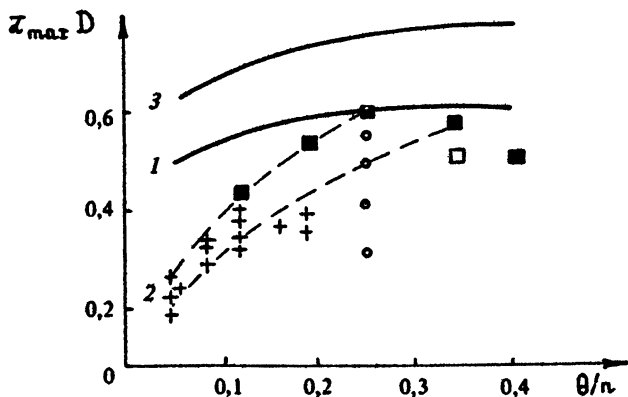


Рис. 18. Зависимость максимального усиления в усилителях различной конструкции как функция угла видения $\theta/n = D/L$

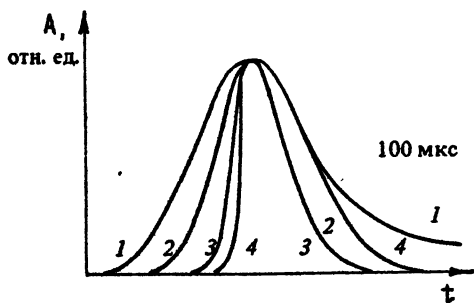
соображения совпадения $\alpha D(\theta)$ с максимальной величиной αD полученной в эксперименте при $\theta/n = 0,24$. Кривая 3 иллюстрирует зависимость $\alpha D(\theta)$, если отсечь на боковой поверхности АЭ излучение с $\lambda \approx 0,89$ мкм, т. е. при $\alpha_0 D = 1,04$. Из рис. 18 наглядно видно, что при уменьшении θ максимальные значения $\alpha_{\text{max}} D$ реализуемые в осветителях, падают значительно быстрее, чем при учете УСИ. Верхняя пунктирная кривая 2 соответствует зависимости $\alpha D/(\theta/n)^{1/2} = \delta$ при $\delta = 1,2$, проходящей через точки, построенные по результатам работы [66]. На эту же кривую ложится результат, полученный в АЭ $\phi = 1$ см, $L = 25$ см, $K_{588} D = 2,6$. Приведенная зависимость впервые была получена Е. Г. Бордачевым при анализе результатов работы [66]. Нижняя пунктирная кривая построена при $\delta = 1$. В наших измерениях ближе всего к кривой $\delta = 1,2$ ложатся измерения в АЭ с низким $K_{588} D$, когда поперечное распределение α близко к однородному. При больших $K_{588} D$, соответствующих сильно неоднородной прокачке (см. рис. 16), $\alpha_{\text{max}} D$ начинает падать, а экспериментальное значение δ приближается к единице. Такое поведение $\alpha_{\text{max}} D$ в зависимости от $K_{588} D$ наглядно видно из кривой 3 на рис. 15. Здесь необходимо заметить, что торцевые поверхности применяемых нами АЭ были скошены относительно перпендикуляра к образующей цилиндрической поверхности на угол 5° . Однако, по-видимому, ограничение αD в соотношении $\alpha D/(\theta/n)^{1/2} = \delta$ не связано с углом скоса при его достаточно больших значениях, поскольку этой же закономерности удовлетворяли измерения в АЭ $\phi = 1$ см, $L = 12,5$ см, $K_{588} D = 2,6$ с торцами, скошенными под углом Брюстера, хотя, с другой стороны, уменьшение угла скоса в АЭ $\phi = 1$ см, $L = 25$ см, $K_{588} D = 2,6$ до 2° приводило к падению $\alpha_{\text{max}} D$ до 0,175. Кроме того, слив воды из рубашки охлаждения с АЭ $\phi = 1$ см, $L = 25$ см со скосом 5° приводил также к уменьшению $\alpha_{\text{max}} D$ с 0,25 до 0,21, причем это изменение было значительно слабее, чем соответствующее изменение эффективности (изменение $\alpha_0 V/W_3$ от $0,9 \cdot 10^{-3}$ см²/Дж до $0,63 \cdot 10^{-3}$ см²/Дж). Кроме того, анализ известных нам данных по усилению в различных квантронах с кристаллами АИГ выявил ту же закономерность в зависимости $\alpha_{\text{max}}(\theta)$.

Природа такого поведения α_{max} в настоящее время точно не определена. Однако, принимая во внимание особенности поведения некоторых характеристик усилителей, работающих

вблизи значений $\alpha D \approx (\theta/\eta)^{1/2}$, можно сделать с некоторой степенью определенности утверждение, что такое уменьшение α_{max} в длинных стержнях вызвано паразитной генерацией в объеме АЭ.

К таким особенностям можно отнести следующие два явления.

1. Изменение характера зависимости кривой $\alpha(f_2)$ в области предельных α_{max} демонстрирующей выход на постоянный уровень насыщения, не объясняемый влиянием объемного УСИ и насыщением ламп. Такое поведение видно в работе [66] и из кривой 3 на рис. 13 снятой для АЭ $\phi = 3$ см, $L = 25$ см, $K_{588} D = 6$. С насыщением усиления связано также сокращение времени создания максимальной инверсии, обнаруженное в работе [66] и являющееся следствием сильного насыщения α . Соответствующее поведение импульса УСИ из АЭ наблюдалось нами в АЭ $\phi = 1$ см, $L = 25$ см. На рис. 19 изображены импульсы УСИ: 1 - ниже порога эф-



фекта, 2 - вблизи порога (видно сужение импульса в $\sqrt{\eta_n K_1 / \eta_n K_2}$ раз), 3 - выше порога эффекта (видно укорочение переднего фронта и сохранение длительности спада на уровне подпороговых значений), 4 - сильное превышение порога. Видно дальнейшее укручение переднего фронта и расширение длительности импульса за счет смещения конца импульса.

Рис. 19. Форма импульсов люминесценции из АЭ при различной накачке: 1 - $\alpha = 0,08$ см⁻¹; 2 - $\alpha = 0,15$ см⁻¹; 3 - $\alpha = 0,24$ см⁻¹; 4 - $\alpha = 0,25$ см⁻¹

2. Пороговый характер явления, о чем свидетель-

ствует восстановление времени создания максимальной инверсии при использовании слабо поглощающего ($\sim 15\%$) иммерсионного раствора, окружающего боковую поверхность АЭ, обнаруженное в работе [66].

Возможны два источника обратной связи, необходимой для самовозбуждения АЭ: это зеркала осветителя [69] и диффузно отражающая боковая поверхность АЭ и кюветы. В пользу основного вклада боковой поверхности АЭ и кюветы говорят, во-первых, описанные выше эксперименты (кривая 3, рис. 15),

в которых $\bar{\alpha}_{\max} D$ уменьшалась при увеличении локализации инверсии вблизи боковой поверхности АЭ; во-вторых, универсальный вид соотношения $\alpha_{\max} D / (\theta/n)^{1/2} = (1,1 \pm 0,1)$, слабо зависящий от типа осветителя, и, в-третьих, уже упомянутый факт применимости соотношения к усилителям на кристаллах АИГ, в которых достижение указанных α_{\max} происходит при низких удельных нагрузках $f_z \approx 0,1$, когда лампы, диаметр которых обычно $d \approx 0,5$ см, еще достаточно прозрачны в отличие от систем с неодимовыми стеклами, где $f_z \approx 0,3 \div 0,5$ при $d \approx 1 - 1,6$ см [57], и возникновение поперечной генерации на осветителе сильно подавлено.

В то же время на поперечный характер генерации указывают результаты измерения коэффициента усиления K в двухкаскадном усилителе с АЭ $\phi = 1$ см, $L = 25$ см, $K_{586} D = 2,6$, представленные на рис. 20. Активные элементы в этом экспе-

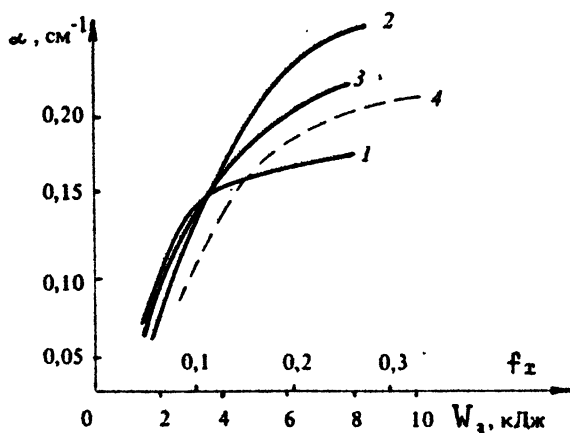


Рис. 20. Зависимость усиления в АЭ $\phi = 1$ см, $L = 25$ см, $K_{586} D = 2,6$ от энергии накачки: 1 — скос торцов АЭ 2° , 2 — скос торцов 5° , 3 — 2-каскадный усилитель, 4 — охлаждение АЭ воздухом

рименте помещались в осветитель с четырьмя лампами ИФП-5000-2, предназначенный для работы с АЭ $\phi = 2$ см, $L = 25$ см. Максимальная эффективность составляла $\alpha_0 V / W_3 = 0,9 \cdot 10^{-3}$ см²/Дж. Кривая 2 соответствует АЭ с торцами-скошенными под углом 5° , кривая 1 — под углом 2° .

Исследовались две схемы двухкаскадного усилителя. В первой схеме усилитель состоял просто из двух АЭ, последовательно установленных на расстоянии 22 см, во второй между

АЭ устанавливались наклоненная линза $F \approx 13$ см, осуществлявшая проекцию входного горца первого АЭ на выходной горец второго АЭ и тем самым направлявшая осевое излучение из одного АЭ в другой. Получено, что в обоих случаях общий коэффициент усиления системы с точностью измерений до 10 % соответствовал произведению коэффициентов K отдельных усилителей во всем диапазоне накачки. Максимальная величина K составляла $2 \cdot 10^4$, Кривая 4 на рис. 20 соответствует средней величине \bar{K} , вычисленной по измеренному K системы, составленной из описанных двух усилителей, т. е. формально при расчете предельного K многокаскадного усилителя формула $\propto D/(\theta/n)^{1/2}$ должна применяться только для вычисления усиления в одном усилителе.

Такое поведение усилителей возможно только в случае, если поток мощности генерации, снимающий инверсию в АЭ, направлен в основном в поперечном направлении.

Таким образом, в настоящее время все усилители можно разделить на два класса: 1) усилители, работающие в режиме самовозбуждения, максимальное усиление которых описывается выражением $\propto_{\max} \sqrt{DL} = \delta$ ($\delta = 1,1 \pm 0,1$); 2) усилители, работающие в режиме ограничения усиления насыщением ламп.

Используя соотношения (2.7), (2.8), (2.9) для анализа данных по $(\propto_0 V/W_0)_{\max}$ и $\propto_{\max} D$ извлекаемых из работ [65, 66], а также данные по исследованию описанных 4-ламповых осветителей, можно составить таблицу (табл. 6) основных параметров усилителей, приведенных к стеклу типа ГЛС-21 с $K_{505} D = 2,7$ и $\tau_{0,5} = 320$ мкс.

Таблица 6

D, см	Тип отражателя	Число ламп	Диаметр ламп, см	\bar{J} , Дж/см ²	$\rho_{\text{ГЛС}}$	η	$\propto V_0/W_0$, 10^3 , см/Дж	$\propto D = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{D}{L}}$	$\propto_{\max} D$	Источник
1	зеркальный	4	0,7	110	0,5х	0,5	2,3	0,31	0,55	Исследования авторов
2	зеркальный	4	1,1	110	0,5х	0,5	2,3	0,31	0,46	
3	зеркальный	4	1,6	110	0,5х	0,5	2,3	0,38	0,47	-
4,5	зеркальный	4	1,6	110	0,5х	0,5	2,3	0,47	0,36	-
6	диффузный	12	1,6	82	0,25х	0,7	1,5	0,54	0,39	[65]
6	зеркальный	6	1,6	97	0,3х	0,59	1,56	0,54	0,25	[65]
8,5	диффузный	16	1,6	80	0,26х	0,7	1,6	0,64	0,39	[66]
8,5	зеркальный	8	2,1	92	0,37х	0,62	2,0	0,64	0,36	[66]
10	зеркальный	10	2,1	114	0,35х	0,47	1,55	0,69	0,36	[66]
10	зеркальный	12	2,1	104	0,27х	0,54	1,3	0,69	0,36	[66]
2	зеркальный	4	1,6	110	0,5х	0,5	2,3	0,31	0,55	прогноз

Величина L везде, кроме 1-й строки, принималась равной 25 см. В данной таблице q и $\beta_{\text{геом}}$ вычислялись относительно осветителя с АЭ $\phi = 1$ см, $L = 12,5$ см, представленного в первой строке, с помощью выражения (2.7). В то же время, значение $\beta_{\text{геом}}$ указанного реперного осветителя достаточно условно принималось равным расчетному значению $\beta_{\text{геом}} \approx 0,5\tau$, полученному в работе [67] для параметра $d_k/d = 2$, соответствующего данному осветителю; τ — неизвестная величина, примерно равная 0,8 — коэффициенту отражения серебряных зеркал осветителя АЭ $\phi = 1$ см. При необходимости вычисления значений $\beta_{\text{АЭ}}$ соответствующих $K_{588} D = 2,7$, осуществлялись с помощью графика 1 на рис. 15 и исходных значений, измеренных с другими $K_{588} D$.

Из табл. 6 видно, что с увеличением числа ламп в осветителе возрастает доля возвращаемого в лампы света и падает доля света, проецируемого на боковую поверхность АЭ. Хотя эти два фактора действуют в противоположную сторону, однако падение $\beta_{\text{геом}}$ не компенсируется переизлучением ламп. Из таблицы также видно, что в режиме самовозбуждения при выбранных $K_{588} D = 2,7$ будут работать осветители с АЭ $\phi = 1, 2$ и 3 см, $L = 25$ см. Здесь необходимо отметить, что выбор $K_{588} D = 2,7$ для многоламповых осветителей с тонким слоем рубашки охлаждения может быть и не оптимальным. В случае возможности увеличения $K_{588} D$ при сохранении степени неоднородности прокачки в допустимых пределах величины $\alpha_0 V/W_3$ и $\alpha_{\text{max}} D$ могут быть пересчитаны с помощью кривой 1 на рис. 15.

Для типичных усилителей на основе АИГ величина $\left(\frac{\alpha_0 V}{W_3}\right)_{\text{max}}$ лежит в диапазоне $(3 + 2) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{Дж}$. Используя эту величину и зависимость $\alpha_{\text{max}} \sqrt{DL} \approx 1$, можно приблизительно оценить как α_{max} , так и энергию W_3 , при которой достигается α_{max} . Отметим, что в типичных осветителях ограничение α_{max} насыщением светимости ламп возможно только при коротких длительностях разряда $\tau_{0,5}$ при неполном заполнении плазмой внутреннего объема лампы. Отсюда, в частности, следует заключение, что при конструировании усилителей на АИГ для увеличения их эффективности необходимо оптимизировать отношение D/d , которое должно быть заведомо больше, чем в усилителях на стеклах, с целью повышения излучательного КПД лампы вблизи реализуемого в данном АЭ порога паразитной генерации.

2.2.3. Многокаскадный усилитель и его исследование с использованием ОВФ-зеркал

Из приведенного выше рассмотрения можно заключить, что большие значения $K > 10^3$ вследствие паразитного самовозбуждения АЭ, а также с конструктивной точки зрения, проще реализуются в многокаскадных усилителях. Переходя к оценке предельных K многокаскадного усилителя прежде всего оценим число разрешенных элементов Q' в изображении, передаваемых с помощью поля через оптически однородный усилитель. При заданных геометрических размерах АЭ это число будет зависеть от проектирующей оптической схемы. Поэтому при оценке Q' необходимо выбрать схему, обеспечивающую максимальное его значение. В простейшем случае усилителя, состоящего из одного цилиндрического АЭ (рис. 21, а), при выборе такой схемы можно воспользоваться решением задачи об оптимизации энергетического коэффициента передачи поля T одной ограниченной апертуры на другую [1]. В обоснование идентичности такой постановки задачи исходной можно сказать, что в данном случае оптически однородной среды единственной причиной потери информации является энергетическая потеря, происходящая при передаче поля с одной апертуры на другую.

Главными, с точки зрения оптимизации оптической схемы, выводами работы [1] являются, во-первых, утверждение об оптимизации коэффициента T ортогональным набором структур полей (мод), имеющих на входной и выходной апертурах радиус кривизны волнового фронта R с центром, расположенным на противоположной апертуре, и, во-вторых, свойство двух рассматриваемых апертур селективировать по потерям моды высших типов. Отсюда следует, что максимальное T некоторой сложной структуры поля будет реализовываться при установке на входе АЭ линзы с фокусным расстоянием F , такой, что сумма регулярного радиуса кривизны входного многомодового излучения R_M и F (другими, словами, $R_{\Sigma}^{-1} = F^{-1} + R_M^{-1}$) была равна длине АЭ, деленной на показатель преломления n , т. е.

$$R_{\Sigma} = L_{A_2} / n.$$

Интуитивно ясно, что при $Q' \gg 1$ такое условие будет обеспечивать максимальную мощность в наиболее добротных модах. В случае поля, несущего изображение предмета, удаленного на расстояние $\mathcal{L} \gg L_{A_2} / n$ и имеющего $R_M \approx \mathcal{L}$ оптимальное фокусное расстояние входной линзы будет $F \approx L_{A_2} / n$. При этом линза F будет строить на выходной апертуре изо-

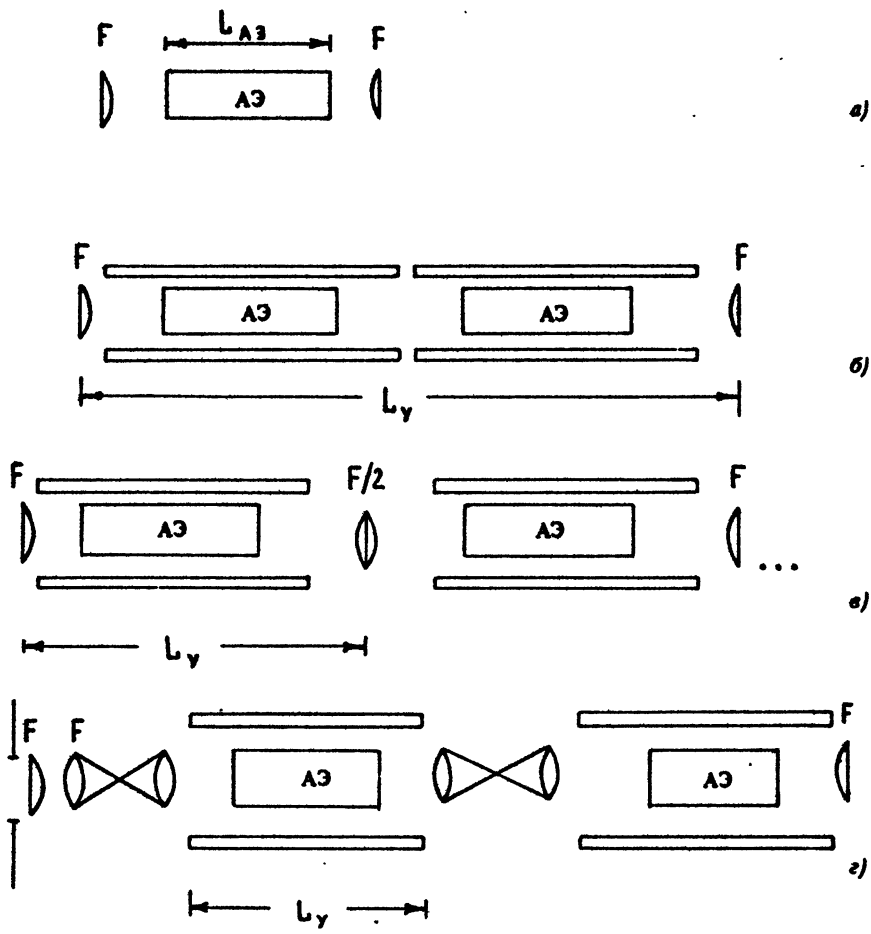


Рис. 21. Оптические схемы усилителей

бражение этого предмета, минимальный размер d_p элемента разрешения которого определяется, как известно, дифракцией поля на входной апертуре $d_p = \theta_\lambda F$, где $\theta_\lambda = 2,44 \lambda / D$ — дифракционный угол. Число элементов разрешения вдоль диаметра входной апертуры m ($Q' \approx \frac{\pi}{4} m^2$) в соответствии с общепринятым критерием разрешимости двух элементов выражается следующим образом:

$$m = \frac{D}{d_p/2} = \frac{D^2 n}{1,22 \lambda L_{АЭ}} = 2 \frac{\theta_\lambda}{\theta_\lambda}, \quad (2.10)$$

где $\theta_B = Dn/L_{A3}$ – угол видения усилителя, т. е. m примерно равно числу Френеля, определяющего также число наиболее добротных мод в задаче оптимизации T [1].

Практически при создании усилителя с высоким K из технических соображений необходимо использовать многокаскадный усилитель (рис. 21, б). В этом случае длина усилителя будет заметно превышать суммарную длину АЭ, поскольку полная длина лампы больше длины АЭ. Величина промежутка, разделяющего АЭ, может, кроме того, намеренно увеличиваться с целью выведения из апертуры усилителя бликов, отраженных от скошенных торцевых поверхностей АЭ. Угол видения такого усилителя

$$\theta_B = \frac{D}{L_{A3}(n^2-1) + L_Y}, \quad (2.11)$$

где L_{A3} – суммарная длина АЭ, L_Y – длина усилителя.

Очевидно, что в таком усилителе θ_B и m уменьшаются с увеличением числа каскадов. Для сохранения поля зрения многокаскадного усилителя можно использовать схему, изображенную на рис. 21, в. Линзы, установленные между каскадами, служат для оптимизации коэффициента T в последующих каскадах. Их фокусное расстояние, равное $F/2$, выбирается из соображения фокусировки оптимальной моды предыдущего усилителя на выходную плоскость последующего усилителя. Нетрудно также видеть, что промежуточные линзы переносят изображение поля с входной плоскости предыдущего каскада на выходную плоскость последующего. В данной схеме мода, оптимизирующая T в одном каскаде, будет проходить весь усилитель без искажений, оптимизируя T всего усилителя. Угол видения всего усилителя приближенно, с точностью до краевых эффектов, можно вычислить по формуле (2.11), где L_{A3} , L_Y – соответствующие длины, относящиеся к одному каскаду.

Практически длина одного каскада может заметным образом превышать длину АЭ. При этом угол видения усилителя будет меньше максимального угла видения, который может обеспечить АЭ. Для увеличения θ_B до предельной величины $\theta_B = Dn/L_{A3}$ можно использовать схему, изображенную на рис. 21, г, в которой на входе и между каскадами используются ретрансляторы [68], переносящие изображение выходной апертуры предыдущего усилителя на входную апертуру последующего. Линза с фокусным расстоянием $F = L_{A3}/n$, установ-

ленная на входной апертуре, строит изображение удаленного предмета на выходе первого усилителя.

Кроме отмеченного свойства, в данной схеме (см. рис. 21, г) из-за больших расстояний между оптическими элементами требуются гораздо меньшие наклоны линз, выводящие паразитные блики из системы; схема позволяет также при необходимости безболезненно для угла видения усилителя вводить различные оптические устройства, такие как спектральные селекторы, вентили Фарадея и т. д. Кроме того, схема позволяет с помощью диафрагм, установленных в ретрансляторе, производить фильтрацию паразитных бликов и излучения УСИ от ближайших каскадов, распространяющихся в системе под углами, большими угла видения, и также вносящими вклад в обеднение населенности рабочего уровня. Однако усилитель, выполненный по такой схеме, будет обладать существенно большей длиной, чем усилитель, изображенный на рис. 21, в.

Расчет числа элементов разрешения в поле зрения усилителя по формуле (2.10) справедлив лишь в предположении оптической однородности АЭ, а также при отсутствии аберраций линзовых систем. Однако, как хорошо известно, из-за неравномерного тепловыделения при накачке АЭ [69], наличия в них остаточных напряжений, несовершенства обработки оптических поверхностей, а также из-за наклонов линз возникают искажения волнового фронта излучения, прошедшего через усилитель, что, очевидно, будет приводить к размытию углового размера элемента разрешения $\theta_{\min} \gg \theta_A$ и, как следствие, к уменьшению реального числа разрешаемых элементов до значения $\frac{\pi}{4} \left(\frac{\theta_B}{\theta_A}\right)^2 \left(\frac{\theta_A}{\theta_{\min}}\right)^2$.

В многокаскадных усилителях на стеклах и кристаллах АИГ эти искажения могут быть весьма существенными. Таким образом, очевидно, что использование такой системы в качестве усилителя яркости изображения целесообразно только в сочетании с устройством ОВФ, исправляющим фазовые искажения. При этом число разрешаемых элементов в поле зрения усилителя изменяется незначительно и связано лишь с экранировкой размытого элемента разрешения на краю поля зрения усилителя. Такая экранировка приведет к сокращению m на величину θ_{\min} / θ_A , т. е. справедлива оценка относительного уменьшения числа элементов разрешения

$$\frac{m}{m_{\max}} = \frac{\theta - \theta_{\min}}{\theta} / m_{\max} = 1 - \frac{\theta_{\min}}{\theta},$$

где характерная величина θ_{\min}/θ составляет 10^{-1} .

При составлении многокаскадного усилителя причиной, ограничивающей его K , если исключить усиление в системе различных бликов, будет нарастание вдоль оси энергии УСИ. При большом числе усилителей УСИ будет приводить к эффективному обеднению населенности в крайних каскадах, так что распределение α вдоль оси z будет иметь максимум в АЭ центральных каскадов и быстро спадать к концам усилителя [70]. В этих условиях увеличение числа каскадов N_k неэффективно, поскольку быстро увеличиваются габариты и энергетика усилителя при слабом росте $\Delta K \sim N_k$.

Оценить предельный коэффициент K усилителя с импульсной накачкой, при котором будет наблюдаться уменьшение населенности в крайних каскадах, можно путем вычисления с помощью (2.1) плотности энергии УСИ на выходе усилителя и приравнивания ее к плотности энергии насыщения $\hbar\omega/\epsilon$. После вычисления нетрудно получить соотношение [71]

$$\theta_v^2 \frac{K}{\ln K} = \frac{4 \ln 2 \lambda^2}{\Delta\omega \Delta t \epsilon}, \quad (2.12)$$

где θ_v - угол видения многокаскадного усилителя, построенного по любой из приведенных на рис. 21 схем; Δt - время люминесценции усилителя с импульсной накачкой. Для фосфатного стекла $\Delta t = 6 \cdot 10^{-4}$ с и $4 \ln 2 \lambda^2 / \Delta\omega \Delta t \epsilon = 44$. Используя соотношение для $Q' = \frac{\pi}{4} m^2$ и приведенное соотношение (2.12), получаем оценочную формулу для энергетика усилителя:

$$W_3 \approx Q' K \cdot 1.5 \frac{\lambda^2}{\left(\theta_v^2 \frac{K}{\ln K}\right) \left(\frac{\alpha V}{W_3}\right)}. \quad (2.13)$$

В этой формуле выражение $\left(\theta_v^2 \frac{K}{\ln K}\right)$ достигает максимума $\theta_v^2 \frac{K}{\ln K} = 44$ для усилителей с предельными параметрами Q' и K . Из формулы (2.13) видно, что энергетика системы быстро нарастает с увеличением произведения $Q'K$. Так, полагая для примера $K = 10^6$, $m = 400$, $\alpha V / W_3 = 2 \cdot 10^{-3}$ см²/Дж, находим из формулы (2.12) $\theta_{\max} = 2,7 \cdot 10^{-2}$, из (2.10) - $D \approx 1,9$ см, $W_{3 \min} = 2 \cdot 10^4$ Дж.

Чтобы более детально представить схему усилителя с $K = 10^6$, $m = 400$, обратимся еще раз к табл. 6. Один каскад усилителя с $D = 2$ см и лампами ИФП-8000 ($d = 1,6$ см)

будет иметь $L_{y \min} = 52$ см, $L_{\lambda 3} = 30$ см, а его максимальный угол видения в соответствии с $(2.11) \theta_{\theta} \approx 5 \cdot 10^{-2}$ рад, т. е. несколько больший, чем $\theta_{\max} = 2,7 \cdot 10^{-2}$ рад. Отсюда для достижения коэффициента $K = 10^6$ в многокаскадной схеме, составленной из подобных усилителей, необходимо в случае схемы, изображенной на рис. 21, в, увеличить L_y до 85 см, а для рис. 21, г установить в фокусе ретранслятора диафрагму, размером $d = \theta_{\max} F_p$ (F_p — фокусное расстояние линзы ретранслятора). Число каскадов схемы N_y можно определить, используя соотношение $\alpha D = 1,1 \sqrt{D/L} = 0,31$. После простых вычислений получим $N_y \geq \ln KD / \alpha D L_{\lambda 3} = 3,6$, и таким образом N_y можно выбрать равным четырем, т. е. получим вполне реализуемые параметры. Однако, задавая $K = 10^7$ при том же $m = 400$, получим $V_{3 \min} = 2 \cdot 10^5$ Дж, $\theta_{\max} = 10^{-2}$ рад, $D = 5,5$ см, что уже представляет из себя не разумную, с точки зрения энергетики и габаритов, систему.

Далее опишем экспериментальное исследование панорамного усилителя с $m = 220$ и $K = 2 \cdot 10^4$, параметры которого далеко не оптимальны, с точки зрения энергетики. На примере этого исследования можно проследить основные методические вопросы, возникающие при измерениях параметров усилителя.

Кроме разобранных выше общих вопросов разработки панорамных усилителей (ПУ), существует также вопрос о количественном измерении разрешающей способности по полю зрения системы построения изображения, включающей ПУ и ОВФ-зеркало. При этом как ПУ, так и устройство ОВФ, каждый могут вносить свои искажения. В то же время исследование искажений изображения ПУ без устройства ОВФ не информативно, поскольку заведомо на предельных накачках АЭ становятся оптически неоднородными и вносят сильные искажения. Сопряжение ПУ с ОВФ-зеркалом в принципе должно устранить большую часть искажений, вносимых АЭ, и весь вопрос при независимом исследовании ПУ заключается в определении степени исправления искажений, возникающих в усилителе, с помощью идеального ОВФ-зеркала. Таким образом, для полного исследования ПУ необходимо наличие ОВФ-зеркала с высоким качеством обращения любой структуры поля в угле видения усилителя, что позволит оценивать качество изображения с помощью различных мер и испытательных таблиц. Однако создание и исследование такого ОВФ-зеркала является в настоящее время самостоятельной задачей. В этой связи для оценки вносимого панорамным усилителем уменьшения разре-

шающей способности по полю зрения можно упростить задачу и измерять искажение элемента разрешения в плоскости изображения. Такой способ является приемлемым для решения задачи об исследовании искажений ПУ, поскольку в отличие от ОВФ-устройства, усилитель является существенно линейной системой, в которой справедлив принцип суперпозиции. За меру величины искажения элемента разрешения в плоскости изображения удобно принять величину проекции χ искаженной структуры отраженного поля $E_{отр}$ на неискаженную структуру падающего поля $E_{пад}$ близкую по угловому размеру к минимально возможному элементу разрешения, т. е. по сути являющейся одномодовым излучением:

$$\chi = \frac{\left| \int E_{пад} E_{отр} dS \right|^2}{\int |E_{пад}|^2 dS \int |E_{отр}|^2 dS} \quad (2.14)$$

Приведенная величина в задачах исследования устройств ОВФ характеризует качество обращения.

При практическом осуществлении такого метода измерения необходима реализация двух устройств: во-первых, анализатора качества ОВФ, гарантирующего высокую точность измерения, и, во-вторых, устройство ОВФ-пучков с небольшой степенью искажений волнового фронта, т. е. с $1 < \theta/\theta_A \leq 10$.

Наиболее адекватным методом измерения χ в обсуждаемом случае является измерение с помощью одномодового пространственного фильтра (ПФ) с высокой степенью селекции [2]. Требуемую степень селекции можно оценить, если предположить, что искажения приводят к возбуждению только ближайшей моды к основной моде ПФ. Можно показать, что в первом приближении по параметру малости искажения $1 - \chi$ такое искажение эквивалентно просто произвольному сдвигу обращенного пучка по углу и координате относительно падающей моды. Простой расчет дает, что истинный параметр χ следующим образом выражается через измеренный χ_H :

$$\chi = \frac{\chi_H - T_1/T_0}{1 - T_1/T_0},$$

а для ошибки справедливо соотношение $\Delta\chi/\chi = [(1-\chi)/\chi](T_1/T_0)$, где T_0 и T_1 - коэффициенты пропускания по мощности соответственно основной и ближайшей к ней мод. Из этих выражений видно, что если необходимо проведение измерений χ в диапазоне 0,5 - 1, то требуемая степень селекции, характеризуемая параметром T_1/T_0 должна быть не менее 0,5, а если за-

даться ошибкой $\Delta\chi/\chi$ измерения во всем интервале порядка 0,1, то получим $T_1/T_0 \approx 0,1$. Используя расчеты потерь мод конфокального резонатора с соответствующим параметром Френеля, можно показать, что традиционно применяемый в работах по исследованию ОВФ пространственный фильтр из линзы с диафрагмой, угловой размер которой соответствует дифракционному углу $\theta_A = 2,44 \lambda/D$, имеет низкую степень селекции $T_1/T_0 = 0,75$. В данной работе в качестве ПФ использовалась трехступенчатая диафрагменная линза [69] общей длиной 84 см с диаметром диафрагм 0,04 см и со степенью селекции $T_1/T_0 \approx 0,1$. Схематически ПФ изображен на рис. 22. Расчет ПФ показал, что распределение амплитуды поля основной моды ПФ представляет из себя гауссову кривую, обрезанную краем апертуры на уровне 0,5. Расходимость пучка по уровню 0,5 в интенсивности была на 12 % больше дифракционного предела $2,44 \lambda/D$. Экспериментальное измерение распределения поля в ближней и дальней зонах совпадало с расчетными величинами. При определении χ с помощью фотоэлементов Φ_1 и Φ_2 измерялось пропускание ПФ отраженного излучения. Калибровка пропускания ПФ, соответствующего $\chi = 1$, производилась с помощью плоского зеркала, установленного сразу на выходе ПФ. Неточность указанной калибровки, требующей тщательной настройки зеркала и телескопа, установленного в ПФ, могла приводить к ошибке в определении абсолютного значения χ . Реальная ошибка в наших экспериментах, оцениваемая нами по разбросу максимальных значений χ при ВРМБ одномодового пучка, полученных с различными калибровками составляет $\pm 5\%$.

Для обращения волнового фронта использовалось ВРМБ. Прежде чем производить исследования ПУ, нами были проделаны тщательные измерения качества обращения самого ОВФ-зеркала. Поскольку при работе ОВФ-устройства с ПУ необходимо обращение волнового фронта пучка, претерпевшего относительно слабые искажения в усилителе ($1 < \theta/\theta_A \leq 10$), то необходимо прежде всего определить способность ВРМБ обрабатывать такие пучки. Это тем более интересно, что в теории ОВФ при ВРМБ существует критерий, который должен выполняться для реализации высокого качества ОВФ, из которого следует $\theta/\theta_A \gg 10$ [72].

Измерение производилось по схеме, изображенной на рис. 22, в которой отсутствовал ПУ. В качестве аберраторов, искажавших фазовую структуру падающего пучка, использова-

лись свильные стекла. Параметр θ/θ_A измерялся по увеличению порога ВРМБ.

Устройство ОВФ состояло из кюветы с $TiCl_4$ длиной 40 см, на входе которой устанавливалась фокусирующая линза $F_4 = 30$ см, пластинка $\lambda/4$ (ромб Френеля) и поляризатор Π_2 . Порог срабатывания такого зеркала был связан с порогом ВРМБ в $TiCl_4$ ($W_{пор} \approx 1,5$ мДж), а коэффициент отражения устройства при исследовании ПУ составлял 10^{-2} , что является существенным моментом для предотвращения пробоя линзы F_2 излучением, отраженным от ОВФ-зеркала и усиленным в ПУ с $K \sim 10^3$. Фотоэлементами Φ_4, Φ_5 и Φ_6 измерялись мощности падающего, отраженного и прошедшего сигналов соответственно.

Измерение качества ОВФ производилось с помощью описанного выше пространственного фильтра.

Зондирующее излучение от задающего генератора ЗГ (см. рис. 22) длительностью 30 нс ослаблялось в аттенюаторе, состоящем из кристаллической пластинки KDP χ -среза, при наклоне которой изменялось состояние поляризации прошедшего излучения, и соответственно пропускание через поляризатор Π_1 от $T \sim 10^{-2}$ до $T \sim 0,7$. На рис. 23 изображены результаты

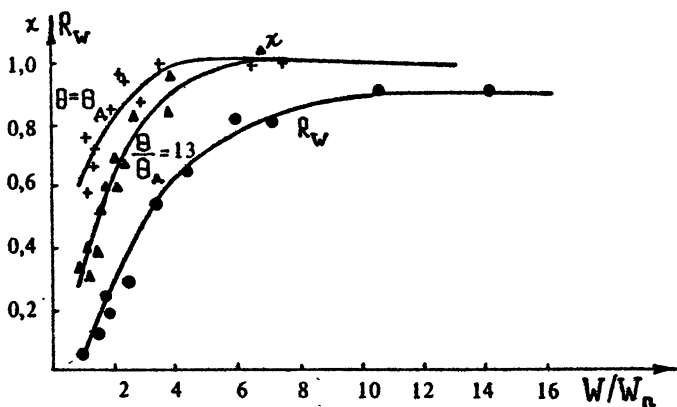


Рис. 23. Зависимость качества обращения маломодовых пучков и коэффициента отражения от превышения порога ВРМБ

измерения x и коэффициента отражения R_W энергии, измерявшегося с помощью фотодиодов Φ_5 и Φ_4 . Видно, что для одномодового пучка на пороге ВРМБ (при $R_W \approx 0,1$) $x \approx 0,6$. Эта величина близка к теоретической $x_T = 0,52$, вычисленной с

помощью выражения для моды, формирующейся при вынужденном рассеянии в гауссовом пучке накачки [73]. Общее выражение для χ_T , справедливое при отсутствии обеднения пучка накачки, следующее:

$$\chi = \frac{4 \sqrt{\frac{Q \bar{z}_A}{2}}}{\left(1 + \sqrt{\frac{Q \bar{z}_A}{2}}\right)^2 + \frac{Q \bar{z}_A}{2}},$$

где $Q \bar{z}_A$ — усиление ВРМБ на дифракционной длине. Из него видно, что при увеличении $Q \bar{z}_A$ χ уменьшается. Однако в эксперименте при 5 – 6-кратном превышении порога χ выходит на уровень, близкий к единице. Подобное поведение демонстрируют и пучки с неоднородным волновым фронтом, при которых, однако, для выхода на уровень $\chi \sim 0,9$ требуется большее превышение порога. На рис. 23 также видно, что для многомодового пучка с $\theta/\theta_A \approx 13$ величина качества обращения χ на пороге ВРМБ ($R_W \sim 0,1$) невелика и составляет примерно 0,3. Отметим, что данная величина не оставалась постоянной при использовании различных свильных пластинок с постоянным параметром θ/θ_A измеряемым по изменению порога ВРМБ, диапазон изменения χ составлял 0,3 – 0,5.

После исследований устройства ОВФ были проведены измерения искажений элемента разрешения в ПУ по той же схеме, которая изображена на рис. 21. Линза $F_1 = 37$ см фокусировала падающее излучение на линзу $F_2 = 12,5$ см, переносящую изображение входной апертуры ПУ на выходную. Линза $F_1 = F_3$ коллимировала выходное излучение. Расстояние между АЭ составляло 22 см. Линзы наклонялись так, что отраженное излучение от их поверхностей не попадало назад в АЭ. Исследование усиления было описано выше (см. рис. 20). Перископ (на рис. 22 – Пер. 1), установленный на входе в усилитель, служил для отклонения зондирующего пучка от оси усилителя на известный угол без параллельного смещения пучка. При этом для сохранения настройки пластинки $\lambda/4$ использовался перископ (Пер. 2), установленный перед устройством ОВФ. Измерение χ производилось при общем усилении, на порядок меньшем предельного и не превышавшем $2 \cdot 10^3$. Такое ограничение K было обусловлено пробоем линзы F_2 отраженным излучением, величина которого определялась качеством настройки ромба Френеля перед ОВФ-зеркалом.

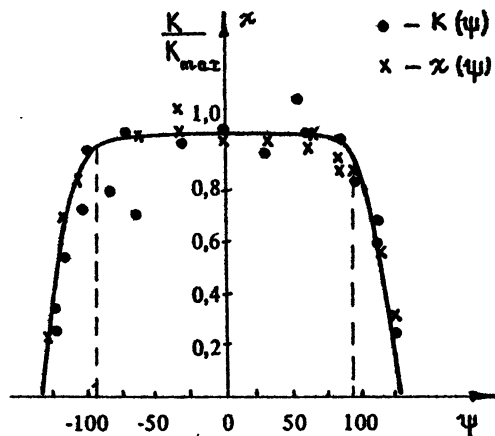


Рис. 24. Зависимость степени искажения элемента разрешения от угла распространения излучения по панорамному усилителю, нормированного на дифракционный угол $\theta_A = 1,22 \lambda / D$

На рис. 24 показаны результаты измерения коэффициента усиления K/K_{\max} ($K_{\max} = 2 \cdot 10^3$) и качества обращения x в зависимости от угла отклонения от оси ПУ направления распространения излучения по усилителю, нормированного на угол $\theta_A = 1,22 \lambda / D$. Вертикальными пунктирными линиями показано значение угла, рассчитанного по формуле (2.11). Из результатов можно заключить, что падение качества ОВФ на краю жестко коррелировано с уменьшением коэффициента усиления, т. е. причина искажения элемента разрешения на краю АЭ связана с выходом пучка за пределы апертуры АЭ. Наблюдающийся разброс точек x в сторону уменьшения связан с несовершенством поверхности линзы F_2 (царапины, пробой, пыль, экранировавшие пучок при отдельных значениях углов).

Таким образом, эксперимент подтвердил возможность создания ПУ с $K = 2 \cdot 10^4$ и $\tau = 220$.

2.3. ОВФ-ЗЕРКАЛА ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

Выше упоминалось, что в ряде случаев оптические элементы, особенно АЭ лазерных систем, вносят абберрационные искажения в проходящее через них излучение. Для компенсации таких искажений могут быть использованы получающие все большее

распространение оптические устройства – зеркала, обращающие волновой фронт света. Можно различать два типа таких зеркал: беспороговые и пороговые. Первые рассчитаны на ОВФ слабых сигналов, уровень энергии которых близок к тепловому или квантовому пределу. Вторые – на ОВФ излучения, мощность которого выше определенного порога, составляющего, как правило, величину в десятки и сотни киловатт. В этом и следующем разделах кратко рассмотрены свойства обоих типов зеркал в оптических системах, причем главное внимание уделено особенностям работы панорамных зеркал и зеркал, предназначенных для ОВФ широкоапертурных световых пучков.

ОВФ-зеркала для световых пучков малой энергии должны удовлетворять двум основным требованиям: возможность реализации высококачественного ОВФ слабого излучения и высокий коэффициент отражения в обращенную волну. Этим условиям в наибольшей степени отвечают ОВФ-зеркала на основе четырехволнового взаимодействия световых волн с гиперзвуком [74 – 76]. При этом активная к ВРМБ среда просвечивается двумя встречными (в простейшем случае – двумя плоскими) волнами накачек \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_0^- с частотами ω_0^+ и ω_0^- (рис. 25). Подвергаемая обращению (сигнальная) волна \mathcal{E}_1^+ имеет частоту $\omega_1^+ = \omega_0^- - \Omega$, сдвинутую относительно частоты интерферирующей с ней волны \mathcal{E}_0^- на величину Ω , равную ВРМБ-сдвигу в среде. В результате интерференции волн \mathcal{E}_0^- и \mathcal{E}_1^+ в среде резонансным образом возбуждается бегущая гиперзвуковая решетка $Q \sim \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^+$. Рассеяние на этой решетке второй, встречной волны накачки \mathcal{E}_0^+ приводит к возбуждению обращенной волны $\mathcal{E}_1^- \sim \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^+$.

Важной особенностью указанного взаимодействия является то, что эффективное отражение, в данном случае, осуществляется лишь для сигнальной волны, сдвинутой по частоте относительно частот волн накачек. При этом, в отличие от вырожденного взаимодействия, "паразитные" компоненты волн накачек, связанные с неточным их сопряжением, дифракцией на ограничивающих апертурах, самовоздействием и т. д., не служат фоном, последующее усиление которого может "забывать" сигнальную и отраженную волны. Таким образом, чувствительность четырехволновых гиперзвуковых обращающих зеркал (ЧГОЗ) ограничена не "техническими" (указанными выше) шумами, а лишь их собственной предельной чувствительностью, определяемой уровнем спонтанного мандельштам-бриллюэновского рассеяния волн накачек в среде ЧГОЗ.

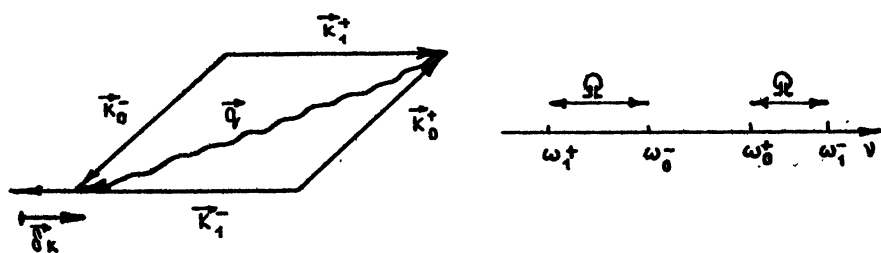


Рис. 25. Диаграмма частот и волновых векторов для четырехволнового взаимодействия световых волн с гиперзвуком: k_0^\pm – волновые вектора волн накачки \mathcal{E}_0^\pm , k_1^\pm – волновые вектора сигнальной \mathcal{E}_1^+ и обратной \mathcal{E}_1^- волн, Q – волновой вектор гиперзвуковой волны, δk – волновая расстройка, $\omega_{0,1}^\pm$ – частоты взаимодействующих световых волн, Ω – частота гиперзвука

Кроме этого, при использовании такого взаимодействия в режиме абсолютной неустойчивости [76] возможно ОВФ излучения с высокими ($R \approx 10^6$) коэффициентами отражения.

Ниже остановимся на расчетах параметров ОВФ-зеркала для проекционной системы, т. е. ОВФ-зеркала с большим числом элементов разрешения.

Прежде всего оценим чувствительность ЧГОЗ, т. е. найдем минимальную энергию волны, которую еще можно подвергнуть ОВФ. Предельная чувствительность зависит от шумов ЧГОЗ на частоте сигнальной волны. Энергия шумового затравочного источника в каждой поперечной моде (на один элемент разрешения) определяется спонтанным рассеянием волны накачки на тепловых фонах и составляет величину:

$$W_{ш}^i = \hbar \omega \bar{n} \Delta f \tau. \quad (2.14)$$

Здесь $\hbar \omega$ – энергия светового кванта; $\bar{n} = kT/\hbar \Omega \sim 10^3 \div 10^4$ – число тепловых фононов на частоте гиперзвука Ω , равное ВРМБ – сдвигу в среде ЧГОЗ при температуре T ; $\Delta f \tau$ – безразмерная полоса усиления ЧГОЗ, совпадающая с числом ортогональных во времени (продольных) мод, усиливаемых в ОВФ-зеркале; Δf – частотная полоса ЧГОЗ; τ – длительность импульса рассеянной волны. Следовательно, минимальная энергия сигнальной волны в одной поперечной моде (на один элемент разрешения) равна:

$$W_{эл. мин} = W_{ш}^i / \eta, \quad (2.15)$$

где η – квантовая эффективность усилителя, определяемая степенью согласования частоты и времени прихода сигнальной волны с полосой и временем включения ЧГОЗ. Оценка предельной чувствительности ЧГОЗ ($\lambda = 1,06$ мкм) для наиболее часто используемых в экспериментах жидкостей ($\Omega = 2 \cdot 10^{10}$ рад/с) дает значение

$$W_{\text{эл min}} [\text{Дж}] = 5 \cdot 10^{-16} \frac{\Delta f \tau}{\eta} \quad (2.16)$$

Величина $\Delta f \tau / \eta$ зависит от характера взаимодействия волн в ЧГОЗ. В области конвективной неустойчивости величина η может быть близка к единице, а безразмерная полоса $\Delta f \tau$ определяется длительностью импульсов волн накачек и полосой вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна. В области абсолютной неустойчивости, вследствие экспоненциального роста во времени амплитуд сигнальной и обращенной волн, параметр $\Delta f \tau \sim 1$, по крайней мере при небольших превышениях мощности волн накачек над порогом. Однако в данном случае, при использовании импульсов сигнальной волны, совпадающих по длительности с импульсами волн накачек, величина $\eta < 1$. Указанная особенность связана с тем, что в режиме абсолютной неустойчивости наибольшее усиление входного импульса происходит непосредственно после превышения волнами накачек порога неустойчивости. Последующая же часть входного импульса усиливается в меньшей степени и энергия этой части почти не влияет на энергию отраженного от ЧГОЗ излучения. Так, в модели совпадающих по длительности прямоугольных импульсов волн накачек и сигнальной волны, а также отсутствия эффектов насыщения параметр $1/\eta \approx \zeta / 4$, где $\zeta \approx 25$ – полный инкремент ВРМБ в поле встречных накачек. Полагая $\Delta f \tau = 1$, $1/\eta = 6$, находим

$$W_{\text{эл min}} \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} \quad (2.17)$$

Эта величина и определяет значение энергии сигнальной волны, волновой фронт которой может быть обращен.

Остановимся далее на вопросе, какова должна быть мощность (энергия) волн накачек для панорамного ОВФ-зеркала. Предположим, что нелинейная среда длиной l просвечивается двумя встречными волнами накачек диаметром d . Эффективность взаимодействия волн в ЧГОЗ определяется параметром g_{IV} , характеризующим развитие ВРМБ в поле волны накачки с большей интенсивностью $I = P/d^2$ (здесь g в сантиметрах

на мегаватт – коэффициент нелинейности, равный локальному инкременту на единицу длины и единицу интенсивности, I, P – соответственно интенсивность и мощность волны накачки, ℓ – длина нелинейной среды, d – диаметр пучка накачки).

Для достижения режима абсолютной неустойчивости [74–77], в котором реализуются высокие коэффициенты отражения в ОВФ–волну, необходимо, чтобы величина $qI\ell$ превысила пороговое значение $M_n \approx 8 - 12$. Это значение слабо зависит от других параметров ЧГОЗ (соотношение d интенсивностей слабой и мощной волн накачек, волновой расстройки $\delta k\ell$).

Из условия $q \frac{P}{d^2} \ell > M_n$ найдем значение P , которое удобно выразить через пороговую мощность ВРМБ $P_{\text{огн}} \approx \approx 25/kq$ в поле одномодового сфокусированного пучка ($k = = 2\pi/\lambda$):

$$P \geq \frac{1}{2} P_{\text{огн}} \frac{d^2}{\lambda \ell} \sim P_{\text{огн}} \frac{\theta_b}{\theta_d} \quad (2.18)$$

Таким образом, необходимая мощность волны накачки определяется параметром Френеля $d^2/\lambda\ell$ для четырехволнового зеркала, который пропорционален числу элементов разрешения по линейному полю зрения θ_b/θ_d , где $\theta_b \sim d/\ell$ – угол видения ЧГОЗ, а $\theta_d \sim \lambda/d$ – его угловое разрешение.

Существенным формальным отличием рассматриваемого ЧГОЗ от обычного лазерного усилителя с равномерным по сечению коэффициентом усиления является то, что вследствие экспоненциальной зависимости интенсивностей усиливаемых волн от интенсивностей накачек в ЧГОЗ, как и в обычном ВРМБ–усилителе, происходит сужение диаметра сигнальной и обращенной волн по сравнению с пучками накачек (так называемая “мягкая апертура”). Это сужение характерно для случая, когда сигнальная волна по интенсивности мала по сравнению с интенсивностью накачек и ее рост происходит с большим инкрементом $M \gg 1$.

Продемонстрируем это для ВРМБ–усилителя, представляя поперечное распределение интенсивности волны накачки в виде параболы:

$$I = I_0 (1 - 4r^2/d^2).$$

В этом случае несложно вычислить угловое разрешение θ_d и угол зрения θ (по уровню падения коэффициента усиления в e раз):

$$\theta_A = \frac{2\lambda}{\pi d_0} \sqrt{M}; \quad \theta_B = \frac{d_0 n}{l} \cdot \frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{M}}; \quad \frac{\theta_B}{\theta_A} = \frac{d^2 n}{\lambda l} \cdot \frac{\sqrt{3} \pi}{M}. \quad (2.19)$$

Линейное число элементов разрешения по полю зрения θ_B/θ_A , определяемое (2.19), не зависит от оптической схемы и приблизительно совпадает с θ_B/θ_A для ЧГОЗ.

Таким образом, можем записать для мощности волны накачки:

$$P \geq P_{\text{одн}} \frac{\theta_B}{\theta_A} \frac{M}{\sqrt{3} \pi n}.$$

Покажем, что отношение θ_B/θ_A определяет также предельно достижимый коэффициент отражения (по сути – коэффициент усиления) сигнала от ЧГОЗ. Это связано с тем, что уже при небольшом превышении мощности волны накачки над пороговой величиной максимальный коэффициент усиления K_{max} "загравочной" шумовой волны, совпадающей по частоте с сигналом, определяется лишь насыщением интерферирующей с ней волны накачки W_0^- . Полная мощность загравочного шума, пропорциональная числу усиливаемых пространственных мод, очевидно, равна $W_{\text{ш}} = W'_{\text{ш}} (\theta_B/\theta_A)^2$. Тогда

$$K_{\text{max}} \approx \frac{W_0^-}{W'_{\text{ш}} (\theta_B/\theta_A)^2}. \quad (2.20)$$

Поскольку рассеяние встречной накачки в ОВФ-волну происходит на той же гиперзвуковой голограмме, которая мощную накачку рассеивает в направлении сигнальной волны, то коэффициент отражения "загравочного" шума R отличается от K на величину $\alpha f(\delta k l)$, где $\alpha = I_0^+/I_0^- < 1$ – соотношение интенсивностей волн накачек, $f(\delta k l)$ – фактор, определяющий отношение эффективностей рассеяния слабой и мощной накачек на одной и той же гиперзвуковой голограмме в зависимости от безразмерной волновой расстройки $\delta k l$ на длине нелинейной среды (рис. 26).

Таким образом, находим

$$R_{\text{max}} \approx \frac{W_0^- \alpha f(\delta k l)}{W'_{\text{ш}} (\theta_B/\theta_A)^2}. \quad (2.21)$$

Следовательно, коэффициент отражения ЧГОЗ определяется насыщением его усиленными шумами, энергия которых пропорциональна $(\theta_B/\theta_A)^2$. С другой стороны, энергия волны накачки, как это следует из (2.18), $W = \frac{1}{2} W_{\text{одн}} \theta_B/\theta_A$, где $W_{\text{одн}} = P_{\text{одн}} t$,

t - длительность импульса волны накачки. Следовательно,

$$R_{\max} \leq \frac{W_{\text{одн}}}{W'_w} \frac{\alpha_f(\delta k l)}{\theta_B / \theta_A}. \quad (2.22)$$

Так, для $t \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с и жидкостей с высоким значением стрикционной нелинейности ($g = 2 \cdot 10^{-2}$ см/МВт) $W_{\text{одн}} \approx 10^{-3}$ Дж и отношение $W_{\text{одн}}/W'_w \approx 5 \cdot 10^{11}$. Следовательно, в условиях, близких к оптимальным ($\alpha \approx 0,1 - 0,3$; $f(\delta k l) \approx 0,2$ [74 - 78]), величина максимально достижимого коэффициента отражения в ОВФ-волну

$$R_{\max} \leq 10^{10} \frac{\theta_A}{\theta_B}. \quad (2.23)$$

Подставляя значение $\theta_B / \theta_A \approx 10^3$, характерное для экспериментов, находим $R_{\max} \leq 10^7$, что по порядку величины близко к максимальным достигнутым в экспериментах коэффициентам отражения при $\theta_B / \theta_A \sim 10^2 \div 10^3$.

Еще одним условием использования ЧГОЗ в качестве усилителя яркости является "развязка" сигнальной и обращенной волн от мощных пучков накачек. Это может быть осуществлено, например, по схеме, изображенной на рис. 27. Здесь поляризационная развязка осуществляется за счет поляризатора 3 и четырехволновых пластинок (ромбов Френеля) 2. Ясно, однако, что использование лишь поляризационной "развязки" недостаточно для предотвращения проникновения волны накачки в канал регистрации обращенного излучения, поскольку энергия обращенной волны в одной поперечной моде (на один элемент разрешения), при уровне сигнальной волны близком к предельно слабому, как это следует из условия (2.21), равна

$$W'_{\text{отр}} \sim R_{\max} W'_w \approx W (\theta_B / \theta_A)^{-2} \alpha_f(\delta k l). \quad (2.24)$$

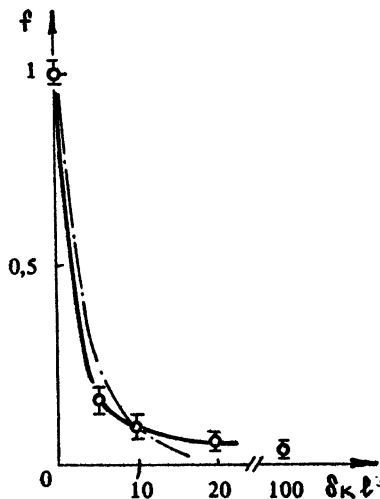


Рис. 26. Зависимость фактора f от безразмерной волновой расстройки $\delta k l$. Сплошная линия - эксперимент [78], штрихпунктирная - теория [2]

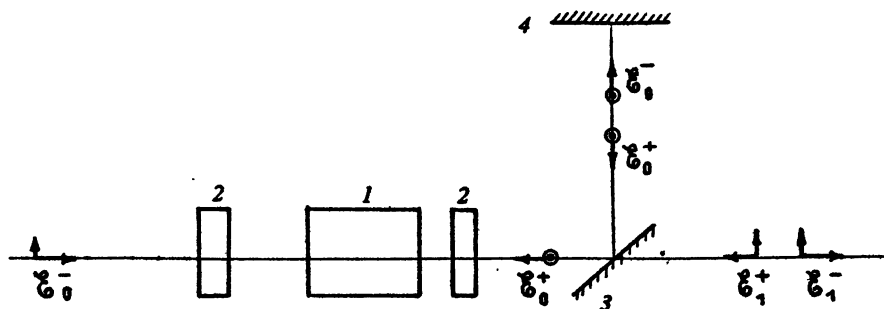


Рис. 27. Схема эксперимента: 1 – нелинейная среда, 2 – пластинки $\lambda/4$, 3 – поляризатор, 4 – зеркало (или ВРМБ-зеркало), формирующее волну накачки ξ_0^+

Таким образом, энергия обращенной волны на одну поперечную моду меньше энергии волны накачки в $(\theta_B/\theta_A)^2 [\alpha_f(\delta_k l)]^{-1}$ раз, что, например, угла $(\theta_B/\theta_A) \sim 10^3$ составляет величину 10^8 . Ясно, что величина $W_{от}^1$ много меньше также и той части волны накачки, которая проникает сквозь поляризатор 3 вследствие его конечного коэффициента "развязки" (как правило, не лучше 0,5 %), деполяризации излучения на оптических элементах и т. д.

Коллинеарный ввод сигнальной волны может быть осуществлен с помощью дополнительной линзы 5, строящей изображение предметной плоскости А в плоскости В, находящейся в области нелинейного взаимодействия (рис. 28). Обращенное излучение, вновь пройдя линзу 5, отражается полупрозрачным зеркалом 6 и регистрируется в плоскости изображения Г, оптически сопряженной линзами 5 и 7 с плоскостью В. В этом случае плотность энергии волны накачки, регистрируемой в плоскости Г, по сравнению с плотностью энергии обращенной волны от одного элемента разрешения уменьшается, как нетрудно показать, в $(\theta_B/\theta_A)^2$ раз. Кроме того, в область, куда фокусируется линзой 5 пучок накачки, может быть установлена маска, приводящая к дополнительной дискриминации излучения накачки.

Экспериментальное исследование возможности использования ЧГОЗ в схеме усиления яркости проводилось по схеме рис. 28. Четырехволновое взаимодействие осуществлялось в кювете 1 ($l = 15$ см) с четыреххлористым титаном, просвечиваемой двумя встречными пучками волн накачек ($\lambda = 1,054$ мкм, длительность импульса $\tau = 5 \cdot 10^{-8}$ с, диа-

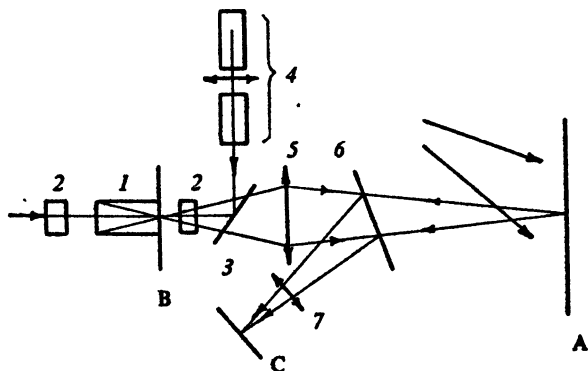


Рис. 28. Схема эксперимента: 1 – четырехволновое ОВФ-зеркало, 2 – ромбы Френеля, 3 – поляризатор, 4 – двухкюветное ВРМБ-зеркало; А – предметная плоскость, В – плоскость промежуточного изображения на торце кюветы 1, С – плоскость изображения в обращенных лучах

метр пучков $d = 10$ мм). Слабая волна накачки образовалась за счет отражения мощной накачки от двухкюветного ВРМБ-зеркала 4, заполненного смесью четыреххлористого углерода с ацетоном. Фокусное рассеяние линзы 5, строящей изображение предметной плоскости А в плоскости В, расположенной на входной границе ЧГОЗ, составляло $F = 25$ см, расстояние от линзы 5 до предметной плоскости – 520 см, а от линзы 7 до плоскости изображения – 180 см. Общее уменьшение регистрируемой системы (отношение размера предмета к размеру его изображения) составляло 2,5. В результате использования данной схемы оказалось возможным ОВФ предельно слабых сигнальных волн в интервале всего угла видения ЧГОЗ, что иллюстрирует рис. 29, где приведена зависимость плотности энергии ψ , регистрируемой в плоскости С, от энергии волны накачки W_0^- . Прямая 1, снятая в отсутствие сигнала в перекрытом зеркале 4, представляет собой линейную зависимость плотности энергии волны накачки, проникающей в канал регистрации, от ее энергии на входе в кювету 1 (см. рис. 28) (так называемый "фон"). При открытой кювете 4 в отсутствие сигнала после превышения порога ($\sim 0,8$ Дж) в плоскости С регистрируется также и рассеянное за счет ВРМБ в поле встречных волн накачек излучение (кривая 2). При превышении порога ВРМБ в два-три раза плотность энергии вынужденного рассеяния становится существенно выше

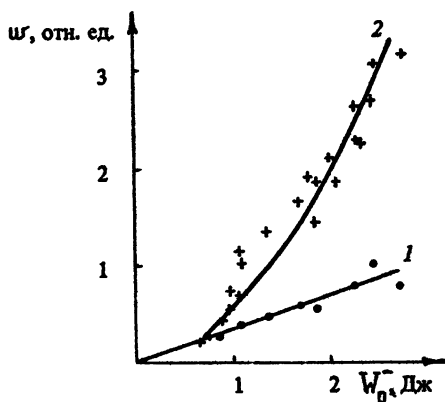


Рис. 29. Зависимость плотности энергии w , регистрируемой в плоскости С от энергии волны накачки W_0^- (1 — ВРМБ-зеркало перекрыто, 2 — открыто)

"фона". Такая же зависимость наблюдается в любой точке плоскости С.

Излучение вынужденного рассеяния, распространяющееся попутно с более мощной волной накачки, можно трактовать в качестве излучения, обращенного по отношению к затравочному шуму, связанному со спонтанным мандельштамбриллюэновским рассеянием мощной накачки и направленному ей навстречу. Поскольку уровень этого спонтанного рассеяния и определяет предельную чувствительность ЧГОЗ, то уже один факт на-

блюдения шумового излучения в направлении мощной накачки указывает на возможность достижения близкой к предельной чувствительности ЧГОЗ во всем угле его видения без влияния "фона", связанного с проникновением излучения накачки в канал регистрации.

Экспериментальное исследование углового разрешения и коэффициента отражения ОВФ-зеркала в зависимости от углового положения источника в плоскости А относительно оптической оси осуществлялось путем фотографирования его изображения в обращенных лучах через автокалибровочный зеркальный клин и последующего фотометрирования, а также посредством измерений энергии обращенного излучения. При этом в плоскости А за счет фокусировки подсвечивающего излучения на размер, существенно меньший элемента разрешения, имитировался "точечный" источник излучения. На рис. 30, а приведена зависимость углового разрешения ϑ_d от угла φ , совпадающего с угловым смещением "точечного" источника. Величины ϑ_d и φ на рисунке нормированы на угловое разрешение в центре поля зрения $\vartheta_d(0)$ составившее $0,6 \cdot 10^{-4}$ рад, что соответствует линейному размеру элемента разрешения 120 мкм в плоскости С или 300 мкм в плоскости А. На рис. 30, б приведена зависимость коэффициента отражения $R(\varphi)$, нормированного на величину $R(0)$ от того же параметра.

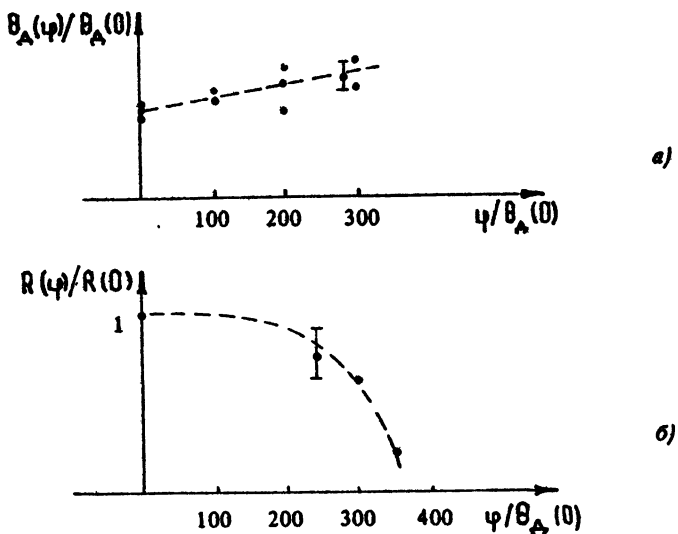


Рис. 30. Зависимость углового разрешения ОВФ-зеркала θ_A , нормированного на угловое разрешение в центре поля зрения $\theta_A(0)$ от угла прихода сигнальной волны φ , нормированного на ту же величину (а) и зависимость нормированного коэффициента отражения ОВФ-зеркала $R(\varphi)/R(0)$ от угла прихода сигнальной волны (б)

Теоретический расчет для геометрии эксперимента, изображенный на рис. 28, дает в параболическом приближении значение углового разрешения θ_A и угла видения θ_B (по уровню падения коэффициента отражения в e раз):

$$\theta_A = \frac{\lambda p}{F d n} \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{M}{3}}, \quad (2.25)$$

$$\theta_B = \frac{d}{F} \frac{2}{\sqrt{M}}, \quad (2.26)$$

где F – фокусное расстояние линзы B . Оценки по формулам (2.25) и (2.26) дают значение углового разрешения, совпадающее с точностью до ошибок измерения с экспериментально полученной величиной $\theta_A(0)$, и значение угла зрения θ_B , приблизительно в полтора раза меньшее экспериментальной величины (см. рис. 30, б). Причина этого отличия довольно очевидна. Как указывалось выше, при превышении порога абсолютной неустойчивости в два-три раза (что соответствует экспериментальной ситуации) величины R и K ограничены эффектами насыщения, связанными с усилением собственных

шумов ЧГОЗ. Вследствие насыщения принципиальным становится учет нелинейного изменения поперечного распределения интенсивности волны накачки. Это изменение проявляется, прежде всего, в эффективном уширении и "уплощении" вершины наиболее мощного из пучков накачек. Указанные искажения существенны в области выходного торца кюветы (плоскость δ). Угол зрения (зависимость $R(\varphi)$) определяется, как нетрудно заметить, поперечным размером пучка накачки именно в этой области.

Таким образом, уширение и "уплощение" пучка мощной накачки приводит к уширению зависимости $R(\varphi)$ и приближению ее к равномерной с резким спаданием на краю, характерным для поля зрения оптической системы с резкими границами, что и наблюдается экспериментально. Отношение полного угла видения к угловому разрешению, как видно из рис. 30, составляет величину порядка 600.

С целью исследования возможностей описанной выше схемы усиления изображения проводилось измерение ее предельной чувствительности при возможно малых уровнях плотности энергии подсвечивающего излучения. При этом подсвечивающий лазерный пучок пропускался через круглую диафрагму диаметром, в несколько раз меньшим его поперечного размера. Изображение этой диафрагмы с увеличением переносилось на диффузно рассеивающую поверхность, в качестве которой использовалась пластинка из молочного стекла, расположенная в плоскости A (см. рис. 28). Таким образом, фотографируемым "предметом" служило пятно лазерного излучения диаметром 1 см с равномерным распределением интенсивности. Регистрация изображения проводилась в плоскости ζ на ИК-фотопленку при различных уровнях подсвечивающего излучения и энергии волны накачки $W \approx 2,5$ Дж, что соответствует приблизительно трехкратному превышению порога ВРМБ в ЧГОЗ. С целью достижения предельной чувствительности эксперимент проводился в условиях, когда достаточно слабые собственные шумы ЧГОЗ уверенно регистрировались на фотопленке. Изображение, регистрируемое в плоскости ζ , имело, как обычно, при освещении когерентным излучением зернистую, спекл-неоднородную структуру с характерным размером, отвечающим дифракционному разрешению ОВФ-зеркала. Визуально оно выделялось на фоне шумов ЧГОЗ вплоть до уровня плотности энергии освещения $w = (5 \div 6) \cdot 10^{-6}$ Дж/см². В качестве примера на рис. 31 приведены денситограммы изображения при различных значениях w .

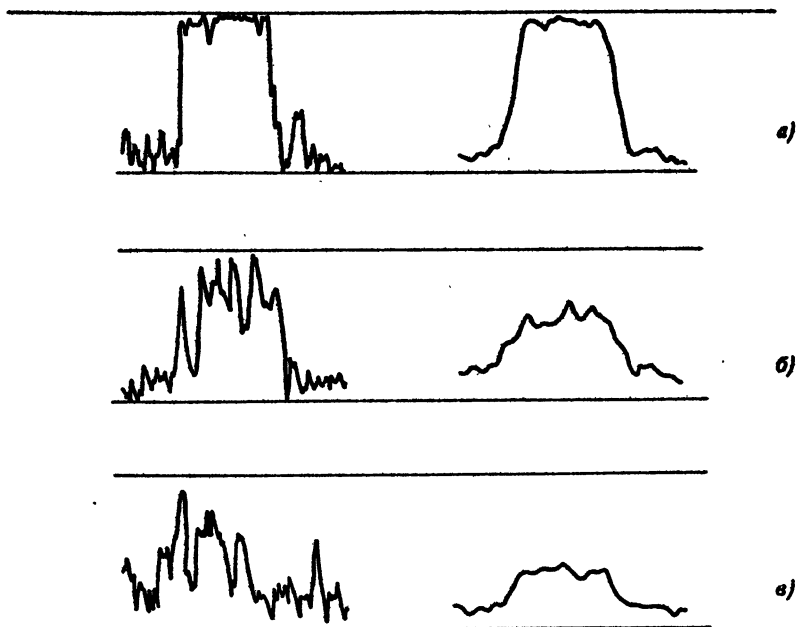


Рис. 31. Денситограммы изображений (слева) при различных значениях плотности энергии освещения: а - $\omega = 3,7 \cdot 10^{-4}$ Дж/см², б - $\omega = 3,5 \cdot 10^{-5}$ Дж/см²; в - $\omega = 6 \cdot 10^{-6}$ Дж/см². Денситограммы в правой колонке получены при усреднении на масштабе, существенно превышающем размер зернистости изображения

С целью количественного определения предельной чувствительности ОВФ-зеркала измерялась энергия, попадающая на площадку, занимаемую изображением, при различной энергии подсвета, а также в его отсутствие. Следует отметить, что в данном случае диаметр изображения в плоскости ζ составлял 4 мм. Это существенно больше характерного размера зернистости как самого изображения, так и шума ЧГОЗ (~ 100 мкм) и означает, что при измерении энергии в каждом импульсе автоматически осуществлялось усреднение по спекл-неоднородной структуре изображения.

На рис. 32 приведена зависимость величины $(W_{отр} - W_0)/W_0$ (здесь $W_{отр}$ - энергия, попадающая на площадку, занимаемую изображением, W_0 - та же энергия, но в отсутствие подсвета) от плотности энергии подсвета ω . Из рис. 32 следует, что собственные шумы ОВФ-зеркала ограничивают его предельную чувствительность, определяемую из условия $(W_{отр} - W_0)/W_0 = 1$ на уровне $\omega_{min} = 1,25 \cdot 10^{-5}$ Дж/см².

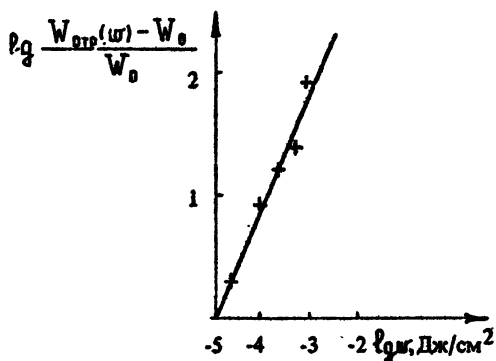


Рис. 32. Зависимость отношения сигнал/шум $\frac{W_{отр} - W_0}{W_0}$ от плотности энергии подсвета ω

диаграммы от равномерной, так и с деполаризацией рассеянного излучения (во взаимодействии в ЧГОЗ участвует лишь компонента сигнальной волны с поляризацией, совпадающей с поляризацией интерферирующей с ней волны накачки). Экспериментальное измерение реальной диаграммы рассеяния показало плавное падение мощности рассеянного излучения при скользких (более 65°) углах между нормалью к поверхности и направлением рассеяния. Указанная неравномерность приводит к увеличению рассеянного излучения в направлении ОВФ-зеркала, что учитывается заменой телесного угла рассеяния с 2π на величину $4,17$ рад. Такое же значение дает и прямое измерение энергии, рассеиваемой в направлении ЧГОЗ в заданный угол.

С другой стороны, эксперимент показал полную (с точностью до погрешности измерения) деполаризацию рассеянного излучения. Это подтверждается также и тем фактом, что энергия обращенной волны, регистрируемая в плоскости ζ , в точности одинакова при освещении рассеивателя как излучением с поляризацией, совпадающей в ЧГОЗ с поляризацией мощной накачки, так и ортогональной ей. Таким образом, учет обоих указанных факторов приводит к замене коэффициента $1/8\pi$ в формуле (1.3) на величину $3 \cdot 10^{-2}$, что дает при $\omega = 1,25 \cdot 10^{-5}$ Дж/см² значение $W_{эл} = 4,1 \cdot 10^{-15}$ Дж.

Поскольку, как это следует из рис. 28, в условиях эксперимента ($W \approx 2,5$ Дж) приблизительно 25 % от регистрируемой в плоскости ζ плотности энергии составляют "техниче-

Оценим согласно (1.3) энергию, приходящую на ОВФ-зеркало с одного элемента разрешения на поверхности А. При выводе (1.3) предполагалось, что фотографируемая поверхность имеет равномерную диаграмму рассеяния в телесном угле 2π . Однако для точного вычисления величины $W_{эл}$ необходимо учитывать поправки, связанные как с отличием реальной

ские шумы (паразитная засветка волнами накачек), то предельная чувствительность, определяемая лишь собственными шумами ЧГОЗ в одной поперечной моде, равна

$$W_{\text{эл min}} \approx 3,1 \cdot 10^{-15} \text{ Дж.} \quad (2.27)$$

Приравнивая полученное значение к величине $W_{\text{эл min}} = W_{\text{ш}}' / \eta$, получим, что для четырехволнового зеркала в условиях эксперимента

$$\frac{\Delta \varphi}{\eta} \approx 6. \quad (2.28)$$

Таким образом, ЧГОЗ в режиме абсолютной неустойчивости позволяет осуществить эффективное усиление ($R \sim 10^6$) изображения в узкой спектральной полосе при числе элементов разрешения на поле зрения $\theta_{\text{в}}/\theta_{\text{д}} \sim 10^2 + 10^3$.

2.4. ОВФ-ЗЕРКАЛА ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ БОЛЬШОЙ АПЕРТУРЫ

В этом разделе рассмотрим предельные возможности ОВФ широкоапертурных световых пучков с помощью ВРМБ. Большое число публикаций, посвященных ОВФ, в том числе методам ВРМБ (см., например, книгу [2]), ограничивалось главным образом исследованиями особенностей этого процесса в условиях, когда расходимость световых пучков составляет величину $10^{-3} + 10^{-4}$ рад. В работе [79] сообщалось об ОВФ-излучении с эквивалентной расходимостью $2,5 \cdot 10^{-5}$ рад. Следует уточнить, что в цитируемой работе имело место восстановление диаграммы направленности (по полувысоте) исходного сигнала, имевшего по уровню 0,5 интенсивности расходимость $\theta \approx 10^{-4}$ рад. Это восстановление наблюдалось после обратного прохождения выходного излучения усилителя с ОВФ-зеркалом через 4-кратный телескоп, который формировал входной сигнал в усилитель из исходного сигнала. Вопрос о том, существовал ли реально волновой фронт входного сигнала с расходимостью $\theta/\tau \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$ рад ($\tau = 4$), направляемого в усилитель, остался открытым из-за отсутствия в то время методики измерения расходимости на уровне 10^{-5} рад. Входной сигнал мог и не иметь расходимость $2,5 \cdot 10^{-5}$ рад, хотя бы в силу сферической аберрации линз 4-кратного телескопа. Именно поэтому в работе [79] расходимость была названа

эквивалентной. По этой же причине не сообщалось также об угловом содержании энергии обращенного излучения.

Приведенные обстоятельства иллюстрируют трудности на пути исследования возможности ОВФ излучения с расходимостью θ , меньшей или много меньшей 10^{-4} рад. Это, во-первых, необходимость получения входного сигнала, волновой фронт которого в какой-либо точке продольной координаты отличается от идеального не более чем на θ . Во-вторых, изменение количественных характеристик обращенного излучения, прежде всего углового содержания энергии, равного отношению энергии излучения, отраженного от ОВФ-системы и распространяющегося в пределах угла θ , ко всей энергии отраженного излучения. Это отношение в дальнейшем будем называть параметром обращения (по энергии). Перечисленные трудности обусловлены необходимостью применения крупногабаритной оптики высокого качества.

Ниже приводится экспериментальная методика, с помощью которой удалось обойти указанные трудности и осуществить ОВФ-излучение с расходимостью $6 \cdot 10^{-6}$ рад.

Схема экспериментов приведена на рис. 33. Излучение неодимового лазера ($\lambda \approx 1,06$ мкм) с длительностью импуль-

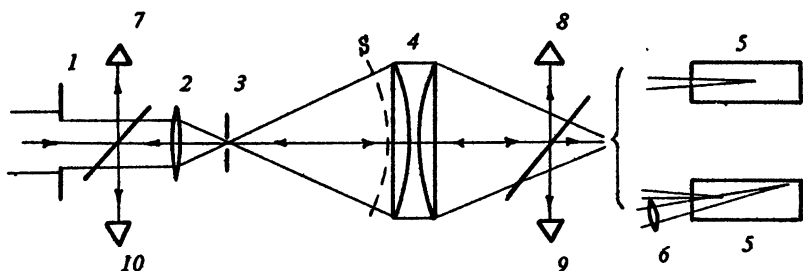


Рис. 33. Схема эксперимента

са $\tau \approx 50$ нс, расходимостью $2 \cdot 10^{-4}$ рад и шириной линии $\Delta\lambda \leq 0,01$ см $^{-1}$ пропускалось через диафрагму 1 диаметром $d_1 \approx 1,2$ см, фокусировалось линзой 2 с фокусным расстоянием $F_2 \approx 21,3$ см в малую диафрагму 3 размером d_3 , равным 90 и 35 мкм, изготовленную из тефлона толщиной 0,5 мм. На расстоянии $F \approx 623$ см от диафрагмы 3 устанавливался линзовый объектив 4, состоящий из двух плосковыпуклых линз

диаметром $D_4 \approx 44$ см с фокусным расстоянием 623 см каждая. Суммарное фокусное расстояние объектива 312 см. В области перегибки каустики излучения после линз 4 устанавливалось ОВФ-зеркало в двух вариантах: а) схема самообращения за счет ВРМБ, б) схема беспорогового отражения (четырёхволнового смещения). В схеме самообращения сходящийся пучок сигнала заводился непосредственно в кювету 5 длиной 50 см. Размер пучка на входном окне кюветы 1,1 см, фокальная перегибка находилась на расстоянии 30 см от входного окна. В схеме четырёхволнового смещения пучок опорной волны размером 1,5 см с энергией 30 мДж, длительностью импульса 50 нс и шириной спектра $\Delta\lambda \leq 0,01 \text{ см}^{-1}$ фокусировался в кювету линзой 6 ($F_6 \approx 55$ см). Фокальные перегибки опорного и сигнального пучков находились от входного окна на расстоянии соответственно 40 см и 28 см, причем вторая находилась на оси первого. Активной средой служил Ti:Li_2 . Энергия сигнала, направлявшегося на ОВФ-зеркало, измерялась калориметрами 7 и 8, отраженного сигнала - фотодиодами 9 и 10, импульсы с которых, пропорциональные энергии, регистрировались на запоминающем осциллографе С8-17.

Исходный сигнальный пучок, сфокусированный линзой 2, после ее фокуса имеет форму конуса, в основании которого находится линза 4. Вблизи линзы 4 конический пучок имеет сферический волновой фронт с радиусом кривизны F . Поскольку между диафрагмой 3 и линзой 4 нет неоднородных элементов, данный фронт S при наличии диафрагмы 3 искажен по сравнению с идеальной сферой на величину не более d_3/F , являющуюся ничем иным, как максимальным значением "серой" расходимости конического пучка, падающего на линзу 4. Таким образом, в исследованной схеме реально создается волновой фронт с расходимостью не хуже, чем $\theta \approx d_3/F$.

Для оценки качества ОВФ обычно используется интеграл перекрытия, иначе называемый качеством обращения (см. (2.14)). Поскольку измерение амплитуды и фазы излучения представляет собой довольно сложную задачу, в данном разделе используется другой параметр, а именно:

$$x' = \left[\frac{W_{\text{отр}}(\theta)}{W_{\text{отр}}} \right] \left[\frac{W(\theta)}{W} \right]^{-1},$$

где $W_{\text{отр}}(\theta)$ и $W_{\text{отр}}$ - соответственно энергия в угле θ и полная энергия отраженного сигнала, $W(\theta)$ и W - энергия в угле θ и полная энергия исходного сигнала, $W_{\text{отр}}(\theta)/W_{\text{отр}}$ и $W(\theta)/W$ - угловое содержание энергии излучения.

Для нахождения $W(\theta)/W$ подвергнем полному комплексному сопряжению сферический волновой фронт исходного сигнала S , дифрагировавший на апертуре D_4 . Такая операция тождественна рассмотрению дифракции на D_4 сферической волны, сходящейся в диафрагму 3. Угловое содержание энергии дифрагировавшей сферической волны при этом описывается известной функцией [80]

$$L(\omega_0) = 2 \int_0^{\kappa a \omega_0} \frac{J_1(x)}{x} dx,$$

где $\kappa = 2\pi/\lambda$; a – радиус отверстия, на котором происходит дифракция; ω_0 – угловой радиус кружка в плоскости изображения; J_1 – функция Бесселя 1-го порядка. В наших обозначениях $a = D_4/2$, $\omega_0 = d_3/F - \theta$. Очевидно, что угловое содержание сигнала, отраженного от ОВФ-системы, состоящей из линзового объектива 4 и ОВФ-зеркала, нужно сравнить с $L(\omega_0)$ т.е. $W(\theta)/W = L(\theta)$. Используя приведенный в работе [80] вид $L(\omega_0)$ получаем для большей из двух использованных диафрагм $d_3 W(\theta)/W = 0,94$, для меньшей $W(\theta)/W \approx 0,83$.

Экспериментально $W_{отр}(\theta)/W_{отр}$ определялось из соотношения $W_{отр}(\theta)/W_{отр} = (a_{10A}/a_{9A})(a_{10}/a_9)^{-1}$, где a_{10A} , a_{9A} – показания фотодатчиков 10 и 9 при наличии диафрагмы 3, a_{10} , a_9 – без диафрагмы 3. В отсутствие диафрагмы 3 фотодатчик 10 регистрирует отраженное от ОВФ-системы излучение, распространяющееся в угле вплоть до $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад. Ввиду того что максимально возможный угол "серой" расходимости отраженного от кюветы 5 излучения (в отсутствие ОВФ) много меньше $d_5/F \approx 1,7 \cdot 10^{-3}$ рад, где $d_5 \approx 1$ см – диаметр светового пятна сигнального пучка на входном окне кюветы 5, можно считать, что вся энергия отраженного излучения содержится в угле меньшем $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Эксперименты проводились при двух размерах диафрагмы 3 – при 90 мкм и 35 мкм, что определяет угол расходимости соответственно $1,5 \cdot 10^{-5}$ рад и $6 \cdot 10^{-6}$ рад. Максимальная энергия сигнала составляла $W \approx 30$ мДж для диафрагмы $d_3 \approx 90$ мкм, $W \approx 1$ мДж для диафрагмы $d_3 \approx 35$ мкм. При больших энергиях возникала плазма на диафрагме 3.

В экспериментах с диафрагмой $d_3 \approx 90$ мкм, пропускавшей 90 % энергии исходного сигнала, были получены следующие результаты: в схеме самообращения – $W \approx 25$ мДж, превышение над порогом порядка 3, коэффициент отражения 30 %,

параметр обращения $\chi' \approx 0,8$; в схеме четырехволнового смещения - $W \approx 2,5$ мДж, максимальный инкремент усиления в собственном поле сигнала $\bar{G}_{\max} \approx 3$, коэффициент отражения 10 %, параметр обращения $\chi' \approx 0,96$.

В экспериментах с диафрагмой $d_3 \approx 35$ мкм, пропускавшей 60 % энергии исходного сигнала, в схеме четырехволнового смещения (порог по самоотражению не достигался) энергия $W \approx 1$ мДж, $\bar{G}_{\max} \approx 1,5$, коэффициент отражения 2 %, параметр обращения $\chi \approx 0,94$. Здесь приводятся средние экспериментальные значения параметра обращения с ошибкой ± 6 %. Если считать, что отраженное излучение обладает несколько более уширенной диаграммой направленности, то, исходя из дифракционного распределения, при $\chi' \approx 0,94$ это уширение не превосходит $2 \cdot 10^{-6}$ рад. Последнее определяет точность достигнутого ОВФ-излучения.

Прежде всего подчеркнем, что в схеме самообращения с диафрагмой $d_3 = 90$ мкм параметр обращения хотя и высок, но все же заметно меньше, чем в схеме четырехволнового смещения. Это обусловлено сферическими аберрациями линз 4 (см. рис. 33), поскольку отношение $D_4/F \approx 7 \cdot 10^{-2}$ не мало. В схемах четырехволнового смещения, по-видимому, имело место некоторое амплитудное искажение при отражении сигнала, поскольку не выполнялось условие $\bar{G} \ll 1$ и происходило усиление параметрически рожденного стокова сигнала в собственном неоднородном поле сигнала. Уменьшить энергию сигнала (и тем самым \bar{G}) в проведенных экспериментах не удалось из-за недостаточной чувствительности фотодатчиков 9 и 10.

Обсуждая возможные перспективы применения ОВФ-системы, состоящей из широкоапертурной оптической системы и ОВФ-зеркала на гиперзвуке, заметим следующее. Ее применение в практических целях будет ограничиваться расходимостью реального излучения, а также аберрациями (не обязательно сферическими) самой широкоапертурной оптической системы, из-за которых размер d_f светового пятна в фокусе широкоапертурной системы нельзя будет сделать малым. Смеситель ОВФ-зеркала должен иметь размер не меньше d_f . Рассмотрим в связи с этим одно из возможных ограничений, присущее ОВФ-зеркалам на гиперзвуке в схеме четырехволнового смещения. В таком зеркале имеет место поворот вектора отраженного сигнала по отношению к направлению точного сопряжения на угол $\Delta\theta = (\Delta k/k)\alpha$, где k - волновой вектор, Δk - бриллю-

эновский сдвиг, $\alpha \ll 1$ - угол между сигнальной и опорной волнами. Для того чтобы в системе имело место ОВФ сигнала с дифракционным качеством, необходимо, чтобы выполнялось условие $\theta_A \approx 2,44\lambda/d_f \gg \Delta\theta$. Отсюда $d_f \ll (2,44\lambda/k)(k/\Delta k)$. Для большинства используемых в ВРМБ-зеркала жидких сред (при $\lambda \approx 1,06$ мкм, $\alpha \approx 0,1$) $\Delta k/k \approx 10^{-5}$. Тогда $d_f \ll 2,5$ м.

Таким образом, в настоящей работе предложена и реализована не требующая высококачественной крупногабаритной оптики методика, с помощью которой можно создавать практически идеальный волновой фронт и измерять параметр обращения широкоапертурных ОВФ-систем. Экспериментально достигнуто ОВФ-излучение на апертуре объектива из сферических линз 44 см с параметром обращения $\kappa' \approx 0,94$, свидетельствующим о высокой, не хуже $2 \cdot 10^{-6}$ рад, точности обращения волнового фронта излучения.

АКТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

3.1. ПРОЕКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

3.1.1. Усилители яркости изображений в оптических системах

Благодаря введению в схему нелинейного усиливающего элемента, работающего в оптимальных условиях в режиме значительного насыщения, активные оптические системы (АОС) [81] приобретают ряд особенностей, не свойственных традиционным линейным оптическим системам. Экспериментальное изучение свойств АОС проводится, как правило, в одной из простейших оптических систем — проекционном микроскопе, предназначенном для получения увеличенных изображений микрообъектов на экране. Свет от некоторого источника собирается конденсором на наблюдаемом участке объекта, отражается, рассеивается или преломляется объектом и, проходя объектив, формирует на экране увеличенное изображение объекта. Освещенность экрана при этом должна быть не ниже определенной величины, зависящей от характеристик системы регистрации изображения. Принято, например, считать, что при визуальном наблюдении освещенность экрана должна быть не менее 20–80 лк. Поскольку в обычных оптических системах световой поток на выходе не может превышать величину потока на входе, ясно, что освещенность объекта должна резко возрастать при повышении увеличения системы, чтобы сохранить минимальную допустимую освещенность экрана. Грубая оценка показывает, что уже для прибора с линейным увеличением $1000\times$ и площадью экрана 1 м^2 на объекте необходима интенсивность порядка ватта на квадратный миллиметр. В принципе, современные источники света, в частности лазеры, позволяют создавать очень большие плотности мощности света

на малых объектах. Однако ясно, что при значительном повышении освещенности объект может претерпевать заметные изменения или вообще разрушаться.

Введение в оптическую схему усилителя яркости изображения позволяет преодолеть указанные трудности.

На рис. 34 показаны принципиальные оптические схемы лазерного проекционного микроскопа (ЛПМ) для работы с автономным источником света (а) и для случая, когда источником света служит сама усиливающая среда (б). Использование схем типа рис. 34,б возможно в случае применения в качестве усилителей активных сред, обладающих высокими коэффициентами усиления и способными излучать в режиме сверхсветимости. Такие системы, где одна и та же активная среда используется как источник света и как усилитель, не требует даже при возбуждении короткими импульсами сложных

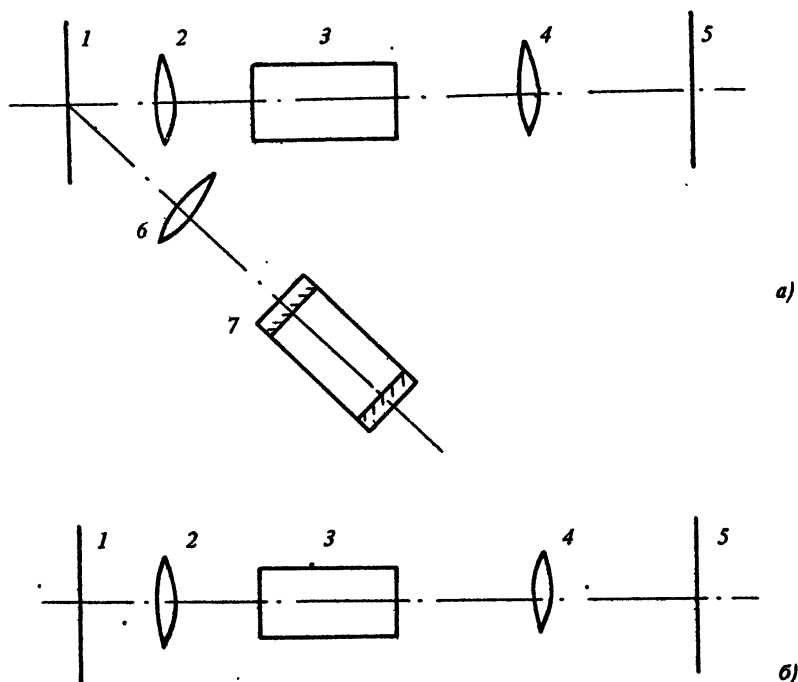


Рис. 34. Принципиальные схемы ЛПМ: а — с автономным источником освещения, б — источник света — активная среда-усилитель. 1 — объект, 2 — объектив, 3 — активная среда, 4 — проекционная система, 5 — экран, 6 — конденсатор, 7 — автономный источник

устройств синхронизации усилителя и автономного генератора, как в схеме на рис. 34,а, где, кроме того, при работе со средами, обладающими большим усилением, должны быть предприняты меры по предотвращению влияния сверхсветимости усилителя на характеристики генератора. Схема рис.34,а обладает, однако, тем преимуществом, что позволяет в широких пределах плавно изменять интенсивность входного сигнала усилителя без изменения режима его накачки, а также, при наличии устройств синхронизации, позволяет в широких пределах менять расстояние от объекта наблюдения до усилителя. На рис. 34,б удаление объекта ограничено длительностью существования инверсии в активной среде, работающей в импульсном режиме, а повышение входной мощности усилителя в такой схеме ограничено значением мощности сверхсветимости даже без учета потерь света на объекте и объективе.

Оптические схемы, реально применявшиеся в экспериментах с усилителями яркости на парах металлов и их соединений, показаны на рис. 35.

Источником света в схеме рис. 35,а служил лазер с неустойчивым телескопическим резонатором [82], выходной пучок которого обладал расходимостью близкой к дифракционной. Оптическая линия задержки (время задержки порядка 40 нс) служила для предотвращения влияния излучения усилителя на характеристики выходного пучка лазера. Эта задержка компенсировалась электрической задержкой импульса возбуждения усилителя для того, чтобы излучение лазера попадало в среду усилителя во время существования в ней инверсии [83].

Увеличение интенсивности входного сигнала усилителя ограничивалось в данном случае достижимой мощностью лазера, потерями на линии оптической задержки и элементах оптической системы.

Гораздо более простой в исполнении выглядит схема, также предназначенная для работы в проходящем свете, в которой источником света и усилителем яркости служит одна и та же среда (рис. 35,б). Излучение сверхсветимости проходит через объектив, объект и попадает на зеркальный конденсор, который собирает свет на заданный участок прозрачного объекта. После прохода объекта свет вновь попадает в объектив, усиливается за один проход по активной среде и формирует на экране усиленное по яркости, увеличенное изображение объекта.

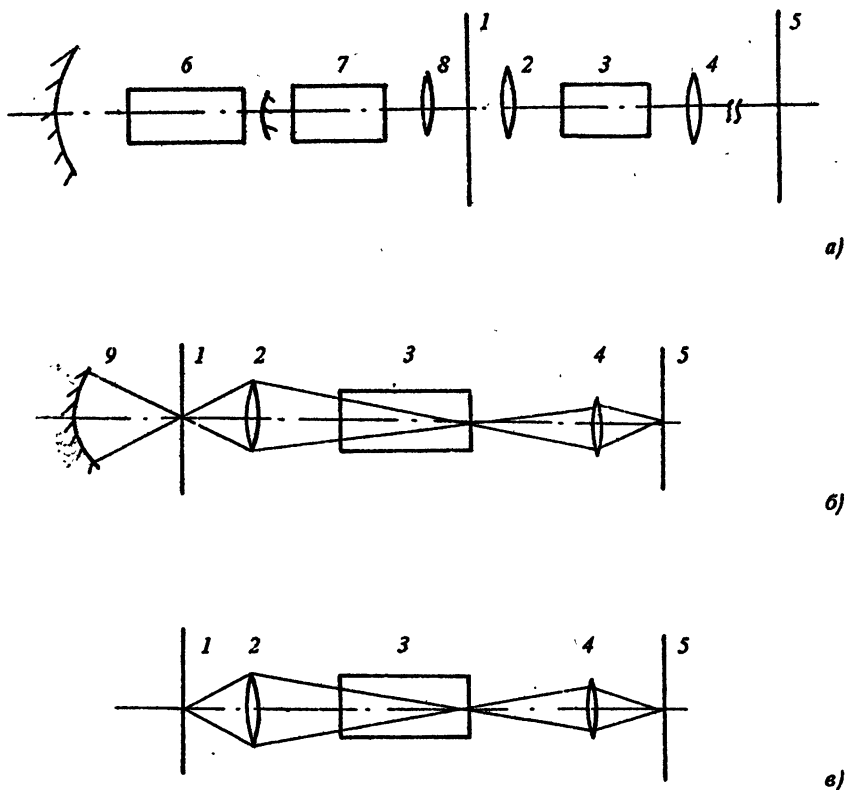


Рис. 35. Схемы ЛПМ: а – система "генератор – усилитель"; б – диамикропроектор с активной средой – источником света, в – ЛПМ. 1 – объект, 2 – объектив, 3 – активная среда-усилитель, 4 – проекционная система, 5 – экран, 6 – лазер – генератор с телескопическим неустойчивым резонатором, 7 – оптическая линия задержки, 8 – линзовый конденсор, 9 – зеркальный конденсор

Такая схема существенно отличается от схемы "генератор – усилитель" (см. рис. 35) тем, что пучки света, собранные конденсором, уже несут информацию об объекте, т.е. даже в случае однородного распределения интенсивности по поперечному сечению пучка сверхсветимости, выходящего из активной среды к объекту, конденсор формирует на объекте освещенное пятно, распределение интенсивности и общая интенсивность которого зависят от свойств наблюдаемого объекта. В принципе, такой способ освещения способен понизить качество наблюдаемого изображения (снижение контраста, появление ложной структуры). Однако, как было показано в экспери-

ментах [84], в такой схеме удается получить вполне удовлетворительные изображения обычных биологических и геологических объектов "на просвет".

В описанных схемах проводились эксперименты, в которых в качестве усилителей яркости и источников света использовались активные среды лазера на парах меди.

Наиболее широко в экспериментах с ЛПМ применялась схема, показанная на рис. 35,в. Излучение сверхсветимости активной среды в этой схеме собирается на предмет объективом, отражается или рассеивается предметом, снова проходит объектив, усиливается за один проход по активной среде и затем формирует увеличенное, усиленное по яркости изображение на экране с помощью проекционной системы. В такой схеме исследовались различные характеристики АОС с усилителями яркости на парах меди, золота, бария, марганца, хлорида и бромида меди, свинца, а также на активной среде эксимерного XeCl -лазера. Со всеми указанными активными средами были получены усиленные по яркости, увеличенные изображения различных микрообъектов (табл. 7). Объективами, как правило, служили серийные промышленные микрообъективы с числовыми апертурами 0,05 - 1,25. Для работы в УФ-области спектра применялись одиночные кварцевые линзы и зеркально-линзовые микрообъективы типа ОК-40, ОК-65. Для визуализации УФ-изображений использовались экраны с нанесенными на них красителями. Визуализация ИК-изображений осуществлялась с помощью люминофоров и люминесцентных экранов [85].

Возбуждение усилителей осуществлялось с помощью тиратронных генераторов [86]. Типичные значения длительности импульса света составляли 10-60 нс, частот следования импульсов - 10 кГц для активных сред на парах металлов и 20 Гц для активной среды XeCl -лазера. Конструкции усилителей аналогичны конструкциям соответствующих лазеров и описаны, например, в работах [86,87]. Отметим, что в качестве усилителей на парах меди, наряду с экспериментальными, успешно использовались промышленные усилители УЛ-101, УЛ-102, "Кулон". Как показал опыт работы с ними, промышленные усилители практически не уступают по параметрам лабораторным образцам, обладая при этом существенно большим сроком службы [88].

Получение паров рабочего вещества при работе с усилителями на парах металлов осуществлялось за счет энергии

Таблица 7

Активная среда	Длина волны, нм	Объект	Объектив		Выходная мощность усилителя, Вт	Мощность лазера, Вт	К	Площадь экрана, м ²	Линейное увеличение
			Г	А					
Cu	510,5	Металлическая фольга	2 ^x	0,07	1,5	3,5	0,5	25	1,5·10 ⁴
		Интегральная схема	8 ^x	0,2	2,3	5		40	5·10 ⁵
		Интегральная схема	90 ^x	1,25	1,7			30	4·10 ⁶
Al	627,8	Интегральная схема	8 ^x	0,2	0,5	1,5	0,3	5	7·10 ³
Cu Cl	510,5	Металлическая фольга	2 ^x	0,07	2,0	5,8	0,5	35	5·10 ³
		Интегральная схема			2,5			44	6·10 ³
		Al-зеркало			3,14			55	7·10 ³
Mn	ИК-линии	Интегральная схема	2 ^x	0,07	0,16	0,9	0	5	2·10 ³
	Зеленые линии				0,14	0,9	1		
Pb	722,9	Интегральная схема	2 ^x	0,07	0,26	0,5	5·10 ⁻⁴	5·10 ⁻³	60
Ba	1500	Интегральная схема	2 ^x	0,07	2,1	2,9	0		
Cu Br	510,5	Al-зеркало	9 ^x	0,2	3,6	6,1	0,5	80	2,8·10 ⁴
He Cl	308	Интегральная схема			0,3	0,6	0		

того же импульсного разряда, который обеспечивал возбуждение активных сред. Такой метод, получивший наименование "саморазогрева", был предложен в работе [89] и стал основой создания эффективных и удобных в практической работе активных элементов лазеров и усилителей на парах различных веществ. В большом числе описанных ниже экспериментов измерения проводились в зависимости от изменений усилительных характеристик среды. В частности, для измерений при постоянном уровне усиления выбиралась такая мощность накачки, которая обеспечивала тепловой режим и уровень воз-

буждения, поддерживавшие за время измерений постоянной мощность сверхсветимости активного элемента. Увеличение или снижение мощности накачки в небольшом интервале значений приводило к соответствующему изменению мощности сверхсветимости, указывавшему на соответствующее изменение усиления среды.

3.1.2. Энергетические характеристики АОС

Одна из особенностей, обусловленных наличием в активной оптической системе нелинейного элемента в режиме насыщения, — это слабая зависимость мощности выходного пучка света, несущего усиленное изображение, от параметров используемого объектива. Результаты экспериментов, проведенных в работе [24] в схеме ЛПМ с усилителем яркости на парах золота, представлены в табл. 8 для случая, когда режим накачки усилителя обеспечивал постоянство мощности сверхсветимости за время измерений. Объектом служил фрагмент интегральной схемы. На рис. 36 показана зависимость выходной мощности системы от применяемого объектива в той же схеме при повышенной мощности накачки усилителя. Смена объективов производилась через равные промежутки времени (~ 5 мин). "Опорными" точками, показывающими рост мощности, обусловленный разогревом активной среды, являются измерения с одним и тем же объективом 8^x . Таким образом, и график рис. 36, и данные табл. 8 показывают почти полную независимость выходной мощности от используемого объектива, числовая апертура которого в этом эксперименте изменялась от 0,05 до 0,65. Линейное увеличение системы при

Таблица 8

Параметры объектива	Средняя мощность на выходе системы, Вт			
	0,41	0,41	0,4	0,39
Видимое увеличение	1^x	2^x	4^x	8^x
Числовая апертура	0,05	0,075	0,1	0,2



Рис. 36. Зависимость средней мощности пучка, несущего усиленное изображение, от параметров объектива на входе системы

этом повышалось в 20 раз, что в обычной проекционной системе вызвало бы существенное снижение освещенности изображения.

С той же активной средой в схеме с объективом 1^x в режиме постоянной мощности сверхсветимости были измерены выходные характеристики усилителя при изменении оптических свойств объекта. Результаты представлены в табл. 9.

Если воспользоваться данными о коэффициентах рассеяния белой и черной бумаги (0,92-0,98 и 0,02-0,05 соответственно) и считать, что индикатрисы этих объектов одинаковы, то можно утверждать, что выходная мощность в изображении меняется лишь в полтора раза при изменении входного сигнала почти на два порядка. По данным табл. 9 можно сделать вывод о гораздо большем влиянии на выходную мощность ха-

Таблица 9

Объект	Средняя мощность на выходе системы, Вт
A1-зеркало с дефектами	0,49
Интегральная схема	0,49
Белая бумага	0,39
Черная бумага	0,26

рактера индикатрисы рассеяния света на объектах. Действительно, если рассмотреть ход лучей, формирующих входной сигнал усилителя, для случаев, когда в качестве объекта используются зеркально отражающая поверхность и рассеиватель, то легко получить, что во втором случае интенсивность входного сигнала, при одной и той же мощности сверхсветимости активного элемента, более чем на порядок меньше, в основном из-за потерь света на диафрагмах системы.

Ранее в табл. 7 приведены сведения об экспериментально реализованных лазерных проекционных микроскопах с различными активными средами. Сравнение значений выходных средних мощностей усилителей с величинами средних мощностей генерации с теми же активными элементами при тех же условиях накачки показывает высокую эффективность использования усилителями запасенной в среде инверсии.

В двух последних столбцах таблицы приведены рассчитанные значения практически достижимых и экспериментально полученных площадей экрана и линейных увеличений. Минимальная освещенность экрана, необходимая для комфортного наблюдения, определялась по данным первой строки таблицы (усилитель на парах меди) и составила 20 лк. С учетом этого значения коэффициента видности K , длины волны усилителей (значения K взяты из [80]) и измеренных значений выходной мощности усилителей $P_{\text{вых}}$ можно определить размер D_M изображения, создающий на экране заданную освещенность:

$$D_M [\text{см}] = 7 \cdot 10^2 \sqrt{K P_{\text{вых}}}$$

Значения линейных увеличений M рассчитывались для схемы, геометрические размеры которой типичны для рассматриваемых систем: диаметр активной среды усилителя 2 см, расстояние от объектива до промежуточного изображения 100 см, фокусное расстояние проекционной системы на выходе усилителя 10 см. В таких условиях $M = 3,5 \cdot 10^4 \cdot \frac{1}{f} \cdot \sqrt{K P_{\text{вых}}}$, где f — фокусное расстояние объектива системы.

Практической реализации больших значений линейного увеличения в немалой степени препятствует наличие вибраций и недостаточная жесткость экспериментальной установки. В настоящее время разработана и создана малогабаритная конструкция лазерного проекционного микроскопа с использованием промышленного усилителя на парах меди "Кулон"; на экране площадью порядка 4 м^2 наблюдалось изображение хорошего каче-

ства при увеличениях до $4 \cdot 10^4$. Основу конструкции составил стержневой каркас, на котором крепятся элементы оптической схемы. Применение промышленного усилителя нового типа в сочетании с такой конструкцией позволило резко снизить габариты прибора по сравнению с существующими промышленными образцами лазерных микропроекторов [90,91], а также упростить требования к системе питания. Конструкция рассчитана на работу в условиях естественного охлаждения, что уменьшило вибрации, сильно ухудшающие качество изображения при больших увеличениях.

3.1.3. Качество изображения

В работах [12,22] проводилась экспериментальная оценка влияния усилителя на разрешающую способность системы. Для этого в качестве объектов наблюдения использовались дифракционные решетки размерами 600 мм^{-1} и 1200 мм^{-1} . Там же приведены изображения этих объектов, сфотографированные с экрана наблюдения ЛПМ. Теоретические дифракционные пределы разрешения объективов систем были близки к значениям периодов решеток. Введение в схему дополнительной апертурной ирисовой диафрагмы показало, что разрешение системы практически совпадает с теоретическим дифракционным пределом. На основании этой оценки было сделано заключение о том, что введение в оптическую схему усилителя яркости изображения не ухудшает разрешающую способность системы.

Тем не менее вопрос о возможных искажениях изображений в системах с усилителями яркости, работающими в режиме насыщения, оставался открытым, поскольку не проводились измерения таких характеристик изображения, как контраст в зависимости от условий эксперимента.

В работе [92] проведены модельные расчеты для системы с усилителем яркости малой длины ($l \ll \delta^2/\lambda$), значительно меньшей "дифракционной" длины ("короткий" усилитель). Здесь δ - характерный размер структуры в поперечном распределении интенсивности или фаз на входе усилителя; λ - длина волны. В этом предельном случае различные части пучка, несущего изображение, практически не перемешиваются в усиливающей среде и насыщаются независимо друг от друга. Показано, что в этом случае насыщение усиливающей среды может привести к очень резким изменениям в выходном расп-

ределении интенсивности, которые сильно зависят от того, в каком месте пучка, несущего изображение, помещен насыщающийся усилитель.

Для "длинного" усилителя ($l > \delta^2 / \lambda$) результат иной. Как показали расчеты, сделанные в работе [93], для псевдослучайного распределения интенсивности по поперечному сечению усилителя, в результате взаимодействия различных частей пучка, которые в этом случае сильно перемешиваются по мере распространения в усиливающей среде, усиленное изображение нарушается в значительно меньшей степени.

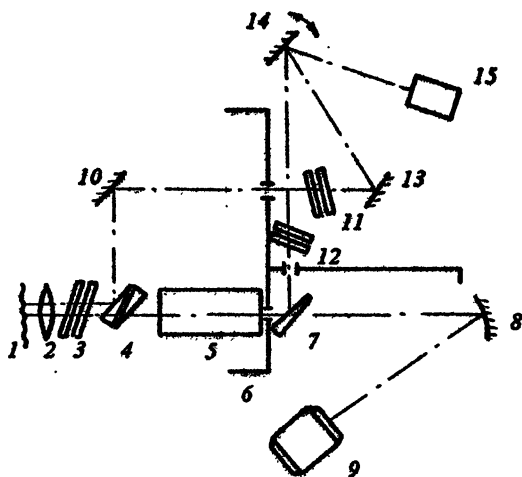


Рис. 37. Схема измерения контраста неусищенного и усиленного по яркости изображений в ЛПМ: 1 — объект, 2 — объектив, 3, 11, 12 — ослабители, 4, 7 — светоделители, 5 — активная среда, 6 — система экранов для защиты регистрации от засветок, 8 — сферическое зеркало, 9 — измеритель мощности, 10, 13, 14 — поворотные зеркала, 15 — ФЭУ с малой диафрагмой на входе

К искажениям усиленного изображения может приводить фоновая засветка входа усилителя, которая может быть обусловлена как спонтанным излучением по рабочему переходу, так и паразитными отражениями и рассеянием на оптических элементах схемы. Теоретический анализ [94] показал, что фон на входе усилителя может заметно уменьшать контраст усиленного по яркости изображения.

Таким образом, искажения на выходе усилителя яркости могут существенно зависеть от вида изображаемого объекта,

степени перемешивания пучков в усилителе, от интенсивности фона на входе усилителя и т.п.

Первое экспериментальное исследование передачи контраста в схеме лазерного проекционного микроскопа было проведено в работе [95]. Оптическая схема эксперимента (рис.37) была построена таким образом, что предусматривала возможность измерения контраста усиленного и неусиленного изображений объекта в одинаковых условиях освещения. Усилитель яркости представлял собой активную среду лазера на парах меди длиной 65 см и диаметром 2,1 см. Эксперименты в основном проводились на линии 510,5 нм, для выделения которой использовались стеклянные светофильтры. В качестве объектов использовались полированные пластинки кремния с дефектами, занимавшими по линейному размеру от 5 до 50% поля зрения системы. На экране они имели вид темного участка на светлом фоне. Поле зрения системы составляло 250 мкм. Линейное увеличение в плоскости входной диафрагмы ФЭУ 150. Оптические длины путей усиленного и неусиленного изображений выравнивались с точностью до 1 см. Наводка на резкость контролировалась визуально.

Значения контраста определялись как отношения разности к сумме интенсивностей светлого и темного участков объекта. На вход ФЭУ с помощью поворотного зеркала 14 поочередно подавались изображения этих участков, причем в активной среде структура пучков света, несущих изображение, в процессе измерений не изменялась. Для контроля этой структуры фотографировалось распределение света на подвижном экране, перемещаемом в канале неусиленного изображения на участке, соответствующем положению активной зоны в канале усиленного изображения. Сильно размытая картина наблюдалась вблизи входа в активную среду. По мере распространения пучки света, несущие изображения темного и светлого участков объекта, все более разделялись, и на выходе активной среды можно было наблюдать распределение, подобное изображению объекта, хотя и с довольно сильно размытыми границами темных и светлых участков.

На рис. 38 приводятся зависимости измеренного контраста усиленного изображения и неусиленного изображения объекта, содержавшего детали с характерными размерами 10 мкм и 100 мкм (кривые 1 и 2), и объекта с характерным размером 50 мкм (кривая 3). Параметром, характеризующим усилительные свойства активной среды в этих измерениях, слу-

жило напряжению на конденсаторе, разряд которого возбуждал активную среду. При каждом значении напряжения усилитель, работавший, как обычно, в режиме саморазогрева, выдерживался до достижения стационарного теплового режима, т.е. до сохранения мощности сверхсветимости постоянной, после чего измерялся контраст изображений.

Как видно из рис. 38,б, контраст неусиленного изображения не меняется с точностью до ошибок измерения при изменении режима работы усилителя. Контраст же усиленного изображения резко нарастает от нуля (при 11,2 кВ) до значений почти равных контрасту неусиленного изображения. При этом для детали объекта размером 10 мкм кривая выходит на плато, тогда как для деталей размерами 50 и 100 мкм после достижения максимума наблюдается небольшой спад контраста. В целом в области рабочих напряжений 11,5 - 13,0 кВ контраст усиленных изображений остается близким к исходному,

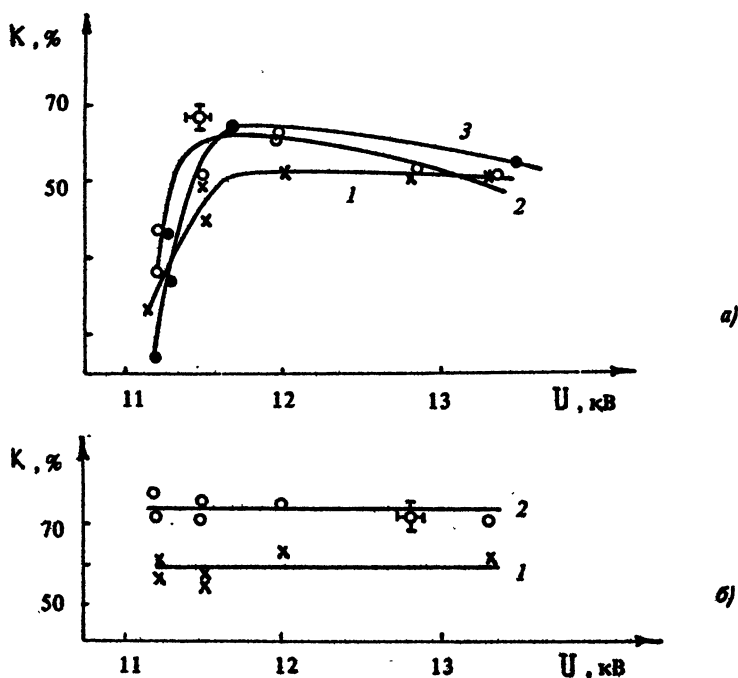


Рис. 38. Зависимость контраста усиленных изображений (а) объектов размером 10 мкм (кривая 1), 100 мкм (2), 50 мкм (3) и контраста неусиленного изображения (б) объектов 10 мкм (1), 100 мкм (2) от напряжения на рабочем конденсаторе

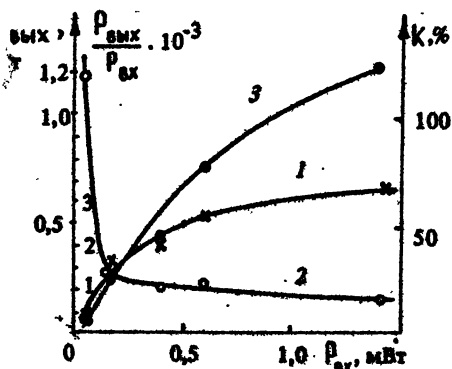


Рис. 39. Зависимость контраста K усиленного по яркости изображения объекта (кривая 1), эффективного усиления $P_{вых}/P_{вх}$ (кривая 2) и выходного сигнала $P_{вых}$ от входного $P_{вх}$ (кривая 3) для напряжения на емкости 12 кВ

сигнала, т.е. с ростом насыщения во всем исследованном интервале. Максимальный контраст близок к контрасту неусиленного изображения. При малых входных сигналах контраст усиленного изображения намного ниже исходного.

Полученная зависимость может быть объяснена наличием на входе усилителя фона, который и ухудшает контраст при малых входных сигналах. Оценки показывают, что этот фон значительно больше фона спонтанного излучения. Видимо, он возникает в результате паразитных отражений и рассеяний в схеме. В принципе, за счет этих факторов может возникать слабая обратная связь, которая при свойственных лазеру на парах меди высоких усилениях может привести даже к возникновению слабой фоновой генерации.

Заметим, что при этих измерениях применялись обычные оптические элементы без специальных антиотражательных покрытий и с обычным уровнем рассеянного света. Видимо, для систем с усилителями яркости желательно применение оптических элементов, по возможности исключающих отражение и рассеяние. Следует также отметить, что применявшаяся измерительная система из-за большого числа дополнительных элементов (светоделителя, поворотные зеркала, фильтры) обладала большим фоном, чем обычная схема ЛПМ.

хотя и несколько меньшим.

Для исследования влияния насыщения усиливающей среды измерялся контраст усиленного изображения объекта с деталью размером 50 мкм при изменении входного сигнала усилителя. Результаты этих измерений показаны на рис. 39. Как видно, при увеличении средней мощности входного сигнала выходной сигнал насыщается, а эффективный коэффициент усиления заметно уменьшается. При этом контраст усиленного изображения растет с ростом входного

Резкий рост контраста в усиленном изображении с ростом напряжения на рабочем конденсаторе и по мере разогрева усилителя (см. рис. 38,а) также можно связать с увеличением входного сигнала по сравнению с уровнем фона. Снижение контраста при больших значениях напряжения не поддается однозначному объяснению, так как при этом меняются сразу несколько параметров усиливающей среды.

В целом описанные прямые измерения показали, что в типичных для лазерного проекционного микроскопа условиях работы контраст усиленного изображения не сильно отличается от исходного.

В работе [96] для исследования передачи контраста в системах с усилителями яркости была использована схема генератор - усилитель, что позволило смоделировать некоторые предельные случаи для исследования зависимости контраста усиленного изображения от характера распространения пучков света в активной среде: экспериментально были изучены случаи распространения в активной среде непересекающихся пучков и пучков, практически полностью перемешанных в активной среде.

Результаты измерений показаны на рис. 40 в виде зависимостей контраста распределения интенсивности двух пучков на выходе усилителя от входной мощности одного из пучков. Средняя мощность второго пучка на входе была постоянной и составляла 4,2 мВт. Ненасыщенный коэффициент усиления среды в этих экспериментах составлял $0,22 \text{ см}^{-1}$. Видно, что для перемешанных в активной среде пучков контраст на выходе очень близок к значению контраста на входе, в отличие от случая независимого распространения пучков, когда контраст на выходе усилителя

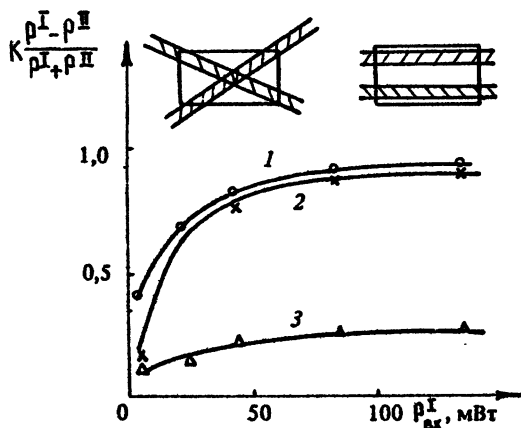


Рис. 40. Зависимость контраста между двумя пучками (для модельного объекта) от входной мощности одного из пучков ($P_{вх}^{\text{II}} = 4,2 \text{ мВт}$, $\mathcal{E}_0 = 0,22 \text{ см}^{-1}$): 1 - на входе, 2 - на выходе для взаимодействующих пучков, 3 - для независимо распространяющихся пучков

существенно ниже входного. Сопоставление условий эксперимента с теоретическими расчетами показывает, что случай пересекающихся пучков в данной схеме соответствует "длинному" усилителю, независимых — "короткому". Таким образом, имеет место качественное совпадение результатов эксперимента и расчетов. Для иллюстрации вышесказанного проводилось фотографирование с экрана на выходе усилителя. Объектом служили клетки луковых чешуек, в другом случае на вход усилителя подавался пучок генератора с неустойчивым телескопическим резонатором, имеющий малую расходимость и характерное распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, обусловленное выводом излучения мимо малого зеркала, тень которого была хорошо видна на входном распределении. В случае хорошо перемешанных пучков контраст усиленного по яркости изображения опять был достаточно высоким. В случае же распространения в среде слабоперекрывающихся пучков (расходимость излучения генератора 10^{-4} рад) контраст на выходе усилителя оказался практически нулевым; здесь среда работала в условиях значительного насыщения, эффективное усиление составляло 10.

3.1.4. Возможности повышения контраста

Возможность увеличения контраста усиленного по яркости изображения отмечалась впервые в работе [92], где теоретически рассматривалась задача о прохождении через насыщенный усилитель волны с поперечной структурой.

Совершенно иной подход к возможности повышения контраста в оптических системах с усилителями яркости был продемонстрирован в работе [97]. Принцип действия предложенной в этой работе схемы основан на том, что контраст некоторого объекта повысится, если освещать объект его собственным изображением. В традиционных оптических системах такой способ очевидно неэффективен из-за потерь света, сопровождающих формирование изображения и вывод его для регистрации. В системах же с усилителями яркости он вполне реализуем и, как показали эксперименты [97], дает осязаемое повышение контраста для ряда объектов. Наиболее показателен эксперимент, в котором в качестве объекта использовалась область вблизи границы раздела различных фазовых модификаций кремния. В обычной схеме микропроектора с усилителем яркости

Граница практически не видна. Создание освещающего пучка, обладающего структурой объекта, повышает контраст изображения, что делает границу раздела четко различимой. Для формирования требуемого пучка освещения на выходе усилителя установлено частично отражающее зеркало с такой кривизной, которая, совместно с объективом системы, образует в отраженной снова в усилитель части выходного излучения изображение объекта в плоскости расположения объекта. Это возможно в случае оптического сопряжения поверхности дополнительного зеркала на выходе усилителя с плоскостью объекта.

Важную роль в сохранении контраста усиленного изображения, не хуже чем исходный контраст объекта, играют и обычные методы традиционной оптики: всемерное уменьшение светорассеяния в системе, устранение разного рода бликов на оптических поверхностях и т.п. Следует отметить, что значение всех этих факторов существенно увеличивается при использовании в системе активной среды с большим коэффициентом усиления.

3.1.5. Негативные изображения

В активной среде усилителя, работающего в типичной схеме ЛПМ, во время существования инверсии распространяются навстречу друг другу пучки усиленного спонтанного излучения, один из которых используется для освещения объекта, и пучки света, несущие информацию об объекте. Взаимодействие этих пучков в нелинейной среде приводит, как обнаружено в [48], к эффектам, совершенно не свойственным обычным оптическим системам. На рис. 41 показана схема, в которой экспериментально была установлена зависимость условий освещения объекта от оптических характеристик самого объекта. Измерялась зависимость средней мощности излучения сверхсветимости, освещающего объект, от коэффициента отражения объекта. Изменение коэффициента отражения моделировалось введением перед объектом нейтральных светофильтров. Полученная зависимость показана на рис. 42 для двух значений мощности питания усилителя. Единица по оси абсцисс соответствует отсутствию в схеме светофильтров, ноль - отсутствию объекта. Видно, что средняя мощность освещения объекта заметно меняется при изменении свойств объекта. Система как бы регу-

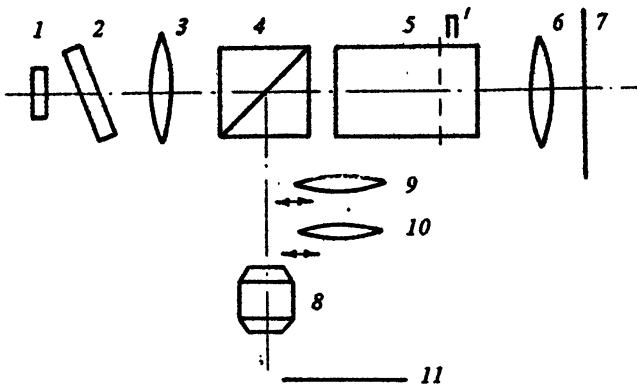


Рис. 41. Схема эксперимента: 1 - объект; 2 - нейтральные ослабители; 3 - объектив ЛПМ; 4 - светоделитель; 5 - активная среда; 6 - проекционная линза; 7 - экран для наблюдения позитивного изображения; 8 - измеритель мощности; 9 - объектив, аналогичный 3 для формирования негативного изображения; 10 - проекционная линза; 11 - экран для наблюдения негативного изображения

лирует количество света: слабоотражающий объект освещается сильнее, хорошо отражающий - слабее. В работе [48] было предложено объяснение этого эффекта, основанное на предположении о наличии "конкуренции" освещающего и несущего ин-

формацию пучков в использовании инверсии, существующей в среде. В описанном эксперименте объект (полированная поверхность металла) обеспечивал приблизительно равномерное распределение интенсивности по поперечному сечению пучка, несущего информацию, в активной среде. В той же работе был проведен эксперимент, в котором изображением неоднородного объекта создавалась неоднородность распределения интенсивности по поперечному сечению активной среды. Плоскость изображения объекта помещалась при этом внутри активной среды (плоскость

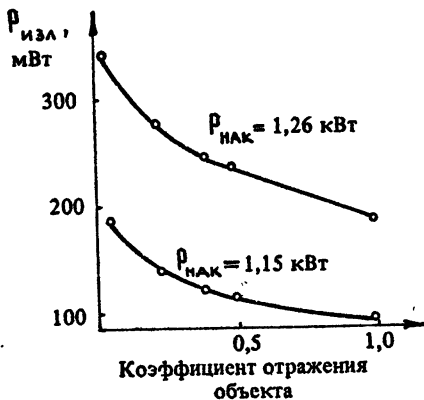


Рис. 42. Зависимость мощности сверхсветимости "к объекту" от коэффициента отражения объекта при двух значениях мощности накачки усилителя $P_{\text{нак}}$

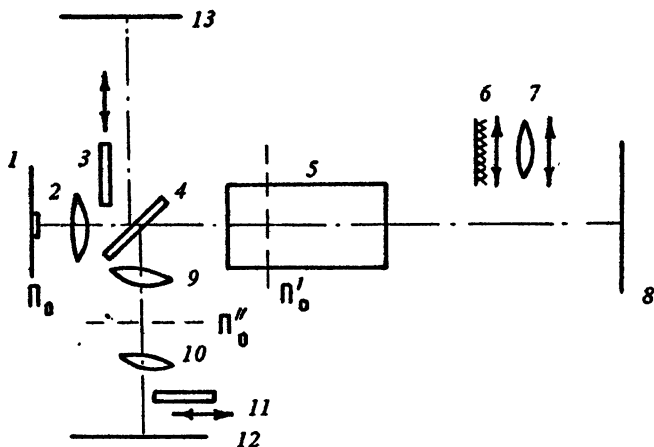


Рис. 43. Схема исследования негативных изображений в ЛПМ: 1 – объект, 2 – объектив ЛПМ, 3 – нейтральные ослабители, 4 – светоделитель, 5 – активная среда, 6 – матовый рассеиватель, 7, 10 – линзы для проекции на экраны положительного 8 и негативного 12 изображений, 9 – объектив для наблюдения негативного изображения, 11 – спектральные фильтры, 13 – экран наблюдения неусиленного положительного изображения

Π' на рис. 41). Для визуального контроля распределения освещения в плоскости объекта в схему вводились объектив 9, аналогичный объективу 3, и линза 10, проецировавшая на экран распределение в плоскости, аналогичной плоскости объекта.

В такой схеме было обнаружено образование негативного изображения объекта в пучках света, идущих к объекту.

Более подробно образование таких негативных изображений изучалось в работе [98], где проводились эксперименты в схемах "лазерный проекционный микроскоп" и "генератор – усилитель". В схеме, показанной на рис. 43, объект наблюдения, объектив, активная среда, проекционная линза и экран составляют известную схему ЛПМ. Светоделитель с помощью дополнительной оптической системы позволяет наблюдать на втором экране распределения интенсивности, формируемые пучками усиленного спонтанного излучения, распространяющимися от выхода усилителя к объекту. Положение плоскости промежуточного изображения объекта в активной среде можно контролировать с помощью передвижного экрана.

Усилитель яркости в этих экспериментах представлял собой активную среду лазера на парах меди. Использовались усилители двух видов: их длины и диаметры составляли соот-

ветственно 70 см, 2,1 см и 50 см, 2,1 см. Объектами служили: 1) черные маски на плоском алюминированном зеркале, 2) такое же зеркало с малыми локальными зонами отсутствия отражающего слоя, 3) отражательная штриховая мира. В объекте 1 отражающая поверхность составляла лишь небольшую часть площади поля зрения, в объекте 2 соотношение было обратным. Объект 1 работал с усилителем длиной 50 см, а 2 и 3 - с усилителем длиной 70 см. Качество изображений оценивалось визуально. В экспериментах исследовалась зависимость качества негативного изображения от положения плоскости промежуточного изображения объекта.

Оказалось, что наилучшее качество негативных изображений наблюдалось, когда плоскость промежуточного изображения находилась на расстоянии $2/3$ длины активного элемента от входа для объекта 1 и $1/3$ - для объекта 2.

С помощью штриховой миры проводилась визуальная оценка разрешающей способности системы для негативного изображения. Разрешение оказалось равным 12 лин./мм, когда в качестве объектива использовалась линза с фокусным расстоянием 11 см, и 20 лин./мм - для микрообъектива 8^{\times} с числовой апертурой 0,2 и фокусным расстоянием 1,8 см.

Для определения влияния на качество негативного изображения средней мощности входного сигнала между объективом и светоделителем вводились нейтральные светофильтры с различной плотностью. Оказалось, что результат зависит от характеристик объекта и используемой активной среды. При работе с объектом 2 увеличение плотности фильтров до некоторого значения, зависящего от режима накачки усилителя, приводило к резкому росту интенсивности пучков, несущих негативное изображение. При дальнейшем повышении плотности фильтров увеличение интенсивности становилось все менее заметным, а контраст негативного изображения существенно ухудшался. В опытах с объектом 1 введение даже незначительного ослабления приводило к заметному ухудшению видимого контраста негативного изображения. Интенсивность пучка, несущего негативное изображение, в этом случае практически не зависела от плотности фильтров.

При работе с объектом 1 были измерены некоторые энергетические характеристики негативного изображения. Оказалось, что средняя мощность пучка, несущего негативное изображение, практически не зависела от положения плоскости промежуточного изображения и составляла в условиях ра-

боты [98] 70 мВт. При этом средняя мощность пучка с усиленным позитивным изображением на выходе усилителя была 600 мВт.

При изучении качества негативных изображений в условиях повышенной мощности накачки усилителя, когда усиление осуществлялось на линиях 510,5 нм и 578,2 нм, в схему вводились цветные фильтры 11 (см. рис. 43), позволявшие отдельно наблюдать зеленое и желтое негативные изображения. По мере разогрева усилителя вначале наблюдался рост яркости и контраста негативных изображений, затем — спад, практически до полного исчезновения, сначала зеленого, а потом и желтого негативных изображений.

Интересный результат был получен в схеме, изображенной на рис. 43, при использовании в качестве объекта черной маски, отстоявшей от зеркала на расстоянии 4 мм. В этом случае, на вход усилителя приходил пучок с поперечным распределением интенсивности, которое практически сохранялось и в выходном пучке усилителя. При этом на экране 12 можно было наблюдать негативное распределение интенсивности без дополнительной оптической системы 9,10, причем качество негативного распределения не ухудшалось даже при значительном удалении экрана 12 от светоделиителя.

Схема экспериментов в системе генератор — усилитель показана на рис. 44. Генератором и усилителем служили активные элементы лазеров на парах меди длиной 50 см и диаметром 2,1 см. Система была построена так, что импульс генератора попадал на вход усилителя, когда усиление последнего достигало своего максимального значения. В данном случае оптические элементы, формирующие изображение объекта в активной среде, отсутствовали в схеме. По активной среде распространяются пучки света, создающие теневое изображение объекта, освещенного излучением генератора с неустойчивым телескопическим резонатором. Расходимость излучения генератора была близка к дифракционному пределу, и продольная теневая структура пучка отчетливо наблюдалась даже на значительном расстоянии от объекта. Объектами служили различные фигурные диафрагмы. Были получены позитивное распределение интенсивности в пучке, прошедшем усиливающую среду, и распределение, негативное по отношению к входному, в пучках, распространяющихся от выхода усилителя к его входу.

Существенное возрастание интенсивности негативного распределения наблюдалось в схеме (см. рис. 44) при введении на выходе усилителя матового рассеивателя. Это, по-видимому, связано с увеличением интенсивности "считывающего" излучения. Четкость границ темного и светлого участков негативного распределения зависела от расстояния, на котором рассеиватель располагался от выхода усилителя. Более четкое негативное распределение наблюдалось также при диафрагмировании рассеивателя.

Структура, в определенной степени аналогичная структуре входного пучка, но обратная по контрасту, наблюдалась на экране и в пучках, распространяющихся под острым углом друг к другу в пределах угловой апертуры усилителя, т.е. при взаимодействии двух или более пучков. Измерения распределения на выходе усилителя при распространении по среде двух входных пучков разного диаметра, пересекающихся в активной среде, отчетливо указали на наличие пятна с обратным контрастом, соответствующего малому пучку внутри большого.

Результаты экспериментов позволяют полагать, что образование негативного изображения в схеме лазерного проекционного микроскопа происходит следующим образом. Пучок света, распространяющийся от входа к выходу усилителя и не-

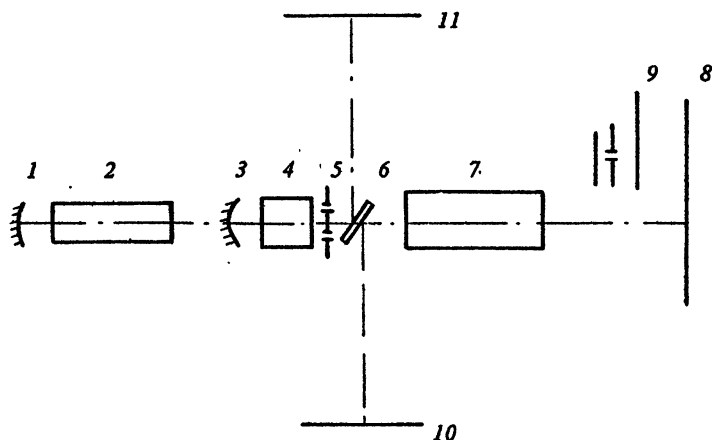


Рис. 44. Схема экспериментов в системе генератор — усилитель: 1, 3 — зеркала неустойчивого резонатора, 2 — генератор, 4 — оптическая линия задержки, 5 — объект, 6 — светоделитель, 7 — усилитель, 8 — экран для наблюдения усиленного по яркости позитивного изображения, 9 — матовый рассеиватель, 10 — экран для наблюдения негативного изображения, 11 — экран для наблюдения неусиленного позитивного изображения

сущий позитивное изображение объекта, обладает неоднородным распределением плотности световой мощности как в продольном, так и в поперечных сечениях. На рис. 45 изображен ход лучей от простого объекта типа темное пятно на светлом фоне. Из рисунка видно, что неоднородность наиболее заметна в области $A'B'C'D'$ вблизи плоскости Π_0^1 , сопряженной с плоскостью объекта Π_0 . Сопоставление данных, полученных из простых геометрических соображений, с результатами, представленными выше, показывает, что появление негативного изображения обусловлено расположением области сильной неоднородности внутри активной среды. Неоднородность плотности мощности в поперечных сечениях на некоторой длине активной среды в результате различной степени насыщения активной среды, вызывает пространственную неоднородность усиления, которая "считывается" излучением, распространяющимся от выхода усилителя к его входу. Ясно, что распределение интенсивности в поперечных сечениях пучка этого "считывающего" излучения будет негативным по отношению к распределению в пучке, создающем неоднородность усиления.

Зависимость интенсивности пучка, несущего негативное изображение объекта 2, от величины ослабления входного сигнала находится в качественном согласии с результатами описанных выше экспериментов по саморегуляции мощности пучка, освещающего объекты с отличающимися коэффициентами отражения. Отсутствие такой зависимости в случае объекта 1 объясняется малым интегральным коэффициентом отражения

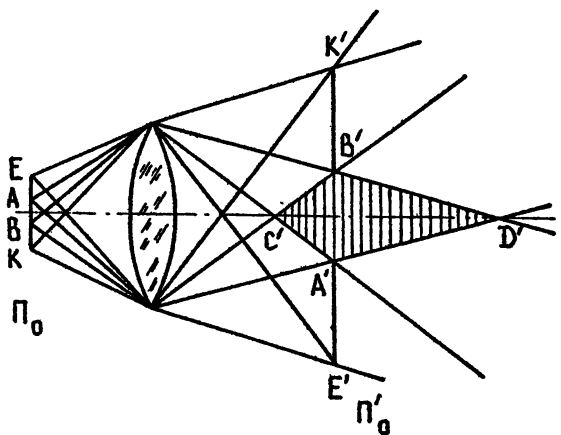


Рис. 45. Структура пучков, несущих позитивное изображение простого объекта

самого объекта такого вида (хорошо зачерненная поверхность маски занимала 80% площади поля зрения системы).

Уменьшение контраста негативного изображения при малых входных сигналах, по-видимому, связано с уменьшением степени насыщения среды пучком, несущим позитивное изображение, что приводило к уменьшению пространственной неоднородности усиления в активной среде, и, следовательно, к более однородному распределению интенсивности в поперечных сечениях пучка, формирующего негативное распределение.

Изменение распределения цветов в двухцветном негативном изображении при работе с повышенной мощностью накачки является, видимо, непосредственным следствием изменения условий усиления и степени насыщения активной среды на обеих рабочих длинах волны по мере разогрева активного элемента.

Результаты экспериментов позволяют предположить, что качество негатива оказывается наилучшим при определенных значениях таких параметров, как мощность пучка, несущего позитивное изображение, и степень насыщения среды. Для более подробного выяснения этого вопроса требуются измерения контраста негатива при изменении указанных параметров. Следует отметить, что подобные эксперименты удобнее проводить в системе "генератор - усилитель", так как именно эта система обеспечивает изменение характеристик входного пучка независимо от изменения свойств самой усиливающей среды.

Образование негативных изображений в определенных условиях будет, по-видимому, происходить во всех усилителях яркости, работающих в режиме значительного насыщения. В этом случае в течение почти всего импульса излучения объект в схеме лазерного проекционного микроскопа будет освещаться своим негативным изображением, что может привести к изменению контраста в изображении на экране. Как показано выше, этого нежелательного эффекта не возникает, если промежуточное изображение объекта образуется за пределами активной среды усилителя, так что от него в случае необходимости нетрудно избавиться.

С другой стороны, тот факт, что в пучках, распространяющихся от усилителя к объекту, уже заложена информация об объекте, может представлять определенный интерес, особенно если удастся получать достаточно яркие и резкие негативные изображения с хорошим разрешением.

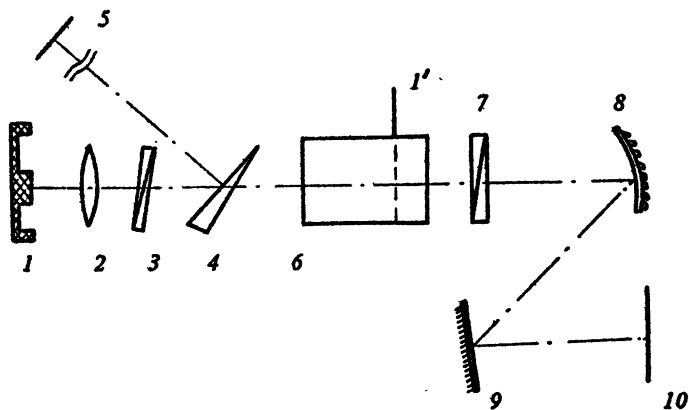


Рис. 46. Схема образования негативного изображения в поляризованном свете: 1 – объект, 2 – объектив, 3 – поляризатор, 4 – светоделитель, 5 – экран для контроля положения промежуточного изображения, 6 – активная среда, 1' – плоскость промежуточного изображения, 7 – анализатор, 8 – сферическое зеркало, 9 – плоское зеркало, 10 – экран

Заметное улучшение всех указанных параметров было достигнуто в работе [99], где для получения негативных изображений была предложена схема ЛПМ, в которой взаимодействовавшие в активной среде пучки различались не по направлению их распространения, а по поляризации на входе усилителя (рис. 46). Введение в оптическую схему поляризатора и анализатора с параллельными осями (пленочные поляроиды) практически не изменяло вида усиленного по яркости изображения. Яркость изображения незначительно уменьшалась. При скрещивании осей поляроидов на экране появлялось негативное изображение объекта. В этом случае, как и ранее, можно предположить, что поляризованное излучение, формирующее в активной среде позитивное изображение объекта, создает в поперечных сечениях активной среды, расположенных вблизи плоскости промежуточного изображения, неоднородное распределение усиления, "считываемое" неполяризованным излучением сверхсветимости. Анализатор в скрещенном с поляризатором положении пропускает на экран только ту часть излучения, прошедшего по модулированной среде, которая не несет позитивного изображения. В пучках этого излучения проекционная система, расположенная после поляризатора, строит на экране негативное изображение объекта.

Наличие и четкость негативного изображения в описанной схеме так же определялись положением промежуточного изображения в активной среде. Если оно находилось на расстоянии порядка $1/4$ длины активного элемента от выходного торца, то негативное изображение было наиболее отчетливым. Перефокусировки, смещавшие плоскость I' в середину активной зоны или на ее выходной торец, приводили к исчезновению негативного изображения.

Оценка размера разрешаемого элемента объекта в негативном изображении показала, что визуально на экране отчетливо разрешаются расположенные на объекте светлые полосы шириной 3 мкм, отстоящие друг от друга на такое же расстояние. Дифракционный предел разрешения объектива, использованного в этом эксперименте, составлял 1,34 мкм. Качество негативного изображения было ниже позитивного из-за размытости краев элементов изображения.

Измерения средних мощностей пучков, несущих позитивное и негативное изображения, показали, что в данной схеме они практически одинаковы. Например, в случае, когда большая часть поля зрения системы светлая в позитивном изображении (аналог объекта 2), средние мощности позитива и негатива составили соответственно 400 мВт и 360 мВт. В обратном случае (аналог объекта 1) — 330 мВт и 260 мВт.

Перспективы дальнейшего развития систем формирования негативных изображений в нелинейных усиливающих средах связаны, по-видимому, с оптимизацией параметров считывающего пучка. Выше упоминалось о положительном влиянии на качество и интенсивность негативного изображения введения в схему на выходе усилителя рассеивателей и отражателей. Следует отметить, что описанная схема с поляризационным разделением позитива и негатива предоставляет значительно более широкие возможности в эксперименте.

3.1.6. Визуализация ИК-изображений

Формирование негативных изображений объекта в рассмотренных схемах основывалось на создании пространственной модуляции усиления в среде и "считывании" этой модуляции излучением той же частоты, обладающим иной поляризацией или иным направлением распространения.

В работе [100] рассматриваются новые возможности, открывающиеся при использовании усилителей, работающих одновременно на нескольких переходах, связанных по верхнему или нижнему уровню. В качестве примера таких сред среди экспериментально изученных усилителей на парах металлов можно указать пары свинца, марганца и бария. В этом случае методы формирования негативных изображений могут быть использованы для преобразования излучения, несущего изображение объ-

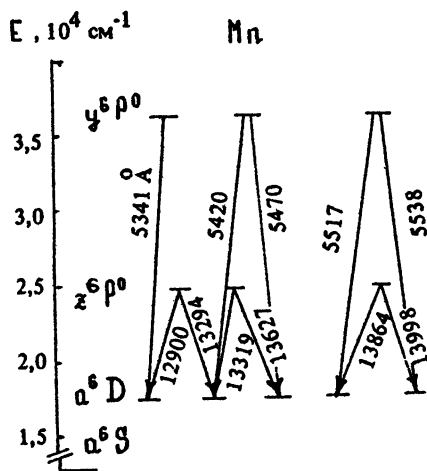


Рис. 47. Упрощенная схема уровней атома марганца

екта, из одной области спектра в другую. В работе [100] было предложено использовать такое преобразование для визуализации ИК-изображений. Наиболее подходящей для этого является активная среда усилителя на парах марганца. Упрощенная схема нижних уровней и переходов атома марганца приведена на рис. 47. В типичных условиях работы усилителя наибольшим усилением обладают линии 534,1 нм и несколько ИК-линий. В экспериментах в качестве усилителя был использован активный элемент лазера на парах марганца с длиной активной зоны 70 см и диаметром 2 см. Для регистрации усиленных позитивных и негативных ИК-изображений применялись вращающиеся люминесцентные экраны [101]. Негативные изображения объекта были получены в ИК и в зеленом свете как в пучках, освещающих объект, так и при поляризационном разделении позитива и негатива. Использовались схемы, аналогичные показанным на рис. 41 и рис. 46.

Затем в схемы между объективом системы и усилителем вводился светофильтр, пропускавший только ИК-сверхсветимость. Промежуточное ИК-изображение было сформировано внутри активного элемента. Это изображение обеспечивает пространственную модуляцию как на ИК-переходе, так и на связанном с ним переходе в зеленой области спектра. В результате в тех же плоскостях, что и без ИК-фильтра на

входе усилителя, наблюдались негативные изображения объекта в зеленом свете, несмотря на то что в усилитель поступала информация об объекте только в виде ИК-изображения.

В схеме получения негативного и визуализированного изображений объекта в пучках, освещающих объект, заметное улучшение качества изображений достигалось при введении на выходе усилителя плоского зеркала, отражавшего часть выходящих пучков зеленого света снова в усилитель. При этом увеличивалась мощность и уменьшалась расходимость этих пучков, "считывающих" модуляцию усиления, сформированную ИК-пучками.

В качестве объекта использовалось плоское алюминированное зеркало с маской в виде сегмента и полосы шириной 0,1-0,2 мм. Средняя мощность пучков, несущих негативные изображения, в отсутствие селекции по длинам волн составила 60 мВт, позитивных изображений - 120 мВт.

Основное преимущество описанного метода визуализации состоит в использовании среды с большим усилением. Это позволяет получать на выходе системы значительные мощности, достаточные, например, для проекции на большие экраны. При необходимости можно использовать каскадное усиление визуализированного изображения в отдельном усиливающем элементе лазера на парах марганца. Для практического использования подобного типа визуализаторов необходима, во-первых, оптимизация оптической системы для получения высококачественного изображения и, во-вторых, поиск новых активных сред, обладающих высоким усилением и подходящей структурой уровней.

3.1.7. Обработка объектов в системах с усилителями яркости

Размерная обработка материалов лазерным излучением является в настоящее время одним из наиболее распространенных применений лазеров. Большая мощность и малая расходимость лазерного излучения позволяют создавать в узлокализованной области на объекте очень высокие плотности световой мощности, что позволяет осуществлять в этой области заданное изменение свойств объекта, т.е. его обработку. По этой теме существует обширная библиография (см., например, [102, 103]). К этому же типу применений лазерного

излучения можно отнести и бурно развивающееся лазерное направление в медико-биологических науках, использующее воздействие мощного лазерного излучения на живые ткани и организмы.

Импульсные лазеры на парах металлов представляют несомненный интерес для использования в обрабатывающих системах. Большие значения частот следования импульсов (10–20 кГц) позволяют повысить скорость обработки объектов. Пиковые мощности генерации в несколько сотен киловатт при расходимости 10^{-4} – 10^{-5} рад, ограниченной дифракцией на апертуре грубки, могут создавать в пятне фокусировки плотности световой мощности 10^{11} – 10^{12} Вт/мм² за время порядка 10 нс. Достигнутый к настоящему времени КПД таких лазеров составляет 1%, что также повышает к ним интерес с точки зрения практики.

Широкие возможности для обработки различных объектов предоставляет система "генератор – усилитель", позволяющая увеличивать выходную мощность излучения, сохраняя высокое качество пучка генерации. Возможности использования такой системы на основе активных сред лазеров на парах меди для создания систем обработки микрообъектов с одновременным визуальным контролем на большом экране рассматривались в работе [104]. Принципиальная схема, в которой проводились эксперименты, показана на рис. 48.

Генератор Г с телескопическим неустойчивым резонатором обеспечивал получение пучка с расходимостью близкой к дифракционной. Диаметр пучка генератора совпадал с диаметром активной зоны усилителя. Этот пучок, по прохождении оптической линии задержки 3, попадал в усилитель У, который усиливал его, а также служил источником света, и усилителем яркости изображения обрабатываемого объекта. Активные зоны усилителя У и генератора Г имели длину 45 см и диаметр 2 см.

Для получения на поверхности объекта пятна обработки малого размера объект 12 располагался в фокальной плоскости объектива 11. Теоретический предел линейного разрешения использовавшегося в качестве микрообъектива 11 с $A = 0,35$ составлял 0,7 мкм. Формирование пятна малых размеров позволяло обрабатывать объект путем локального испарения, плавления и нагрева малых областей.

Помещение предмета в фокальную плоскость приводит к тому, что плоскость изображения, строящегося микрообъекти-

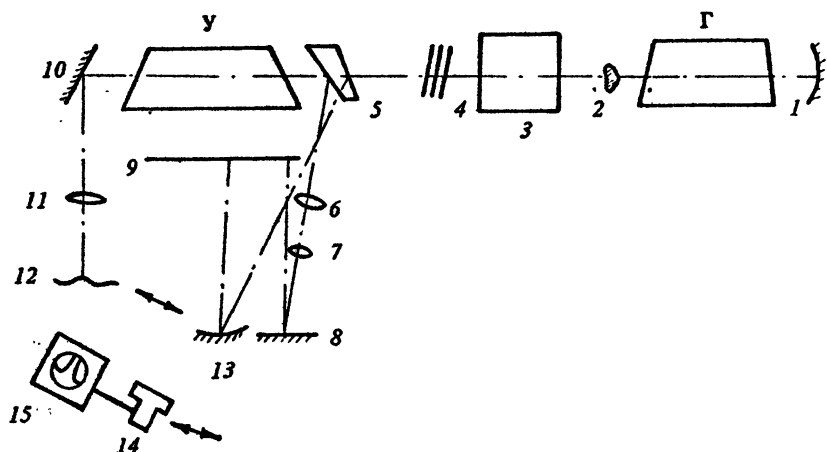


Рис. 48. Схема устройства для лазерной микрообработки с одновременным визуальным контролем на основе системы генератор – усилитель: Г – генератор с неустойчивым резонатором 1 – 2; У – усилитель, 3 – оптическая линия задержки, 4 – нейтральные ослабители, 5 – светоделитель, 6 – объектив "Гелиос-40-2", 7 – микрообъектив 8х; 8, 10 – поворотные зеркала, 9 – экран, 11 – микрообъектив 33х ($\lambda = 0,35$); 12 – объект, 13 – сферическое зеркало, 14 – фотоприемник, 15 – осциллограф

вом 11, "уходит" в бесконечность. Задача одновременного визуального контроля за обрабатываемой поверхностью объекта в данной схеме решалась путем применения дополнительной оптической системы, состоявшей из объектива 6 и микрообъектива 7. Увеличение на экране 9, расположенном на расстоянии 4 м от объекта, составляло $4 \cdot 10^2$. В качестве обрабатываемого объекта использовалось алюминированное плоское зеркало. Минимальная ширина реза на объекте оказалась равной 2 мкм. Она была получена при перемещении объекта (в направлении перпендикулярном оси) со скоростью $\sim 10^{-2}$ см/с. Обработка происходила при ослаблении пучка генератора на входе в усилитель в 10^5 раз нейтральными светофильтрами 4. Средняя мощность лазерного излучения на входе в усилитель была при этом $1,6 \cdot 10^{-6}$ Вт. Усиление для малого входного сигнала составляло 10^4 . Плотность средней мощности в зоне обработки составляла $4 \cdot 10^5$ Вт/см², а пиковой – $6 \cdot 10^9$ Вт/см². При двукратном прохождении объекта обрабатываемым пучком размер реза получается больше 3–4 мкм, что, вероятно, связано с механической вибрацией всей системы. В данной системе при максимальной выходной мощности плот-

ность средней мощности в пятне фокусировки могла достигать 10^8 Вт/см^2 , а пиковой — 10^{12} Вт/см^2 . При таких плотностях мощности ширина реза значительно увеличивалась. Выяснение причин такого уширения зоны обработки требует дальнейшего экспериментального исследования. В частности, это может быть связано с повышением интенсивности в "крыльях" дифракционного изображения точки в фокальной плоскости объектива до уровня, превышающего порог обработки данного объекта.

Поскольку в оптической схеме эксперимента пучки света распространяются вдоль одной и той же активной среды усилителя, то в условиях насыщения усиления естественно встает вопрос о взаимодействии обрабатываемого пучка и пучка, несущего изображение. Как было показано выше, взаимодействие световых пучков существенным образом меняет характер усиления обоих пучков, а наличие в активной среде участков, где пучки распространяются независимо, способно значительным образом изменить отношение мощностей пучков. Поэтому в настоящей работе исследовалось также влияние эффекта взаимодействия на контраст усиленного изображения. Исследование взаимодействия обрабатываемого пучка и пучка, несущего изображение, проводилось в той же схеме, представленной на рис. 48. Пучок света, несущий изображение, при помощи 50%-го отражателя 5 попадал на фотоприемник 14, в качестве которого использовался фотодиод ФД-3А. Объектом исследования служила интегральная схема с дефектом в виде темного пятна размером 50 мкм. Мощность пучка генератора на входе в усилитель изменялась введением нейтральных светофильтров 4 в пределах от 10^{-6} Вт до $1,5 \cdot 10^{-1}$ Вт. На рис. 49 показана зависимость контраста изображения от средней мощности пучка генератора на входе в усилитель; видно, что во всем диапазоне изменения мощности пучка на входе усилителя контраст изображения меняется незначительно и составляет около 70%.

Измерение контраста усиленного изображения проводилось также в схеме, представленной на рис. 50, где взаимодействуют пучок света, несущий изображение объекта, и пучок генератора, распространяющийся в том же направлении по оси усилителя. Измерения контраста на выходе усилителя в плоскости изображения вне зоны прохождения мощного пучка в этом случае показали, что наличие мощного пучка с расходимостью излучения близкой к дифракционной, полностью запол-

носящего усилительную трубку, также практически не влияет на контраст усиленного изображения.

Приведенные данные явились результатами первых опытов по использованию системы генератор – усилитель для микрообработки объектов с одновременным визуальным контролем. Однако они в достаточной мере свидетельствуют о перспективности использования такой системы для создания устройств, пригодных для научных и практических целей.

Исследованию свойств активной оптической системы, обладающей "технологическими" возможностями аналогичными

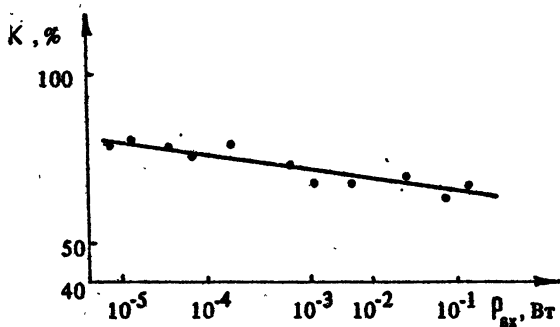


Рис. 49. Зависимость контраста усиленного изображения от мощности на входе усилителя

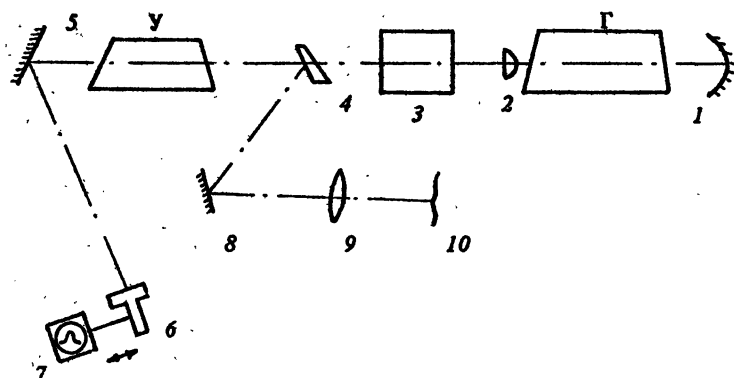


Рис. 50. Схема измерения контраста в случае взаимодействия пучка, несущего изображение, с лучом генератора: Г – генератор с неустойчивым резонатором 1 – 2; 3 – оптическая линия задержки, У – усилитель, 4 – светоделиватель, 5, 8 – поворотные зеркала, 6 – фотоприемник, 7 – осциллограф, 9 – микрообъектив, 10 – объект

описанным, но построенной по обычной схеме ЛПМ, посвящена работа [105]. Источником света, усилителем яркости изображения и генератором обрабатывающего пучка служил один и тот же активный элемент. Этот пучок формировался резонатором, в который был помещен активный элемент. Основными компонентами этого резонатора являлись наблюдаемый обрабатываемый объект, объектив системы и дополнительно введенное в схему лазерного проекционного микроскопа зеркало обратной связи на выходе усилителя. Зеркало обратной связи располагалось в плоскости, оптически сопряженной с плоскостью объекта.

Схема экспериментов показана на рис. 51. Излучение сверхсветимости активной среды на парах меди 5 проходило интерференционный светофильтр 4 и фокусировалось объективом 2 на объект 1. Отраженные и рассеянные объектом пучки света снова проходили объектив 2 и фильтр 4. После однопроходного усиления в активной среде 5 часть света отводилась светоделителем 7 для построения на экране 12 усиленного по яркости увеличенного изображения объекта. Излучение, прошедшее сквозь светоделитель 7, образовывало изоб-

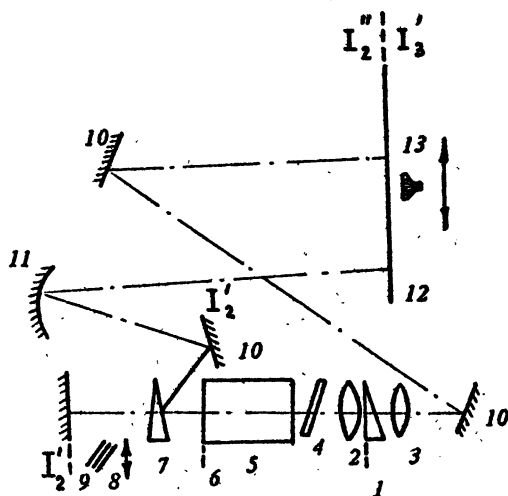


Рис. 51. Схема экспериментов: 1 — объект, 2 — 3 — объективы, 4 — интерференционный светофильтр, 5 — активная среда, 6 — плоскость полевой диафрагмы, 7 — светоделитель, 8 — нейтральные ослабители, 9 — зеркало обратной связи, 10 — плоские зеркала, 11 — проекционное зеркало, 12 — экран, 13 — фотоприемник; I_2' , I_2 , I_3 — плоскости изображений, сформированных соответственно объективом 2, объективом 2 и проекционным зеркалом 11, объективом 3

ражение объекта на поверхности зеркала обратной связи 9. Свет, отраженный этим зеркалом, снова усиливался в активной среде 5. Объектив 3 строил на экране 12 неусиленное увеличенное изображение освещенного участка объекта. Измерения распределений интенсивности в усиленном и неусиленном изображениях объекта проводились фотоприемником 13 в плоскости экрана. Для изменения мощности пучка, сформированного резонатором, перед зеркалом 9 вводились нейтральные ослабители 8.

В работе использовался серийный промышленный усилитель на парах меди УЛ-101. В качестве объективов применялись стандартные микрообъективы $2\times(A=0,07)$, $4\times(A=0,1)$, $8\times(A=0,2)$, $9\times(A=0,2)$. В качестве объектов использовались интегральные схемы, полированные пластины кремния, стеклянный клин, алюминированное зеркало, белая бумага.

В отсутствие зеркала 9 на экране 12, как в обычном ЛПМ, наблюдалось увеличенное изображение объекта, окаймленное гораздо более слабым по интенсивности излучением сверхсветимости. Границы между этим излучением и полем изображения были размыты из-за несовпадения плоскостей полевой диафрагмы и промежуточного изображения (плоскости 6 и I'_2 соответственно на рис. 51). Включение резонатора не сказывалось на положении и размерах описанной картины. Заметные изменения происходили, однако, внутри зоны усиленного изображения. Включение резонатора приводило к образованию на объекте и в его усиленном изображении структуры из концентрических кольцевых зон, яркость которых увеличивалась от периферийных зон к центральному пятну. Эта структура оказалась чрезвычайно чувствительна к разъюстировке зеркала 9. Например, наклон его к оси вызывал нарушение формы и концентричности колец, причем наибольшее смещение испытывало центральное пятно.

Описанная структура визуально наблюдалась при использовании в схеме всех указанных выше объективов, причем оказалось, что абсолютные значения размеров зон при смене объективов изменяются, но отношение этих размеров остается приблизительно постоянным при всех объективах. Например, для случая трех наблюдавшихся внутренних зон оно составляло 1:2:4.

Измерения распределений интенсивности в усиленном изображении однородного объекта (алюминированного зеркала) показали, что их форма существенно изменялась в зависимости

от величины внесенных в резонатор потерь.

При таких ослаблениях резонаторного пучка пропускание ослабителей ($6,4 \cdot 10^{-2}$), которые предохраняли объект от обработки, в центре распределения образовывался пик интенсивности, окруженный несколькими кольцевыми зонами. Этот центральный максимум приблизительно на два порядка превышал по интенсивности зону, где наблюдалось только усиленное изображение объекта. Интенсивность этой зоны мало изменялась по сравнению с интенсивностью при выключенном резонаторе. Дальней-

шее уменьшение ослабления приводило к обработке объекта. Соответствующее распределение показано на рис. 52. Максимальное значение интенсивности в распределении при этом практически не менялось, интенсивность в зоне усиленного изображения несколько снижалась. Устранение ослабителей из резонатора вызывало расширение зоны обработки и снижение интенсивности по всему полю зрения, за исключением зоны, непосредственно прилегающей к зоне обработки; ее интенсивность возрастает. После выключения резонатора интенсивность в необработанных участках объекта восстанавливается практически на исходном уровне. Обработка (испарение слоя алюминия) вызывает образование пятна, хорошо видимого на экране.

Для определения границ и размеров кольцевых зон по измеренным распределениям интенсивности был рассчитан контраст K каждых двух последовательно измеренных интенсивностей в близких точках:

$$K = \frac{I_{n+1} - I_n}{I_{n+1} + I_n},$$

где I_n , I_{n+1} - интенсивности, измеренные на n -м и $(n+1)$ -м шаге. Границами зон считались такие значения координаты, при которых существовали локальные экстремумы

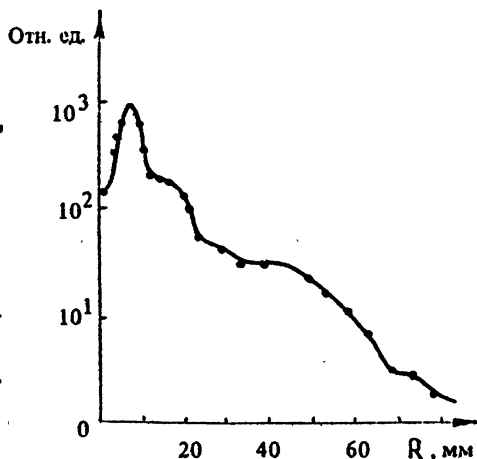


Рис. 52. Распределение интенсивности в плоскости усиленного изображения (увеличение 320), по оси абсцисс - расстояние от центра распределения

контраста, превышавшие по абсолютной величине 10%. Дополнительным условием существования границы считался монотонный ход распределения вблизи этой точки.

В табл. 10 для двух значений пропускания ослабителей приведены диаметры кольцевых зон. Размеры внутренних зон, определенные по расстоянию между максимумами контраста, сохраняют приближенное соотношение 1:2:4, что совпадает с соотношением, полученным при визуальной оценке положения границ зон.

Таблица 10

Параметры	Пропускание ослабителей					
	0,064	0,035	0,064	0,035	0,064	0,035
	I зона		II зона		III зона	
Внешний диаметр зоны, отн. ед.	4	6	9	13	20	28
Средняя мощность, мВт	118	134	81	73	29	19

В табл. 10 указаны также значения средних мощностей внутренних зон. Эти значения определены по измеренным средним мощностям всего пучка (269 мВт и 252 мВт соответственно) и рассчитанным значениям интегралов от распределений интенсивности по соответствующим зонам. Мощность пучка, несущего усиленное изображение объекта в отсутствие резонатора, составляла 160 мВт для обоих случаев. Измерения проводились при неизменной мощности накачки усилителя.

Образование концентрической кольцевой структуры может быть связано с тем, что на каждом проходе по резонатору пучок, выходящий из активной среды к объекту, в данной схеме "обрезается" диафрагмой объектива. В этом случае разница в интенсивностях зон объясняется различием в числе проходов по активной среде излучения, формирующего каждую зону. Наибольшую интенсивность "набирает" излучение, образующее центральную зону, поскольку оно успевает совершить наибольшее число проходов по среде за время существования инверсии. Следует, однако, оговориться, что это

лишь грубое качественное описание процессов формирования пучка в таком резонаторе. Из работ [106-108] известно, что скорость образования пучка генерации в условиях короткой инверсии в среде с большим усилением в значительной степени зависит от коэффициента усиления. Поэтому, в частности, нельзя определять длительность существования инверсии в таких средах просто по числу проходов, т.е. по числу кольцевых зон, поскольку скорость развития стимулированного излучения различна для излучения в каждой зоне. По этим же причинам приведенные ниже в данной работе измерения временных зависимостей должны рассматриваться лишь как основа для качественных оценок. Для выяснения вопроса о временном ходе образования зон проводились измерения зависимостей интенсивности импульсов света в различных зонах от времени. В этих экспериментах излучение, выведенное из резонатора через прозрачный объект (стеклянный клин), направлялось на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-16, подключенный к осциллографу И2-7. Между объектом и фотоприемником находилась плоскость, в которой формировалось промежуточное изображение объекта. В этой плоскости была установлена ирисовая диафрагма, с помощью которой можно было выделять излучение тех или иных зон.

Анализ осциллограмм показал, что при полностью открытой диафрагме, т.е. в случае, когда на ФЭК попадает излучение от всех зон, длительность импульсов по основанию составляла 25 нс для всех длин резонатора от 1,15 до 2,5 м. Увеличение длины резонатора, однако, заметно сказывается на форме импульсов: возрастает интенсивность более поздней его части, которой соответствуют центральные зоны распределения. Интенсивность излучения, формирующего центральное пятно распределения, достигает своего максимального значения позже, чем остальные зоны структуры. Задержка максимума интенсивности центрального пятна от начала импульса увеличивается по мере увеличения длины резонатора. Полученная картина развития импульса света во времени соответствует предположению о формировании разных зон распределения на разных проходах излучения по активной среде.

Для оценки изменений, происходящих в распределениях интенсивности при усилении в активной среде, было проведено экспериментальное сравнение распределений на объекте и экране при использовании в качестве объекта ненапыленного стеклянного клина.

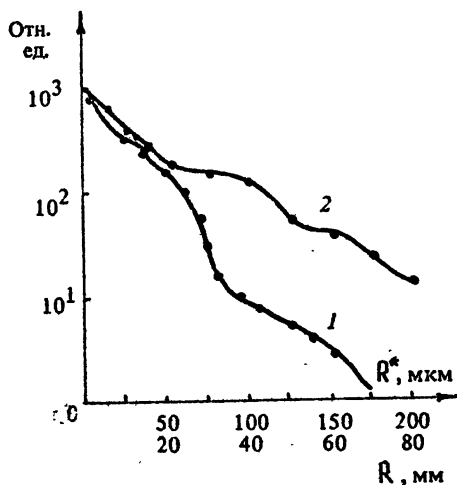


Рис. 53. Распределение относительных интенсивностей в плоскостях неусиленного (1) и усиленного (2) изображений объекта. Линейное увеличение схемы 400, по шкале абсцисс указаны расстояния в плоскости усиленного изображения R и на объекте R^*

На рис. 53 показаны распределения, измеренные в одном и том же режиме возбуждения усилителя, в плоскости изображения отражающей поверхности объекта (кривая 1) и в плоскости усиленного изображения на экране (кривая 2). Это изображение строилось на экране объективом 3 см. рис. 51 (кривая 1). Из рис. 53 видно, что на расстояниях меньше 20 мкм от центра картины распределения практически совпадают. Этот размер приблизительно совпадает с радиусом центральной зоны пучка резонатора на объекте. При увеличении координаты происходит более быстрый спад интенсивности в

неусиленном изображении объекта, в то время как интенсивности периферийных зон усиленного изображения меньше отличается от максимального значения своего распределения.

Этот результат, полученный в условиях сильного уменьшения входного сигнала, позволяет, тем не менее, наглядно показать роль активной среды в изменении распределения интенсивности при усилении пучка, несущего изображение, при включенном резонаторе.

Выше было описано влияние, которое в данной схеме оказывает пучок резонатора на интенсивность усиленного изображения однородного по полю зрения объекта. Для определения воздействия пучка резонатора на контраст усиленного изображения использовался объект в виде непериодической решетки, штрихами которой являлись обработанные и необработанные участки плоского алюминированного зеркала. Решетка была "выжжена" в описанной схеме при ручном перемещении объекта с помощью микрометрических винтов. Измерялись распределения интенсивности при различных ослаблениях в резонаторе, формирующем пучок обработки. Интенсивности измеря-

лись в усиленном увеличенном изображении решетки фотодиодом ФД-3А, который устанавливался последовательно вблизи середин темных и светлых полос.

Сравнивая распределения интенсивности в зонах усиленного изображения обработанного объекта при выключенном резонаторе с распределением при пропускании ослабителей 0,008 и 0,023, можно установить, что все эти распределения в периферийных полосах практически совпадали, т.е. усиленное изображение объекта из-за наличия в активной среде пучка резонатора не изменялось. Но по мере увеличения интенсивности пучка резонатора интенсивность центральных светлых и темных полос росла. При пропускании 0,19 визуально наблюдалась обработка объекта. При этом почти на порядок упала интенсивность в центральных светлых полосах, уменьшилась интенсивность в темной центральной полосе, заметно увеличилась интенсивность в светлых полосах, соседствующих с пятном от пучка резонатора. Интенсивность всех периферийных полос, как светлых, так и темных, заметно падала даже по сравнению с распределением при пропускании 0,008. Расчет контраста каждой полосы по сравнению с предыдущей показал, что до начала обработки объекта (пропускания 0,008 и 0,023) значения контраста периферийных полос незначительно отличались от значений в отсутствие пучка резонатора. В процессе обработки контраст этих полос заметно снижался.

После выключения резонатора в распределении образовалось темное пятно на месте центральных полос. Это пятно было окаймлено узкой необработанной зоной.

Проведенные эксперименты показали, что процесс обработки неоднородного объекта в описанной схеме сопровождается сложными изменениями в структуре его усиленного изображения. Тем не менее предложенная схема может представлять интерес для практического использования по той причине, что она обеспечивает простой способ значительного уменьшения размеров зоны обработки. В описанных выше экспериментах эти размеры, как правило, совпадали с размерами центрального пятна кольцевой структуры пучка резонатора или несколько превышали их, составляя в типичных условиях несколько десятков микрон. Напомним, однако, что в данной схеме плоскости объекта и зеркала обратной связи оптически сопряжены, т.е. размеры элементов на объекте и зеркале связаны линейной зависимостью, где коэффициентом пропорциональности служит увеличение системы. Это означает, в

частности, что уменьшая размеры отражающего покрытия зеркала обратной связи, можно уменьшать размеры зоны обработки на объекте, во всяком случае до значений, определяемых дифракционным пределом разрешения используемого объектива. Анализ фотографий, полученных с экрана наблюдения (увеличение на экране 320), показал наличие резов различной ширины, полученных с различными диафрагмами на зеркале обратной связи. Минимальная полученная ширина практически равна пределу разрешения использовавшегося объектива 8^X ($A = 0,2$). Объектом служила пленка алюминия на стеклянной подложке. Увеличение в плоскости зеркала обратной связи составляло в данном случае 80, диаметр диафрагмы (проколота кончиком иглы черная бумага) — 120 мкм.

Особенностью описанного способа является то, что мощность света в пятне обработки уменьшается, по-видимому, гораздо медленнее, чем площадь обрабатываемого участка, поскольку "объем пучка" в активной среде от каждого разрешаемого элемента лишь в несколько раз меньше "объема пучка" в активной среде от всего поля зрения. Эти соображения подтвердились в экспериментах с введением в резонатор ослабителей, предохранявших объект от обработки в отсутствие диафрагмы. Введение в схему диафрагмы на зеркале обратной связи проводило к обработке объекта. Следует также отметить, что качество усиленного изображения при обработке с диафрагмой, по визуальной оценке, не ухудшалось.

Использование схем ЛПМ для одновременной обработки и наблюдения микрообъектов получило дальнейшее развитие в работе [109], где описана внутриврезонаторная обработка объектов изображением маски произвольной формы в пределах всего поля зрения.

Оптическая схема установки показана на рис. 54,а. В качестве усилителя в экспериментах использовался промышленный образец усилителя яркости на парах меди УЛ-102, обеспечивающий в режиме лазера среднюю мощность генерации более 5 Вт при средней, отбираемой от выпрямителя мощности 1,5 кВт и частоте повторения импульсов 10 кГц. Длина активной зоны усилителя 40 см, диаметр 2 см. Объективами служат стандартные микрообъективы от 1^X до 40^X . Излучение сверхсветимости усилителя 3 через объектив 2 освещает объект 1. Рассеянный и отраженный от объекта свет собирается снова объективом 2 в пучок, несущий информацию об объекте, затем этот пучок усиливается в активной

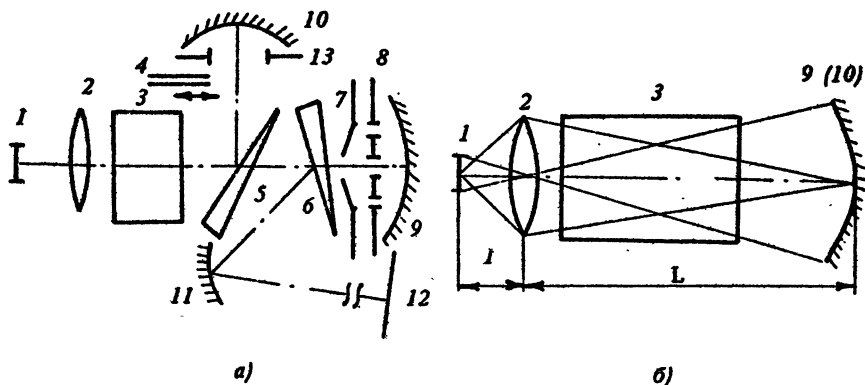


Рис. 54. Оптическая схема установки (а) и ход лучей в ней (б). 1 – объект; 2 – объектив; 3 – активная среда; 4 – нейтральные ослабители; 5, 6 – светоделители; 7 – оптический затвор; 8 – маска, задающая область и форму обработки объекта; 9 – зеркало обратной связи; 10 – зеркало подсветки; 11 – проекционное зеркало; 12 – экран; 13 – диафрагма, задающая область и интенсивность подсветки

среде 3. После выхода из усилителя часть пучка светоделителем 6 (коэффициент отражения 4%) выводится на проекционное зеркало 11, которое создает на экране 12 увеличенное изображение объекта. Светоделитель 5 (коэффициент отражения 40%) служит для образования схем подсветки (ослабители 4, диафрагма 13, зеркало 10) и обработки (затвор 7, маска 8, зеркало 9). Зеркала 9 и 10, расположенные в плоскостях промежуточных изображений объекта, с помощью объектива 2 образуют с объектом 1 два сопряженных резонатора [16], оба зеркала удалены от входного зрачка системы на расстояния, равные радиусам их кривизны. Схема подсветки служит для образования на объекте, при необходимости, более яркого, чем остальное поле зрения, пятна. Ослабители 4 перед зеркалом 10 обеспечивают на объекте плотность мощности ниже той, которая была бы достаточна для обработки объекта. Ход лучей в резонаторах схематически изображен на рис. 54,б. При описанной юстировке главные лучи от каждой точки поля зрения отражаются "сами в себя", остальные описывают замкнутые траектории, воспроизводя после полного прохода изображение объекта на нем самом с увеличением 1. На зеркалах 9 и 10 при этом формируются изображения объекта, увеличенные в $M=L/\rho$ раз, где L и ρ – расстояния от объектива 2 до зеркала 9 и объекта 1. Как видно из рис. 54,б, световые пучки от каждой точки объекта и маски занимают практи-

чески весь объем активной среды и различаются лишь направлениями главных лучей. В связи с этим пучки от различных точек объекта и маски хорошо перемешиваются в активной среде, и в результате их взаимодействия происходит эффективный съем энергии среды в излучение, отраженное от открытых участков зеркала 9. Плотность мощности на объекте превышает соответствующую величину на открытых участках зеркала не менее, чем в M^2 раз и способна приводить к плавлению, испарению и структурным изменениям освещенной части объекта. При этом непрозрачные участки маски практически не испытывают лучевой нагрузки. В результате экспериментов диафрагмы — маски из черной бумаги, ткани и т. п. — не претерпевали каких-либо деформаций и разрушений.

Измерение размеров обработанных участков объекта проводилось на экране 1.2 при значениях линейного увеличения от 500 до 7000. В качестве маски перед зеркалом 9 использовался фотошаблон в виде сетки прозрачных штрихов шириной 100 мкм, разделенных квадратными непрозрачными участками размерами 2 x 2 мм. Измерения показали, что ширина обрабатываемых участков в ряде случаев оказалась меньше минимально разрешаемого размера для используемой оптики, рассчитанного по критерию Рэлея. В опытах с объективом 40^x ($A = 0,65$, $M = 450$) ширина обрабатываемых зон не превышала 0,3 мкм, с объективом 1^x ($A = 0,05$, $M = 30$) — измеренная ширина обработанных зон соответствовала 2 мкм. Рассчитанные разрешаемые размеры по критерию Рэлея составляли соответственно 0,39 и 5,1 мкм.

3.1.8. Перспективы развития оптических систем с усилителями яркости и их применение

Как показали результаты исследований, описанных в этом разделе, в настоящее время созданы, разработаны и исследованы первые оптические системы с усилителями яркости изображений с характеристиками, представляющими большой интерес как для развития дальнейших научных исследований в этом направлении, так и для практических приложений, в частности для разработки новых оптических приборов на основе систем с усилителями яркости.

Благодаря этим исследованиям были разработаны промышленные варианты приборов, основанных на использовании опти-

ческих систем с усилителями яркости [5, 110-112]. К настоящему времени в СССР осуществляется серийный выпуск ЛПМ с возможностью обработки объекта ОЭВП-1000-001 и ОЭВП-1000-002 [113].

Оптические системы с усилителями яркости, как уже отмечалось, это устройства с нелинейными по отношению к входному сигналу характеристиками, усиливающие яркость распространяющихся в них световых пучков, несущих информацию, в частности в виде оптического изображения.

В практически интересных случаях усилители яркости в оптических системах работают в режиме насыщения, что, в частности, приводит к тому, что выходные энергетические характеристики оптической системы становятся малочувствительны к интенсивности входного сигнала и характеристикам оптических элементов на входе системы. Такая ситуация резко отлична от той, наблюдаемой в классических оптических устройствах.

Другая особенность оптических систем с усилителями яркости — это то, что мощность на выходе таких устройств может приближаться к выходной мощности лазера с аналогичным активным элементом. При этом, используя мощные усилители изображений в выходных каскадах оптических устройств можно создать устройства с общим КПД, сравнимым с КПД усилителя. В этих случаях, естественно, выгоднее в качестве усилителя яркости использовать активные среды лазеров с высоким КПД.

В то же время мощность на входе устройства может быть сильно уменьшена по сравнению с традиционными оптическими системами, что позволяет, например, в случае лазерного проекционного микроскопа проводить прижизненные исследования биологических сред [114-115], очень чувствительных к свету.

Получение большой мощности на выходе оптического устройства представляется более важным в случае дальнейшего преобразования световых пучков, в том числе и нелинейных преобразований, например для визуализации ИК-изображений с помощью антистоксовых люминофоров за счет двух- и трехфотонных процессов [26, 116].

Большая мощность на выходе оказалась в особенности важна в случае ЛПМ для проекции изображений на большой экран. Актуальной проблемой, в частности, является проекция динамической информации с жидкокристаллических структур, телевизионных систем, устройств ЭВМ и др. [117-119].

Достигнутые к настоящему времени характеристики проекционных систем с усилителями яркости на парах металлов позволяют проецировать изображения на экраны площадью от нескольких квадратных метров до нескольких десятков квадратных метров, величины эффективных усилений лежат в диапазоне $10^2 - 10^4$. При этом в типичных условиях работы ЛПМ контраст изображения практически не ухудшается даже при значительном насыщении активных сред.

Усиление изображений в насыщенной среде в значительной мере характеризуется условиями взаимодействия световых пучков, распространяющихся в ней. Например, в схеме ЛПМ взаимодействие усиленного спонтанного излучения активной среды с пучком, несущим изображение, в определенных условиях приводит к проявлению нового нелинейного эффекта — образования негативных изображений. Физическая природа этого явления связана с пространственной модуляцией усиления в сочетании с действием считывающего излучения, в качестве которого может выступать усиленное спонтанное излучение. Причем световые пучки с распределением негативным к исходному (например, в схеме ЛПМ — изображению объекта) освещают сам объект. Этот эффект может в определенных случаях уменьшать контраст изображения. С другой стороны, это может найти практическое применение в тех случаях, когда необходим более мощный подсвет темных участков объекта. При достаточной мощности такого подсвета можно производить необходимые контролируемые локальные структурные изменения в исследуемом объекте.

Следует отметить, что имеется несколько интересных направлений развития этого метода. В частности, отметим здесь принципиальную возможность построения оптических схем для дополнительного усиления яркости негативных изображений с целью расширения возможностей их дальнейшего преобразования или применения.

Еще один нелинейный эффект, наблюдающийся в результате взаимодействия пучка, несущего усиленное изображение объекта, с пучком, освещающим объект, состоит в том, что мощность пучка, освещающего объект, в схеме ЛПМ зависит от коэффициента отражения и индикатрисы рассеяния объекта. Это приводит к уменьшению мощности подсвета при увеличении коэффициента отражения или при увеличении осевой направленности индикатрисы рассеяния. Таким образом, наблюдается как бы саморегуляция мощности освещающего пучка. Аналогич-

ные изменения мощности и распределения освещающего пучка наблюдаются и в схеме генератор – усилитель, где мощный пучок генератора распространяется через усилитель яркости изображения и взаимодействует с пучками как освещающим, так и несущим усиленное изображение. При этом контраст изображения, в зависимости от схемы эксперимента, может практически не ухудшаться.

Рассмотренные здесь до сих пор эффекты взаимодействия были связаны с распространением монохроматического излучения со сложной пространственной структурой через резонансную среду с инверсной заселенностью, обеспечивающей усиление яркости пучков, несущих информацию. Однако нелинейные эффекты могут наблюдаться и в случае распространения по усиливающей среде излучений с разными длинами волн, соответствующими переходам с общим, например нижним, уровнем. При этом может происходить "передача" оптического изображения с одной длины волны на другую. Такая ситуация экспериментально была реализована с активной средой лазера на парах марганца с рабочими длинами волн в зеленой и ближней инфракрасной областях спектра. Механизм преобразования в данном случае связан с пространственно неоднородной модуляцией усиления среды при насыщении усиления излучением на длине волны, несущей оптическую информацию. В качестве считывающего излучения может выступать усиленное спонтанное излучение. Этот метод может использоваться для визуализации ИК-изображений с усилением яркости.

Новые возможности, обусловленные свойствами оптических систем с усилителями яркости, открылись в области лазерной обработки. Обратная связь в системах с усилителями яркости позволяет формировать мощный лазерный пучок с заданными характеристиками, способный производить обработку различных объектов, при этом та же схема позволяет получать усиленные по яркости изображения обрабатываемого объекта.

Во многих рассмотренных системах для лазерной обработки объектов сам объект является одним из отражателей резонатора и участвует в формировании пучка обработки. Контраст изображения обрабатываемого объекта в таком случае может зависеть как от свойств образованного резонатора, так и от характеристик самого исследуемого объекта. В практически интересных случаях, например при обработке объектов световым пучком с предельно малыми размерами зоны фокусировки на объекте, определяемыми разрешающей способностью используемой

оптики, визуальный контраст изображения не ухудшался. В зависимости от используемой схемы можно было проводить поточечную или многопозиционную по полю зрения обработку.

Один из возможных путей развития оптических систем с усилителями яркости — это расширение спектрального диапазона, в котором могут работать усилители яркости изображений, в частности с целью создания цветных оптических систем с усилителями яркости. Созданные в настоящей работе усилители, например на парах меди, работали только на двух линиях спектра — зеленой и желтой, а для получения цветных изображений нужен еще и усилитель, работающий в сине-голубой области спектра.

Возможно, что задача создания цветных усилителей яркости изображений может быть решена с помощью оптически накачиваемых импульсных димерных лазеров [120], в которых генерация и усиление могут происходить на многих линиях, соответствующих электронным переходам димерных молекул. Трудности на пути создания практически интересных систем с усилителями яркости на основе активных сред оптически накачиваемых димерных лазеров связаны, по всей видимости, с тем обстоятельством, что усиление, как правило, осуществляется на многих переходах, и значения усиления на отдельных переходах относительно невелики. Использование для накачки эксимерных лазеров, работающих в УФ-области спектра, может позволить реализовать с ними дискретно перестраиваемый по длинам волн усилитель изображения в видимой области спектра.

Другая возможность построения цветных оптических систем с усилителями яркости — это использование в качестве усиливающих элементов активных сред лазеров на красителях [4, 121]. При этом появляется перспектива реализации непрерывной перестройки по спектру, что немаловажно для выбора требуемого цветового контраста изображений. Однако здесь тоже существуют трудности, связанные с возникновением неоднородности усиления в связи с неоднородностью накачки и неоднородностью из-за градиента температуры, возникающей, в частности, при большой частоте повторения импульсов накачки [4]. Использование струйных и прокачных вариантов лазеров на красителях может устранить влияние неоднородности из-за тепловыделения в активном объеме красителя [121].

В настоящее время важным направлением работ представляется дальнейшее развитие техники получения усиления на парах металлов при использовании в качестве исходных ве-

шесть различных низкомолекулярных соединений металлов. Как было показано в работе [122], существует большое количество химических соединений металлов, которые потенциально могут быть использованы в качестве исходных веществ для получения генерации на парах металлов, в том числе и на тех переходах, на которых ранее генерация и усиление не наблюдались.

Имеются хорошие перспективы и для использования усилителей яркости в стероскопических и голографических оптических устройствах, в интерференционной микроскопии, в системах, обращающих волновой фронт, и т.п.

Это позволит, в частности в голографических системах, использовать малочувствительные регистрирующие среды для записи голограмм [5], а при восстановлении голограмм снизить требования к величине дифракционной эффективности [123], в системах, обращающих волновой фронт, — использовать ОВФ-зеркала с низким коэффициентом отражения [124,125].

Существуют большие возможности для дальнейших разработок новых нелинейных оптических методов, связанных с использованием усилителей яркости, работающих в режиме насыщения. Одним из примеров может служить метод визуализации фазовых объектов, основанный на передаче фурье-образа фазового сигнала через насыщенный усилитель, при котором амплитуда фурье-образа искажается. При обратном преобразовании Фурье на участке, отличающемся по фазе в исходном сигнале, получается неоднородность по интенсивности [92]. Искажение фурье-образа исследуемого объекта в определенных условиях может привести к усилению контраста изображения в оптических системах с усилителем яркости [92].

Отдельно необходимо остановиться на вопросах, связанных с воспроизведением и передачей динамической информации. Имеющиеся сейчас активные среды лазеров на парах металлов могут позволить производить микрокиносъемку с частотой кадров порядка десятков-сотни килогерц [5,81,126]. При этом возможно записывать информацию на микроносителе с этой же частотой с высоким пространственным разрешением и предельной для оптических систем плотностью записи [5,127,128]. Достигнутые средние мощности генерации с лазерами на парах металлов, в частности более 100 Вт с лазером на парах меди [129,130], могут позволить расчет вывода усиленных по яркости изображений на экран площадью более 1000 м². Особенно это будет интересно для воспроиз-

ведения информации с таких широко используемых сейчас носителей информации, как электронно-лучевые трубки, жидкокристаллические ячейки, термопластики и т.п. В этом направлении уже сделаны первые шаги [119]. В работе [131] была реализована проекция усиленных по яркости телевизионных изображений на большой экран. В работе [118] предложены конкретные реализации светоклапанных проекционных устройств отображения информации, использующих усилители яркости изображения.

Уникальные свойства оптических систем с усилителем яркости открыли широкие возможности для их использования в биологии и медицине [114,132]. В работах [114,132] описаны первые опыты по получению усиленных изображений клеток на больших проекционных экранах, при этом система позволяла производить одновременную обработку, т.е. микрохирургию клеток. Как было показано в работе [133], сочленение этой системы со световолоконным жгутом может позволить производить исследование и обработку различных внутренних органов человека.

Если говорить о перспективах развития оптических систем с усилителями яркости для лазерной обработки объектов, то в первую очередь необходимо отметить возможности построения многофункциональных систем, позволяющих производить наряду с обработкой объекта также измерительные операции, контроль за процессом обработки, ввод информации и запись на микроносителе [128]. Установки О9ВП-1000-001 и О9ВП 1000-002, созданные на основе промышленных приборов с усилителями яркости, успешно используются для микрообработки тонких пленок, скрайбирования, отжига ионн-имплантированных слоев, рекристаллизации поликристаллических слоев [113]

Проведенные исследования и достигнутые результаты определили сегодняшний круг возможных приложений. Однако ясно, что области возможных приложений в скором времени будут быстро расширяться, и сейчас вряд ли возможно хоть сколь-нибудь полно это представить.

Естественно, необходимыми условиями успешного развития этих работ являются в первую очередь продолжение физических исследований в области оптических систем с усилителями яркости, а также поиск новых активных сред с характеристиками, которые позволят расширить возможные направления физических исследований и технических приложений.

3.2. ПРОЕКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ЛАЗЕРНЫМИ УСИЛИТЕЛЯМИ И ОВФ-ЗЕРКАЛАМИ

3.2.1. Оценка условий достижения квантового предела чувствительности

В этом разделе исследуются некоторые особенности использования ОВФ-зеркал в оптических системах. Применение ОВФ-зеркал целесообразно в тех случаях, когда требуется не только усилить излучение, но и компенсировать aberrации, вносимые активными элементами. Существенным является также то обстоятельство, что беспороговые ОВФ-зеркала имеют, как правило, весьма узкую спектральную полосу. В частности, описываемое в разд. 2.3 ЧГОЗ имеет ширину линии, не превышающую обычно $0,01 \text{ см}^{-1}$ при времени включения $10^{-8} - 10^{-7} \text{ с}$. Благодаря этому ЧГОЗ относительно невелики, и использование указанных зеркал в оптических системах приводит к существенному увеличению их чувствительности. Так, для ЧГОЗ энергия сигнальной волны в одной пространственной (поперечной) моде должна превосходить величину $W_{\min} = \hbar\omega \bar{n} \Delta\nu\tau$, определяемую средним числом тепловых фононов на частоте гиперзвука $\bar{n} = [\exp(\hbar\Omega/kT) - 1]^{-1} \approx kT/\hbar\Omega$ и безразмерной полосой $\Delta\nu\tau$ обрабатываемого зеркала. Эта формула получена в разд. 1.2. В разд. 2.3. было экспериментально показано, что на длине волны $\lambda = 1,05 \text{ мкм}$ удается осуществить ОВФ сигнальной волны с энергией $3 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$, близкой к указанному предельному значению.

Тепловой предел может быть пройден, если сигнальную волну с меньшей энергией предварительно усилить так, чтобы число фотонов в ней на входе в фазосопрягающее зеркало превышало полное число тепловых фононов в соответствующей поперечной моде. При усилении, однако, к сигналу примешивается шум суперлюминесценции квантового усилителя, приведенная ко входу величина которого примерно равна одному фотону на моду. При коэффициенте усиления $K > \bar{n}$ именно шум суперлюминесценции, отраженный от ОВФ-зеркала в его полосе $\Delta\nu$, должен лимитировать минимальную энергию сигнала на входе в усилитель на уровне $W_{\min} = \hbar\omega \Delta\nu\tau$.

С целью достижения квантового предела для минимальной энергии сигнала, подвергаемого ОВФ, ниже исследована возможность объединения в одной системе четырехволнового ги-

перзвукowego обрашающего зеркала и квантового усилителя, работающего в режиме двукратного прохождения сигнала.

В случае, когда перед обрашающим зеркалом располагается квантовый усилитель, необходимо выделить три аддитивных составляющих шумового излучения.

1. Собственный шум обрашающего зеркала, усиливающийся за один проход в квантовом усилителе. Величина этого шума зависит от конкретного выбора обрашающего зеркала. Для ЧГОЗ в оптимальных условиях эксперимента источником шума является обратное рассеяние импульса мощной накачки на тепловых фонах вблизи выходного торца кюветы с нелинейной средой.

Высокие коэффициенты отражения R указанного зеркала реализуются в режиме абсолютной неустойчивости, для которого характерны экспоненциальное во времени нарастание мощности обращенной волны и соответственно близкое к единице число продольных мод $\Delta\nu\tau \sim 1$ в шумовом излучении. В этом режиме энергию шума ОВФ-зеркала, приходящуюся на одну поперечную моду, после прохождения излучения через квантовый усилитель можно оценить из соотношения

$$W_1 = \hbar \omega \bar{n} K R. \quad (3.1)$$

В режиме абсолютной неустойчивости шумовое излучение ОВФ-зеркала является, в отличие от шума суперлюминесценции квантового усилителя, пространственно-когерентным, т.е. имеет четко выраженную спекл-неоднородную поперечную структуру поля.

2. Шум суперлюминесценции квантового усилителя, стартовый с его входа, усиленный в частотной полосе $\Delta\nu_{uc}$, затем отраженный ОВФ-зеркалом и вновь усиленный на обратном проходе через усилитель. Этот шум можно назвать "двухпроходовым". Обычно полоса усилителя $\Delta\nu_{uc}$ значительно превышает полосу ОВФ-зеркала $\Delta\nu$ и каждая компонента шума суперлюминесценции, распространяющаяся в угле видения ОВФ-зеркала, отражается от него с сужением спектра. Если ОВФ происходит в режиме абсолютной неустойчивости, то при отражении шумовое излучение суперлюминесценции вследствие сужения частотного спектра и уменьшения длительности импульса изменяет статистику и становится пространственно-когерентным, в результате чего $\Delta\nu\tau \sim 1$. На обратном проходе через усилитель это излучение имеет спекл-неоднородную поперечную структуру поля. Энергия двухпроходового

шума, приходящаяся на одну поперечную моду (или элемент разрешения), в этом случае приближенно оценивается формулой

$$W_2 = \hbar \omega K^2 R. \quad (3.2)$$

3. Широкополосный "однопроходовой" шум суперлюминесценции усилителя, стартующий с той его стороны, которая обращена к ОВФ-зеркалу, и нарастающий в направлении распространения обращенной волны. Энергия этого шума в пересчете на одну поперечную моду равна

$$W_3 = \hbar \omega K \Delta \nu_{yc} \tau_{yc}, \quad (3.3)$$

где $\Delta \nu_{yc} \tau_{yc}$ - число продольных мод в шуме, τ_{yc} - длительность "однопроходового" импульса суперлюминесценции.

Так как усиление шума происходит в обычном, а не в сверхгенеративном квантовом усилителе, то по своим статистическим свойствам однопроходовой шум является некогерентным. Спектр-неоднородная поперечная структура такого излучения изменяется за характерное время $1/\Delta \nu_{yc}$. Поэтому за время регистрации, существенно превосходящее $1/\Delta \nu_{yc}$, поперечное распределение плотности энергии однопроходового шума становится равномерным без выделенных ярких точек. Оценим минимальное число фотонов в сигнальной волне n_{min} , ОВФ которой принципиально может быть зарегистрировано в исследуемой схеме. Полагая отношение энергии входного сигнала к суммарной энергии всех шумовых компонент равным единице, определяем минимальное число всех фотонов, приходящихся на одну поперечную моду:

$$n_{min} = \frac{W_1 + W_2 + W_3}{\hbar \omega K^2 R} = \frac{R \bar{n} + RK + \Delta \nu_{yc} \tau_{yc}}{RK}. \quad (3.4)$$

При $\bar{K} \gg \bar{n}$ и $KR \gg \Delta \nu_{yc} \tau_{yc}$ теоретически предельное значение $n_{min} = 1$, т.е. при достаточно большом коэффициенте усиления возможно достижение квантового предела чувствительности оптической системы. Именно в этом случае оправдано применение формул разд.1.3, относящихся к "идеализированному" усилителю.

3.2.2. Экспериментальная установка

Исследование возможности сопряжения квантового усилителя с узкополосным обращаемым зеркалом и достижения квантового предела чувствительности проводилось по схеме, пред-

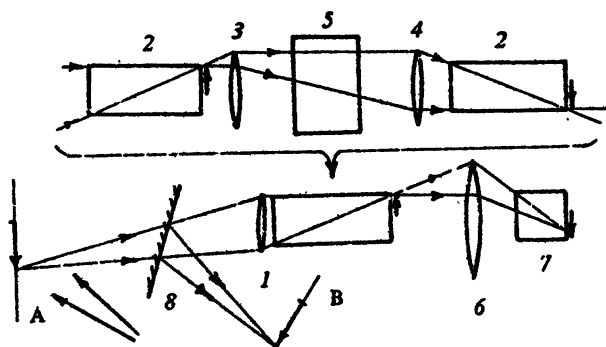


Рис. 55. Схема эксперимента: 1 - объектив; 2 - квантовые усилители на неодимовом стекле; 3, 4 - линзы оптического ретранслятора; 5 - вентиль Фарадея; 6 - линза; 7 - ОВФ-зеркало; 8 - полупрозрачное зеркало; А - предметная плоскость, освещенная лазерным пучком; В - плоскость изображения

ставленной на рис. 55. Предметная плоскость А, освещаемая лазерным пучком ($\lambda = 1,054$ мкм, длительность импульса $5 \cdot 10^{-8}$ с), проецируется линзой 1 на выходную границу квантового усилителя, который должен удовлетворять следующим требованиям.

Во-первых, необходимо обеспечить коэффициент усиления $K \geq \bar{n}$. Для используемых в наших экспериментах сред (ОВФ-зеркало на $Ti:Li_4$, $\Omega = 2 \cdot 10^{10}$ рад/с) и комнатной температуры $\bar{n} = 2,5 \cdot 10^3$. Во-вторых, параметр $d^2 n / \lambda l$ (здесь d - поперечный размер усиливающей среды, l - ее длина, n - показатель преломления), определяющий число пропускаемых усилителем поперечных мод и совпадающий с отношением угла зрения θ_0 к дифракционному разрешению θ_A , должен быть достаточно велик, например: $d^2 n / \lambda l \approx \theta_0 / \theta_A > 10^2$.

При использовании однокаскадных лазерных усилителей на неодимовом стекле совместить эти два условия сложно. Поэтому в эксперименте использовался двухкаскадный лазерный усилитель 2 (активные элементы из стекла ГЛС-22, $\varnothing = 10$ мм, $l = 300$ мм) с расположенным между каскадами ретранслятором (линзы 3, 4). Каждый каскад имел однородную по сечению величину ненасыщенного коэффициента усиления $K_0 = (1,8 - 2) \cdot 10^2$. Это позволило обеспечить необходимое значение коэффициента усиления $K = K_0^2$, сохранив число элементов разрешения (θ_0 / θ_A), определяемое геометрическими размерами одного усилителя.

Излучение, прошедшее квантовые усилители, попадало на ОВФ-зеркало 7, оптическая схема и параметры которого описаны в разд. 2.3. Оптимальное сопряжение усилителей и обрабатывающего зеркала может быть осуществлено при постановке между ними еще одного оптического ретранслятора, переносимого с нужным изменением масштабов изображение усилителя в ЧГОЗ. Но, поскольку число элементов разрешения обрабатывающего зеркала $(\theta/\theta_A)_{\text{обр}} \approx 600$ превышало соответствующий параметр усилителя $(\theta/\theta_A)_{\text{ус}}$, в эксперименте использовалась лишь одна линза 6, переносящая изображение границы лазерного усилителя на границу ОВФ-зеркала.

Отраженное ОВФ-зеркалом излучение вновь проходило квантовые усилители, ответвлялось полупрозрачным зеркалом 8 и регистрировалось в плоскости изображения В, оптически сопряженной с плоскостью А.

Величина энергии шума, излучаемого ОВФ-зеркалом в полный угол зрения, составляла в условиях эксперимента $(2 - 3) \times 10^{-3}$ Дж. При прохождении квантовых усилителей с $K > 10^3$ энергия шума может возрасти до значения 3 - 10 Дж, что привело бы не только к насыщению усилителей, но и к разрушению их активных элементов, тем более что усиленный шум имеет спекл-неоднородную поперечную структуру. Для предотвращения этого между двумя усилителями был помещен вентиль Фарадея 5, ослабляющий излучение в $2 \cdot 10^2$ раз при проходе через квантовые усилители в обратном направлении. В этих условиях полный коэффициент усиления двухпроходовой проекционной системы составил $10^{11} - 10^{12}$.

3.2.3. Угловое разрешение и угол зрения проекционной системы

Экспериментально угловое разрешение в зависимости от положения источника излучения в плоскости А относительно оптической оси измерялось по методике, описанной в разд. 2.3. На рис. 56 приведена зависимость углового разрешения θ_d , измеренного по уровню 1/2 интенсивности и нормированного на величину $\theta_d(0)$ от угла ψ , совпадающего с угловым смещением "точечного" источника и нормированного на значение $1,22 \lambda/d$. Полученное значение θ_d с точностью до ошибок эксперимента совпадает с величиной, определяемой дифракционным пределом для круглой диафрагмы диаметром

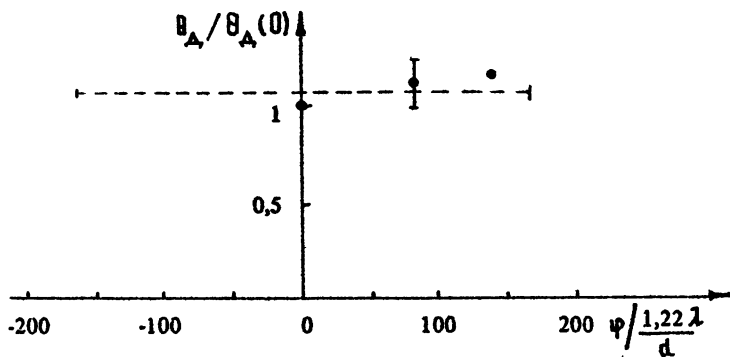


Рис. 56. Зависимость углового разрешения θ_A , нормированного на значение $\theta_A(0)$, от углового положения источника φ , нормированного на величину $1,22 \frac{\lambda}{d}$. Пунктир — расчетная зависимость для используемой геометрии эксперимента

$d = 9,5$ мм (световой диаметр активного элемента квантового усилителя).

Полный размер поля зрения в плоскости А составил 8,4 см, что соответствует, естественно, размеру изображения торца усилителя, построенного линзой 1 в плоскости А. При этом полный коэффициент усиления проекционной схемы, измеренный по относительной плотности энергии усиленного и отраженного ОВФ-зеркалом шумового излучения под различными углами, оказался практически не зависящим от φ в пределах всего поля зрения.

3.2.4. Предельные чувствительность проекционной лазерной системы и плотность энергии освещения предмета

С целью исследования возможностей описанной выше схемы усиления изображения проводилось измерение ее предельной чувствительности при возможно малых уровнях плотности энергии подсвечивающего излучения (в джоулях на квадратный сантиметр). При этом, так же как и в эксперименте, описанном в разд. 2.3, регистрируемым "предметом" служило пятно лазер-

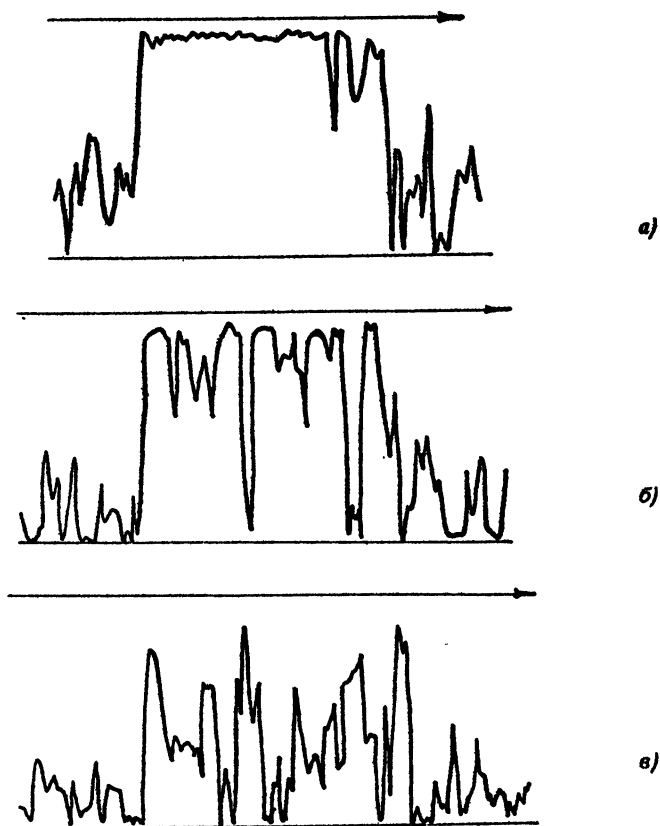


Рис. 57. Денситограммы изображений при различных значениях ω :
 а - $2,2 \cdot 10^{-7}$ Дж/см², б - $2,1 \cdot 10^{-8}$ Дж/см², в - $1,4 \cdot 10^{-8}$ Дж/см²

ного излучения ($\phi = 6$ мм) с равномерным распределением интенсивности, направленное на диффузно рассеивающую поверхность, расположенную в плоскости А.

Регистрация изображений проводилась в плоскости В на фотопленку при различных уровнях подсвечивающего излучения, максимальных накачках на лазерные усилители и энергии волны накачки ЧГОЗ, соответствующих приблизительно 1,5–2-кратному превышению порога абсолютной неустойчивости. С целью достижения предельной чувствительности регистрация проводилась в условиях, когда собственные шумы проекционной системы уверенно регистрировались на фотопленке.

В качестве примера на рис. 57 приведены денситограммы изображений при различных значениях ψ .

С целью количественного определения предельной чувствительности измерялось отношение плотности энергии ΔW , попадающей на площадку, занятую изображением, к плотности энергии собственных шумов $\Delta W_{\text{ш}}$ (измеряемых в соседней с изображением области) при различных значениях плотности энергии подсвета ψ .

На рис. 58 приведена зависимость от ψ отношения сигнал/шум $S = \Delta W(\psi) / \Delta W_{\text{ш}}$, откуда следует, что собственные шумы ограничивают предельную чувствительность проекционной лазерной системы на уровне $\psi_{\text{min}} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ Дж/см}^2$,

Отсюда, используя (1.3) и свойства реального рассеивателя (см. разд. 2.3), несложно вычислить минимальную энергию на один элемент разрешения

$$W_{\text{эл min}} = 3 \cdot 10^{-2} \lambda^2 \psi_{\text{min}} \approx 10^{-18} \text{ Дж} \approx 5 \text{ ф.э.}$$

Таким образом, параметр, определяющий минимальную энергию

на один элемент разрешения, оказался в условиях эксперимента равным $\Delta \nu \tau / \eta \approx 5$. Отличие его от значения $\Delta \nu \tau / \eta \approx 6$, полученного в разд. 2.3, может быть связано как с погрешностью эксперимента (точность измерения абсолютной величины плотности энергии ψ подсвечивающего излучения $\sim 20\%$), так и с тем, что в данном случае были использованы меньшие энергии накачки ЧГОЗ (меньшее превышение над порогом

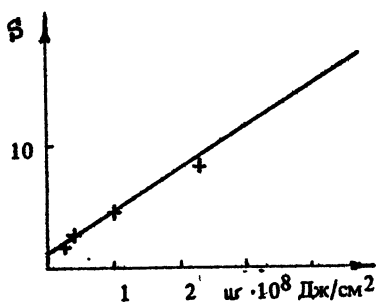


Рис. 58. Зависимость отношения сигнал/шум $S = \Delta W(\psi) / \Delta W(0)$ от плотности энергии освещения ψ

абсолютной неустойчивости), что должно приводить, на наш взгляд, к обужению безразмерной полосы $\Delta \nu \tau$.

Оценка параметра $\Delta \nu \tau$, выполненная на основе полученных нами данных по измерениям относительной дисперсии собственного шумового излучения проекционной оптической системы, показала, что в условиях эксперимента $\Delta \nu \tau \sim 2$. Следовательно, квантовая эффективность $\eta \approx 0,4$. Для увеличения η до значений, близких к единице, необходимо оптимизировать

длительность импульса сигнальной волны и время его прихода в ЧГОЗ.

Для исследования флуктуаций числа фотонов по поперечному сечению в предметной плоскости А проекционной оптической системы (см. рис. 55) располагалась щель с поперечным размером 2–3 элемента разрешения. Изображение этой щели, построенной проекционной оптической системой, фиксировалось на калиброванный матричный фотоприемник и обрабатывалось на ЭВМ. Измерялась относительная дисперсия флуктуаций плотности энергии вдоль щели, совпадающая с отношением $\gamma = (\Delta \bar{n}^2 / \bar{n}^2)^{1/2}$, в зависимости от среднего числа фотонов на одну поперечную моду на входе усилителя \bar{n}_0 . При $\bar{n}_0 \rightarrow \infty$ (классический предел) дисперсия связана со спекл-неоднородными шумами, присутствующими из-за неточности ОВФ, и составляет $\gamma_{кл} \approx 0,08$. Это значение γ минимально. При уменьшении \bar{n}_0 величина γ должна возрастать, достигая в отсутствие сигнала величины $\gamma = N^{-1/2}$.

Обработка распределений плотности энергии в плоскости изображения щели позволила определить зависимость параметра γ в интервале изменений $\eta \bar{n}_0$ от единицы до значений, соответствующих классическому пределу. Усреднение при обработке производилось вдоль щели. Результаты приведены на рис. 59. Экспериментальные значения отмечены точками. Они сопоставляются со сплошной кривой, построенной теоретически на основании формулы (1.28), обобщенной на случай, учитывающий также "классические" спекл-неоднородные шумы, связанные с неидеальностью ОВФ:

$$\gamma^2 = \gamma_{кл}^2 + (N + \eta \bar{n}_0)^{-1/2}.$$

Параметры $\gamma_{кл}$ $N = \Delta \nu \tau = 2$, входящие в эту формулу, взяты из эксперимента (см. выше). Из рис. 59 видно, что эксперимент качественно согласуется с результатами теории.

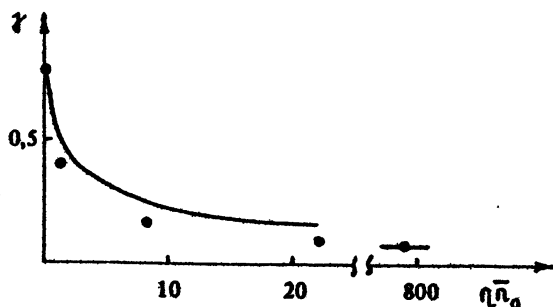


Рис. 59. Зависимость относительной дисперсии γ от числа фотонов на один элемент разрешения $\eta \bar{n}_0$

3.3. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ОВФ-ЗЕРКАЛАМИ ДЛЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящем разделе будут рассмотрены особые применения ОВФ в интерферометрических оптических системах, основанные на облучении лазерным импульсом оптически неоднородной среды, частичном перехвате отраженного или прошедшего через эту среду информационного излучения, отражении его с ОВФ и анализе поперечной структуры и пиковой интенсивности сигнала, возвращающегося в плоскость излучателя. Такие системы могут найти применение при определении характерного времени изменения пространственных вариаций показателя преломления в оптически неоднородных средах, скорости перемещения и вариаций диффузно рассеивающих предметов, при оценке размеров предметов за сильно рассеивающим фазовым экраном, нанесении тонких линий рисунка заданной конфигурации на поверхность интегральных схем, реализации схем видения через систему оптических волокон и т.д.

Основная идея заключается в том, что при некоторых условиях в результате ОВФ многомодового излучения на апертуре с размерами меньшими апертуры пучка (т.е. ОВФ в условиях информационных потерь) может быть приблизительно восстановлено исходное поле в плоскости излучения. Амплитуда сигнала, восстанавливающего это поле, зависит от геометрических размеров апертуры, в пределах которой происходит перехват излучения и осуществляется обращение его волнового фронта. Измеряя указанную амплитуду, можно оценить размеры области перехвата, вводя оптическую задержку, определить характерное время, за которое изменяются оптические свойства светорассеивающей среды.

Хорошо известно, что для полного восстановления лазерного поля методами ОВФ необходимо минимизировать информационные потери, так как в противном случае даже при стопроцентном качестве ОВФ в обрабатываемом зеркале может происходить ухудшение выходных параметров излучения всей системы в целом. Данное требование обычно выполняется в демонстрационных экспериментах и поэтому часто специально не оговаривается. Между тем на практике применение пучков большого диаметра, длинных световых трасс и т.д. с неизбежностью влечет за собой неустранимые ввиду ограниченности приемной апертуры потери [134]. Аналогичным образом потери информации происходят при применении поляризационных фильтров

для ОВФ деполаризованного излучения [135].

Для качественного анализа ситуации воспользуемся известной характеристикой качества ОВФ - нормированным интегралом перекрытия [136-137]:

$$\chi = \frac{|\int E_n E_c d^2 r|^2}{\int |E_n|^2 d^2 r \int |E_c|^2 d^2 r}, \quad (3.5)$$

где E_n, E_c - амплитуды волн накачки и отраженного сигнала, а $d^2 r$ - элемент площади в поперечном сечении световых пучков. Используя (3.5), легко показать, что при наличии апертурных потерь и стопроцентном качестве ОВФ в зеркале величина χ в его выходной плоскости равна относительной доле энергии пучка, перехватываемой апертурой ОВФ-зеркала:

$$\chi = \frac{W_{ан}}{W_{полн}}. \quad (3.6)$$

При использовании изначального пучка с дифракционным качеством величина χ непосредственно указывает на долю энергии отраженного излучения, идущего в дифракционный угол.

Рассмотрим, как будет меняться конкретный вид диаграммы направленности отраженного от ОВФ-зеркала излучения после обратного прохождения фазоискажающего объекта (фазовой пластинки) в зависимости от соотношений между величинами χ, z_k, L, θ_B и θ_n , которые и определяют всю картину. Здесь z_k - френелевская длина, $z_k = \lambda/\theta_n^2$; L - расстояние от фазового объекта до приемной апертуры зеркала; θ_B - угол видения освещаемой излучением части фазовой пластинки из плоскости приемной апертуры ОВФ-зеркала; θ_n - полная расходимость излучения после прохождения фазовой пластинки в прямом направлении (рис. 60).

Если $\chi \sim 1$, то при идеальном ОВФ-зеркале происходит полная компенсация фазовых искажений, и излучение после обратного прохождения фазовой пластинки полностью подобно изначальному.

Ограничения на качество компенсации искажений ОВФ-зеркалом возникают, когда $\chi < 1$. Пусть сначала $z_k \ll L$ и $\theta_n > \theta_B$. В этом случае место расположения апертурной диафрагмы соответствует дальней зоне. Неполный перехват пучка ОВФ-зеркалом ($\chi < 1$) приводит к потере информации о фазовых соотношениях между далеко отстоящими (на величину $\theta > \theta_B$) компонентами пространственного спектра излучения, хотя все элементы фазовой пластинки засвечивают приемную

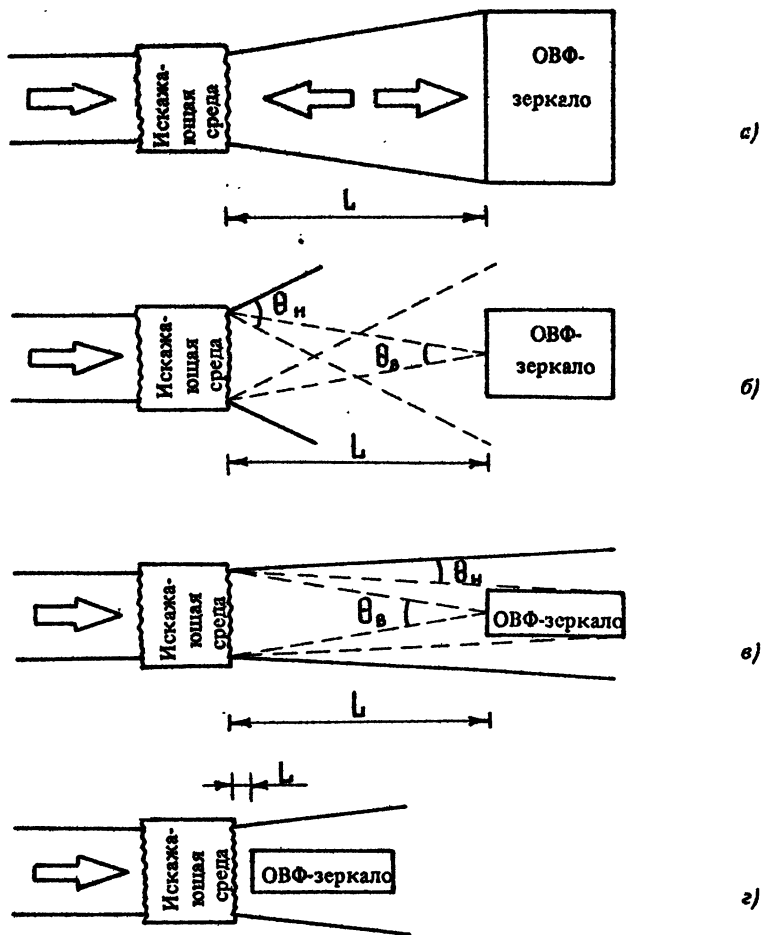


Рис. 60. Варианты взаимного расположения ОВФ-зеркала и фазискажающей среды:
 а - $x = 1$; $x_k \gg L$; б - $x < 1$, $x_k \ll L$, $\theta_n > \theta_b$; в - $x < 1$, $x_k \sim L$ или
 $x < 1$, $x_k \ll L$, $\theta_n < \theta_b$; г - $x < 1$, $x_k \gg L$

апертуру ОВФ-зеркала одинаковым образом ($\theta_H > \theta_B$). В результате ОВФ-зеркало воспроизводит комплексно-сопряженную структуру поля накачки за исключением мелкомасштабных деталей размером менее λ/θ_B . Такого рода недокомпенсация должна приводить к появлению в диаграмме направленности отраженного излучения после обратного прохождения фазовой пластинки широких крыльев с расходимостью $\theta \sim \theta_H$ и узкого керна, соответствующего по параметрам изначальному излучению.

При $x_k \ll L$ и $\theta_H < \theta_B$ не только теряется информация о фазовых соотношениях между далеко отстоящими компонентами пространственного спектра, но и теряется информация о истинном размере засвеченной части фазовой пластинки. В итоге после обратного прохождения фазовой пластинки в угловом спектре излучения содержатся широкие крылья, а керн излучения уширяется.

Качественно такая же картина имеет место и при $x_k \leq L$ и $\theta_H < \theta_B$.

При $x_k \geq L$ всегда $\theta_H < \theta_B$ и справедливо приближение геометрической оптики. В этом случае имеет место компенсация искажений, вносимых фазовой пластинкой. Однако расходимость компенсированного отраженного излучения определяется дифракцией на апертурной диафрагме ОВФ-зеркала, т.е. происходит уширение керна без образования крыльев.

Отметим, что при использовании поляризационного фильтра в схемах ОВФ деполаризованного излучения (рис. 61) величина интеграла перекрытия равна

$$\kappa = \frac{\left| \sum_{\alpha=1,2} \int E_{\alpha H} E_{\alpha C} d^2\gamma \right|^2}{\sum_{\alpha=1,2} \int |E_{\alpha H}|^2 d^2\gamma \sum_{\alpha=1,2} \int |E_{\alpha C}|^2 d^2\gamma} = 1/2, \quad (3.7)$$

где индекс $\alpha = 1, 2$ указывает на одно из двух взаимно ортогональных состояний поляризации. Такое значение интеграла перекрытия указывает на то, что при обратном прохождении деполаризующего объекта, помимо компоненты с восстановленным состоянием поляризации и обращенной структурой, должен наблюдаться шумоподобный сигнал с энергией равной энергии обращенной компоненты.

Ниже приведем более детальный анализ данной ситуации, а также в аналогичной интерпретации весьма сходный с ним

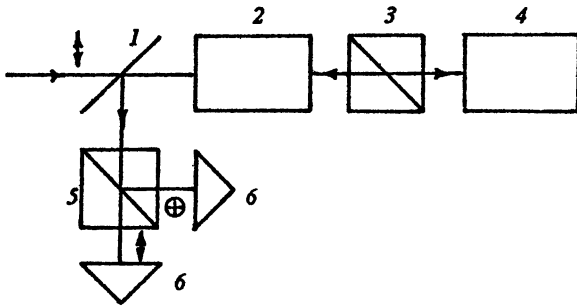


Рис. 61. Схема восстановления поляризационного состояния с помощью поляризационного фильтра: 1 – светоделительная подложка, 2 – фазискажающий деполаризующий объект, 3 – поляризационный фильтр, 4 – ОВФ-зеркало, 5 – анализатор, 6 – калориметры

случай влияния апертурных потерь при $z_k \ll L$ и $\theta_H > \theta_B$. В качестве деполаризующего объекта можно рассматривать многомодовый световод, осуществляющий линейное преобразование пространственно-поляризационной структуры исходного излучения, для описания которого можно воспользоваться формализмом $2N$ -мерных матриц Джонса $L_{\alpha m, \alpha' m'}$ [136-137]

$$A_{2\alpha m} = \sum_{\alpha' m'} L_{\alpha m, \alpha' m'} A_{1\alpha' m'} \quad (3.8)$$

где $\alpha = 1, 2$ нумерует ортогональные поляризации, $m=1, \dots, N$ – пространственные компоненты $A_{1\alpha m}$ до световода и $A_{2\alpha m}$ – после световода, а N – полное число мод световода. Поле после отражения от ОВФ-зеркала до обратного прохода через световод представим в виде $A_{3\alpha m} = \sum_{\alpha'} \Xi_{\alpha'} A_{2\alpha m}^*$, где $\Xi_{\alpha'}$ – вообще говоря, произвольные комплексные числа, описывающие действие поляризационного фильтра и ОВФ-зеркала. Выделим в поле $A_{3\alpha m}$ коррелированную и некоррелированную с $A_{2\alpha m}^*$ части: $A_{3\alpha m} = A_{3\alpha m}^k + A_{3\alpha m}^{nk}$, где $A_{3\alpha m}^k = \zeta A_{2\alpha m}^*$ и $\sum_{\alpha m} A_{3\alpha m}^{nk} A_{3\alpha m}^{k*} \equiv 0$. Из последнего условия определяется константа:

$$\zeta = \sum_{\alpha m} \Xi_{\alpha} |A_{2\alpha m}|^2 / \sum_{\alpha m} |A_{2\alpha m}|^2 \quad (3.9)$$

Поле на выходе после обратного прохождения через световод

$$A_{4\alpha m} = \sum_{\alpha_1 m_1} L_{\alpha_1 m_1, \alpha m} A_{3\alpha_1 m_1} = \sum_{\alpha_1 m_1} L_{\alpha_1 m_1, \alpha m} (\zeta A_{2\alpha_1 m_1}^* + A_{3\alpha_1 m_1}^{nk}) =$$

$$= \left[\sum_{\alpha_1, m_1} L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2 m} A_{2\alpha_1, m_1}^* + \sum_{\alpha_1, m_1} L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2 m} A_{3\alpha_1, m_1}^{nk} \right] = A_{4\alpha_2 m}^k + A_{4\alpha_2 m}^{nk}$$

Очевидно, что если в световод с правого конца подать поле $A_{2\alpha_2 m}^*$, то в силу обратимости задачи на левом конце получится в точности поле $A_{1\alpha_2 m}^*$, т.е. $\sum_{\alpha_1, m_1} L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2 m} A_{2\alpha_1, m_1}^* = A_{1\alpha_2 m}^*$. Тогда коррелированное поле на выходе

$$A_{4\alpha_2 m}^* = \left[\sum_{\alpha_1, m_1} L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2 m} A_{2\alpha_1, m_1}^* \right] = CA_{1\alpha_2 m}^*$$

Нетрудно показать, что все собственные значения матрицы $L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2, m_2}$ по модулю равны единице. Используя этот факт и разложение полей по собственным векторам матрицы L , можно доказать, что это преобразование (т.е. распространение по неидеальному световоду) не меняет ортогональности двух полей. Значит, $\sum_{\alpha_2 m} A_{4\alpha_2 m}^k A_{4\alpha_2 m}^{nk} = 0$. Таким образом, поле $A_{4\alpha_2 m}^k$ имеет полностью обращенную по отношению к входному сигналу пространственную структуру и восстановленное поляризованное состояние, а поле $A_{4\alpha_2 m}^{nk}$ представляет из себя шум.

Оценим энергию, заключенную в полностью восстановленном поле. Не ограничивая общность, поперечные оси координат можно выбрать таким образом, что полярироид между световодом и ОВФ-зеркалом будет сориентирован по одному из ортов поляризации. Этому соответствует $\xi_{\alpha_0} = \xi \delta_{\alpha_0 \alpha_0}$ где α_0 - направление оси поляриоида, ξ - амплитудный коэффициент отражения при ОВФ. Если деполаризация в световоде достаточно сильна, то после первого прохода в двух поляризациях содержится в среднем одинаковая энергия. При этом

$$C = \xi \frac{\sum_m |A_{2\alpha_0 m}|^2}{\sum_{\alpha_2 m} |A_{2\alpha_2 m}|^2} = \frac{1}{2} \xi, \quad A_{4\alpha_2 m}^k = \frac{1}{2} \xi A_{1\alpha_2 m}^*$$

Поток энергии полностью восстановленного поля выражается следующим образом:

$$I_{\text{Вых}}^k = \sum_{\alpha_2 m} |A_{4\alpha_2 m}^k|^2 = \frac{1}{4} |\xi|^2 \sum_{\alpha_2 m} |A_{1\alpha_2 m}|^2 = \frac{1}{4} |\xi|^2 I_{\text{Вх}} \quad (3.10)$$

Найдем интенсивность некоррелированных с накачкой шумов:

$$\begin{aligned} A_{3\alpha_2 m}^{nk} &= A_{3\alpha_2 m} - A_{3\alpha_2 m}^k = \xi_{\alpha_2} A_{2\alpha_2 m}^* - C A_{2\alpha_2 m}^* = \xi \left(\delta_{\alpha_2 \alpha_2} - \frac{1}{2} \right) A_{2\alpha_2 m}^* \\ &= \xi \left(\delta_{\alpha_2 \alpha_2} - \frac{1}{2} \right) \sum_{\alpha_1, m_1} L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2 m}^* A_{1\alpha_1, m_1}^* \quad A_{4\alpha_2 m}^{nk} = \sum_{\alpha_1, m_1} L_{\alpha_1, m_1, \alpha_2 m} A_{3\alpha_1, m_1}^{nk} \end{aligned}$$

$$= \sum_{\alpha', m'} \sum_{\alpha_1, m_1} (\delta_{\alpha_1, \alpha_0} - \frac{1}{2}) L_{\alpha_1, m_1, \alpha, m} L_{\alpha_1, m_1, \alpha', m'}^* A_{\alpha', m'}^*$$

Поскольку световод сильно перемешивает моды и поляризации, то матрицу передачи $L_{\alpha m, \beta n}$ можно считать случайной функцией своих параметров с гауссовой статистикой. Если предположить, что моды статистически равноправны, то $\langle L_{\alpha m, \beta n} L_{\alpha_1 m_1, \beta_1 n_1}^* \rangle = (2N)^{-1} \delta_{\alpha \alpha_1} \delta_{m m_1} \delta_{\beta \beta_1} \delta_{n n_1}$. Учитывая, что $\langle L_1 L_2^* L_3 L_4^* \rangle = \langle L_1 L_2^* \rangle \langle L_3 L_4^* \rangle + \langle L_1 L_4^* \rangle \langle L_3 L_2^* \rangle$, получим

$$\langle |A_{\alpha, m}^{HK}|^2 \rangle = |\mathcal{E}|^2 \sum_{\alpha', m'} \sum_{\beta', n'} \sum_{\alpha_1, m_1} \sum_{\beta_1, n_1} (\delta_{\alpha_1, \alpha_0} - \frac{1}{2}) (\delta_{\beta_1, \alpha_0} - \frac{1}{2}) \times \\ \times \langle L_{\alpha_1, m_1, \alpha, m} L_{\beta_1, n_1, \alpha, m}^* L_{\alpha_1, m_1, \alpha', m'} L_{\beta_1, n_1, \beta', n'}^* \rangle A_{\alpha', m'}^* A_{\beta', n'} = \frac{|\mathcal{E}|^2}{8N} I_{BK} \quad (3.11)$$

Поток энергии шума в данном поляризованном состоянии определяется следующими соотношениями:

$$\langle I_{\text{Вых}}^{\alpha HK} \rangle = \sum_m \langle |A_{\alpha, m}^{HK}|^2 \rangle = \frac{1}{8} |\mathcal{E}|^2 I_{BK}$$

а полная энергия шума

$$\langle I_{\text{Вых}}^{HK} \rangle = \sum_{\alpha} \langle I_{\text{Вых}}^{\alpha HK} \rangle = \frac{1}{4} |\mathcal{E}|^2 I_{BK} \quad (3.12)$$

Таким образом, выходное излучение состоит наполовину из пространственно-поляризационно обращенного поля и наполовину из шума.

Отметим, что проведенный в работах [136, 137] анализ аналогичной ситуации не позволил авторам получить подобные выводы ввиду того, что они оперировали средними полями, а экспериментально наблюдаемыми величинами являются интенсивности. Если на вход в светопровод поступает линейно поляризованное излучение A_{1m} , то согласно (3.10), (3.12) на выходе соотношение энергий двух взаимно ортогональных поляризаций должно составлять

$$E_{\alpha=1} / E_{\alpha=2} = (I_{\text{Вых}}^K + I_{\text{Вых}}^{HK}) / I_{\text{Вых}}^{HK} = 3. \quad (3.13)$$

Подобное соотношение не наблюдалось экспериментально в работе [136,137] ввиду пространственной фильтрации идущего назад излучения элементами измерительной схемы. Однако при многомодовом исходном излучении подобную фильтрацию осуществить невозможно и идущий назад сигнал будет сильно зашумлен.

Как уже отмечалось выше, подобный формализм можно распространить на случай влияния апертурных потерь при $x_k \ll L$ и $\theta_n > \theta_a$. Пусть входное излучение, содержащее N плоских компонент, проходит через фазоискажающий объект, уширяющий спектр до M компонент. В дальней зоне установлена диафрагма, пропускающая K плоских компонент, после которой расположено идеальное ОВФ-зеркало. Тогда

$$E_1(r) = \sum_{n=1}^N A_{1n} \exp(-i \vec{K}_n \vec{r}),$$

после фазового объекта

$$A_{2n} = \sum_{n'=1}^N L_{n,n'} A_{1n'}, \quad (n=1+M).$$

После диафрагмы

$$A_{3n} = A_{2n} Q_n, \quad \text{где} \quad Q_n = \begin{cases} 1, & n \leq K \\ 0, & n > K. \end{cases}$$

При отражении от ОВФ-зеркала $A_{4n} = A_{3n}^*$, после обратного прохождения диафрагмы $A_{5n} = A_{4n}$ и фазового объекта

$$A_{6n} = \sum_{m=1}^M L_{m,n} A_{5m}.$$

Таким образом, выходное поле

$$A_{6n} = \sum_{m=1}^M \sum_{n'=1}^N L_{m,n} L_{m,n'}^* Q_m A_{1n'}^*.$$

Представим поле $A_{5n} = A_{5n}^k + A_{5n}^{nk}$ в виде суммы коррелированных и некоррелированных с излучением A_{2n} частей.

Тогда $A_{5n}^k = C A_{2n}^*$, где

$$C = \frac{\sum_{n=1}^M A_{2n} A_{5n}}{\sum_{n=1}^M |A_{2n}|^2} = \frac{\sum_{n=1}^M Q_n |A_{2n}|^2}{\sum_{n=1}^M |A_{2n}|^2} \approx K/M.$$

Так как преобразование $L_{n,n'}$, осуществляемое фазовым объектом, не изменяет соотношений ортогональности (см. выше), поток энергии выходного отраженного излучения, коррелированного с исходным, равен

$$I_{\text{вых}}^k = \frac{K^2}{M^2} I_{\text{вх.}}$$

Проводя процедуру, аналогичную проделанной выше для случая деполаризованного излучения, получаем

$$I_{\text{вых}}^{\text{нк}} = \frac{K}{M} \left(1 - \frac{K}{M}\right) I_{\text{вх.}}$$

а спектральные интенсивности соответственно

$$\langle |A_n|^2 \rangle_{\text{нк}} = \frac{K}{M^2} \left(1 - \frac{K}{M}\right), \quad \langle |A_n|^2 \rangle_k = \frac{K^2}{M^2 N}. \quad (3.14)$$

Отсюда можно получить критерий обнаружения полезного сигнала $\langle |A_n|^2 \rangle_k$ на фоне шумов $\langle |A_n|^2 \rangle_{\text{нк}}$:

$$Q = \langle |A_n|^2 \rangle_k / \langle |A_n|^2 \rangle_{\text{нк}} \geq 1. \quad (3.15)$$

Используя (3.14), имеем

$$Q = \frac{K}{N(1 - K/M)}. \quad (3.16)$$

Таким образом, при малом числе входных мод полезный сигнал легче обнаружить, чем при большом, а соотношение энергий полезного сигнала и шума определяется величиной $\zeta = K/M$, которая является интегралом перекрытия в спектральном представлении (ср. с (3.5)), что подтверждает качественные соображения, изложенные в начале раздела.

Экспериментальное исследование особенностей ОВФ при ограниченной апертуре проводилось на установке, блок-схема которой изображена на рис.62. При проведении таких экспериментов следует учитывать то обстоятельство, что при изменении величины апертурных потерь сильно меняется энергия излучения, падающего на ОВФ-зеркало, а при изменении z_k и его пространственная структура. Поэтому основным требованием к ОВФ-зеркалу является независимость его параметров от энергии и пространственной структуры входного сигнала, т.е. большой динамический диапазон его работы.

Наиболее полно этим требованиям при использовании в качестве источника излучения YAG-лазера с модулированной добротностью отвечает бриллюэновское зеркало, собранное по схеме беспорогового отражения [138,140]. Это проверялось экспериментально с использованием интерферометрической методики [141] совместно с регистрацией диаграмм направленности, когда была исследована зависимость качества обращения волнового фронта ОВФ-зеркалом от пространственных характеристик излучения накачки (схема А на рис.62). При этом "серая" расходимость накачки варьировалась при помощи

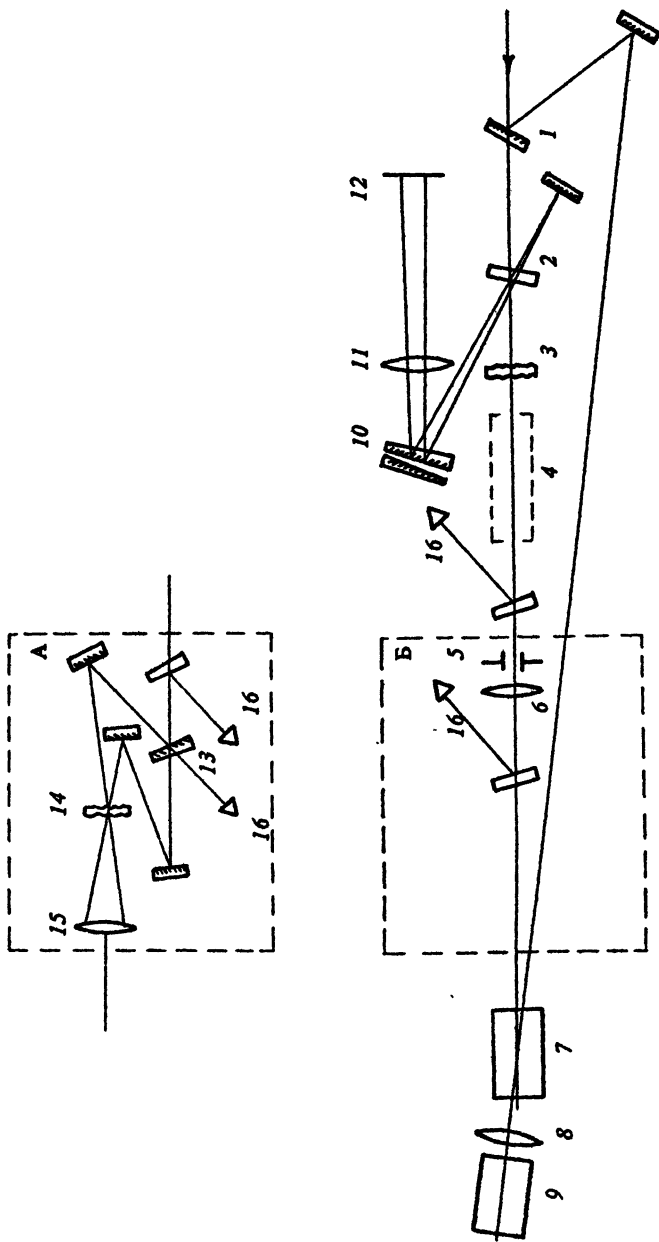


Рис. 62. Схема экспериментальной установки; А – блок-схема тестирования ОВФ-зеркала; Б – блок-схема моделирования апертурных потерь. 1 – делительное зеркало, $R = 20\%$; 2, 13 – делительные клинья, $R = 50\%$; 3, 14 – фазовые пластинки; 4 – усилитель на УАГ: Nd^{3+} ; 5 – апертурная диафрагма; 6, 8, 11, 15 – линзы; 7 – смесительная кювета с CS_2 ; 9 – генераторная кювета с CS_2 , 10 – автокалибровочный клин; 12 – фотопластинка; 16 – калориметры

фазовых пластинок от $\theta_n \sim 3 \cdot 10^{-4}$ рад до $2 \cdot 10^{-2}$ рад, а углы пересечения сигнальных волн с опорными составляли величину 10^{-1} рад. Энергия сигнальных волн изменялась в пределах от 5 до 60 мДж, а опорной волны накачки составляла 15 мДж. В качестве активной среды был использован сероуглерод, причем смесительная кювета имела длину 5 см, а генераторная для опорной стоксовой волны 15 см. Длительность импульсов накачки составляла 40 нс при ширине спектра $\Delta \omega_n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Обработка результатов калориметрических измерений видности интерференционной картины [142] и диаграмм направленности накачки и стоксова излучения показала, что величина интеграла перекрытия для данной схемы ОВФ-зеркала слабо зависит от энергии и "серой" расходимости сигнальных волн и составляет величину $\chi \geq 0,9$ в указанном выше диапазоне изменения параметров накачки. Данное ОВФ-зеркало и было использовано в дальнейших экспериментах. Отметим, что для увеличения динамического диапазона ОВФ-зеркала нами был применен дополнительный усилитель излучения накачки, который не вносил существенных искажений в пространственную структуру световых полей, что специально проверялось. В окончательном виде блок-схема эксперимента представлена на рис. 62, Б. Величина апертурных потерь варьировалась при помощи изменения размеров апертурной диафрагмы, Б, а соотношение между корреляционной длиной χ_k и расстоянием l от фазовой пластинки до апертурной диафрагмы — путем установки различных фазовых пластинок. Дальняя зона излучения накачки и отраженного стоксова сигнала регистрировалась при помощи автокалибровочной методики.

Экспериментальное исследование ОВФ деполаризованного излучения проводилось нами по схеме, изображенной на рис. 61. ОВФ-зеркало было аналогично использованному в предыдущих экспериментах. В качестве фазоискажающего деполаризующего объекта была использована комбинация фазовой пластинки и травленной пластинки из кристаллического кварца с ориентацией оси под углом к направлению распространения излучения. После прохождения объекта излучение было полностью деполаризовано, а расходимость его составляла величину $\theta \sim 10^{-2}$ рад. Апертура приемных калориметров полностью перекрывала данный диапазон углов, т.е. пространственной фильтрации не происходило. В процессе экспериментов исследовалась зависимость соотношения энергий в двух взаимно ортогональных поляризованных состояниях от ориентации поляризационного фильтра перед ОВФ-зеркалом.

Первоначально изложим результаты исследования влияния апертурных потерь. На рис. 63 представлена доля энергии отраженного излучения после обратного прохождения фазовой пластинки, приходящаяся на угол $\theta = 5 \cdot 10^{-4}$ рад, нормированная на ту же величину, измеренную для излучения накачки

$$\chi_{\theta_A} = \frac{\Delta E_{\text{отр}}(\theta = 5 \cdot 10^{-4})}{E_{\text{отр}}(\text{полн})} / \frac{\Delta E_{\text{н}}(\theta = 5 \cdot 10^{-4})}{E_{\text{н}}(\text{полн})}$$

в зависимости от измеренного калориметрами интеграла перекрытия χ для различных соотношений между z_k и L . Хорошо видно, что в соответствии с соображениями, изложенными выше, данная зависимость носит линейный характер, и доля энергии, идущая в дифракционный угол накачки, определяется только значением χ .

На рис. 64 представлены типичные диаграммы направленности стока излучения при различных соотношениях между z_k и L . При $z_k \geq L$ и $\chi = 1$ имеет место полная компенсация искажений, вносимых фазовой пластинкой (рис. 64,а). При $z_k \ll L$, $\theta_n > \theta_b$ и $\chi < 1$ диаграмма направленности стока излучения состоит из узкого ядра, совпадающего по параметрам с накачкой, и широких крыльев (рис. 64,б). При выполнении $z_k \sim L$, $\chi < 1$ или $z_k \ll L$, $\theta_n < \theta_b$, $\chi < 1$ наблюдается похожая картина, однако происходит ушире-

ние ядра (рис. 64,в), и, наконец, при $z_k > L$, $\chi < 1$ происходит уширение ядра, а крылья в диаграмме направленности отраженного излучения отсутствуют (рис. 64,г).

Обработка результатов поляризационных измерений по схеме рис. 61 показала, что в соответствии с выводами, изложенными выше (3.13), соотношение энергий $E_{\alpha=1} / E_{\alpha=2} = 3 \pm 0,2$ не зависит от ориентации поляризационного фильтра перед ОВФ-зеркалом.

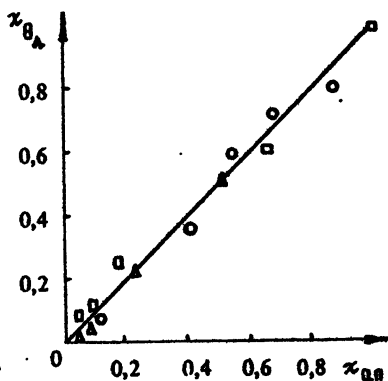


Рис. 63. Зависимость нормированной доли энергии отраженного излучения, идущего в дифракционный угол сигнальной волны, χ_{θ_A} , от доли энергии сигнала χ_{0A} , попадающей в апертуру ОВФ-зеркала χ_{0A} : о — $z_k \gg L$, □ — $z_k \sim L$, Δ — $z_k \ll L$.

Таким образом, показано, что апертурные и поляризационные потери могут быть описаны единым образом при помощи интеграла перекрытия. Данные потери приводят к появлению, вообще говоря, неустранимых шумов на фоне восстановленного излучения (в ряде случаев, например, при одномодовом изначальном пучке и многомодовом искажающем объекте возможно выделение полезного сигнала при помощи пространственной фильтрации). Разработанный формализм позволяет учесть совместное действие вышеуказанных потерь, а полученные результаты позволяют делать априорные количественные и качественные оценки конкретных ситуаций.

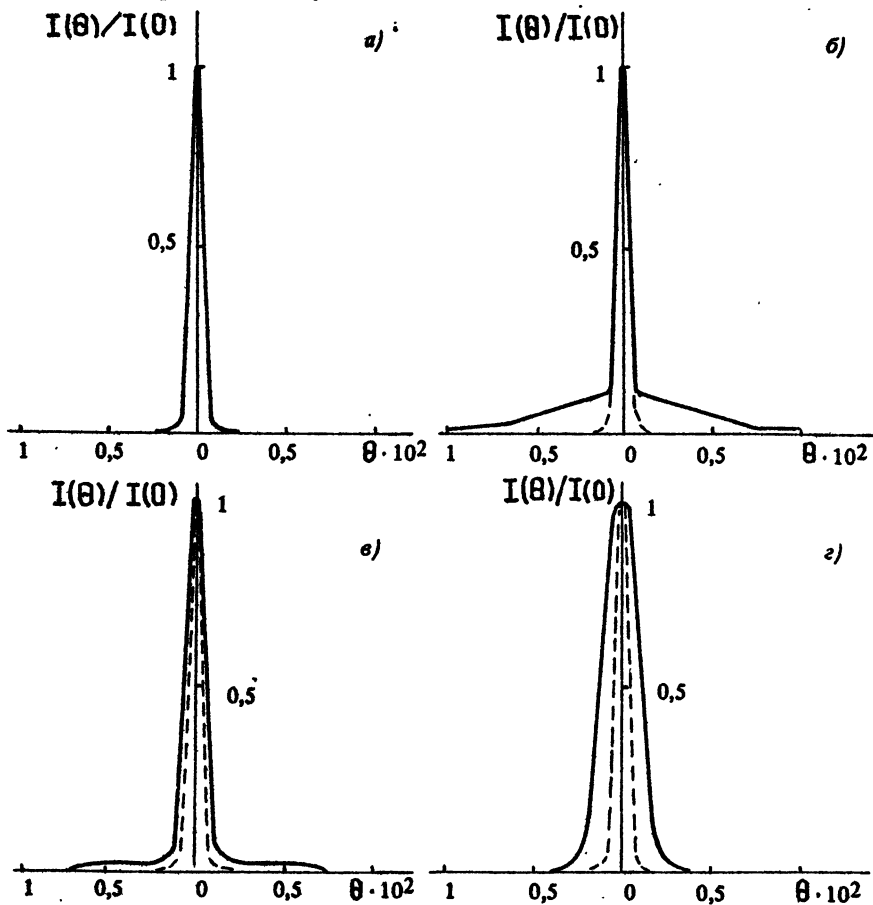


Рис. 64. Диаграммы направленности накачки (---) и отраженного излучения (—): а — $\alpha = 1$, $x_k \gg L$; б — $\alpha \sim 0,1$, $x_k \ll L$, $\theta_n > \theta_0$; в — $\alpha \sim 0,1$, $x_k \sim L$ или $\alpha \sim 0,1$, $x_k \ll L$, $\theta_n < \theta_0$; г — $\alpha \sim 0,1$, $x_k \gg L$

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бондаренко Н. Г., Таламов В. И.* Некоторые вопросы теории квазиоптических систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7, № 2. С. 313–327.
2. *Беспалов В. И., Пасманик Г. А.* Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. М.: Наука, 1986.
3. *Аполлонов В. В., Байцур Г. Г., Миненков В. Р. и др.* CO_2 -усилитель с большой апертурой // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 1. С. 220–221.
4. *Hänsch T. W., Varsanyi F., Schawlow A. L.* Image amplification by dye lasers // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18, N 4. P. 108–110.
5. *Петраш Г. Г.* Усилители яркости для оптических приборов // Вестник АН СССР. 1982. Т. 2. С. 66–75.
6. *Земсков К. И., Казарян М. А., Михельсоо В. Т. и др.* Усилитель яркости изображений на основе эксимерного ХеС1-лазера // Краткие сообщения по физике. 1987. № 10. С. 49–51.
7. *Shawlow A. L., Townes S. H.* Infrared and optical masers // Phys. Rev. 1958. V. 112. P. 1940–1958.
8. *Басов Н. Г., Грасюк А. З., Ораевский А. Н.* Некоторые особенности передачи и приема информации при помощи квантовых генераторов и усилителей // Радиотехника и электроника. 1964. Т. 9, № 9. С. 1680–1686.
9. *Басов Н. Г., Грасюк А. З., Зубарев И. Г., Тевелев Л. В.* Регенеративные оптические квантовые усилители // Труды ФИАН. 1965. Т. 31. С. 74–95.
10. *Басов Н. Г., Грасюк А. З., Зубарев И. Г.* Чувствительность оптического квантового усилителя на неодимовом стекле // ЖПС. 1965. № 1. С. 26–31.
11. *Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Использование активной среды импульсных лазеров на парах металлов в качестве усилителя световых пучков, несущих оптическую информацию: Препринт ФИАН № 63. М., 1975.
12. *Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Исследование основных характеристик лазерного проекционного микроскопа // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 1. С. 35–43.
13. *Петраш Г. Г.* Лазеры на парах металлов: Справочник по лазерам; в 2 т. / Пер. с англ. с изм. и доп. под ред. А. М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. С. 183–197.
14. *Geusic J. E., Skovil H. E. D.* A unidirectional traveling wave optical masers // Bell. Syst. Techn. J. 1962. V. 41. P. 1371–1397.
15. *Lanczi E. R.* Amplification in a thick ruby lens // Appl. Opt. 1965. V. 4, N 2. P. 255.
16. *Hardy W. A.* Active images formation in lasers // IBM J. Res. and develop. 1965. V. 9, N 1. P. 31–46. [Перевод в сб.: Оптическая обработка информации / Под ред. С. П. Ерковича. М.: Мир, 1966. С. 334–377].
17. *Mayers R. A., Wieder H., Pole R. V.* Wide field active imaging // IEEE J. Quant. Electr. 1966. V. QE-2, N 8. P. 270–274.
18. *Rabinovitz P., Chimenti R.* Short communication // JOSA. 1970. V. 60. P. 1577–1578.
19. *Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Лазерный проекционный микроскоп // Квантовая электроника. 1974. Т. 1, № 1. С. 14–15.
20. *Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16, № 1. С. 40–42.
21. *Zemskov K. I., Isaev A. A., Kazaryan M. A. e. a.* Active optical system with brightness amplification by pulsed metalvapor lasers // Optics Commun. 1976. V. 18, N 1. P. 144.

22. Земсков К. И., Казарян М. А., Пехошкина Т. И., Трофимов А. Н. Проекционная система с усилителем яркости на парах хлорида меди // Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 2. С. 391–394.
23. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. Усилитель яркости на парах золота: Препринт ФИАН № 35. М., 1979.
24. Zemskov K. I., Kazaryan M. A., Petrash G. G. Gold vapor brightness amplifier // Optics Commun. 1980. V. 33, N 1. P. 209–212.
25. Земсков К. И., Казарян М. А. Усилители яркости изображений на парах свинца и марганца // Краткие сообщения по физике. 1979. № 5. С. 34–37.
26. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. и др. Лазерный проекционный микроскоп на парах бария и люминесцентными экранами для визуализации ИК-изображения // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 11. С. 2454–2459.
27. Астаджов Д. Н., Вучков Н. К., Земсков К. И. и др. Активные оптические системы с усилителем на парах бромиды меди // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 4. С. 716–719.
28. Исаяев А. А. Спектральный состав индуцированного излучения импульсного лазера на парах меди // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 3. С. 599–608.
29. Hannaford P. Contribution of hyperfine structure to the measured of hollow-cathode gold lines // JOSA. 1972. V. 62, N 2. P. 265.
30. Kelly F. M. The nuclear magnetic moment of $^{137}_{79}\text{Au}$ // Proc. Phys. Soc. (London). 1952. V. 65 A. P. 250.
31. Blachman A. G., Luric A. Hyperfine structure of the $^2D_{3/2}$ level ^{197}Au // Bell. Amer. Phys. Soc. 1963. V. 8. P. 9.
32. Murakawa K., Suwa S. On some regularities in the isotope effect in the spectrum of lead // J. Phys. Soc. Japan. 1950. V. 5. P. 382.
33. Landolf-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomy, Geophysik und Technik. 6 Aufl., Bd. 1/5. Berlin: Springer-Verlag, 1952.
34. Schüller H., Jones E. G. Hyperfine structures von Blei in Wellenlängengebiet von 5000 bis 8000. Nachweis der Breiisotop 204 // Z. Phys. 1932. V. 75. P. 563.
35. Landolf-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomy, Geophysik und Technik. 6 Aufl. Bd. 1/5, Berlin: Springer-Verlag, 1952. P. 38.
36. Jackson D. A., Duong H. T. HFS of the resonance line of the arc spectra and nuclear quadrupole moments of the isotopic 135 and 137 of barium // Proc. Roy. Soc. (London). 1964. V. 280 A. P. 323–339.
37. Schmelling S. G. HFS in the metastable D state of atomic barium // Phys. Rev. A: Gen. Phys. 1974. V. 9, N 3. P. 1097–1102.
38. Bernhard A. F., Duerre D. E., Simpson J. R., Wood L. L. High resolution spectroscopy using photodeflection // Optics Commun. 1976. V. 16, N 1. P. 166–168.
39. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.–Л.: Физматгиз, 1963.
40. Landolf-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomy, Geophysik und Technik. 6 Aufl. Bd. 1/5, Berlin: Springer-Verlag, 1952. P. 84.
41. Fisher R. A., Peck E. R. Hyperfine structure of manganese I. Nuclear magnetic moments // Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 270–276.
42. Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы. М.: Сов. радио, 1967. С. 50.
43. Hargrove R. S., Grove R., Can T. Copper vapor laser unstable resonator oscillator and oscillator-amplifier characteristics // IEEE H. Quant. Electron. 1979. V. QE-15, N 11. P. 1228–1233.
44. Nerheim N. M. Continuously pulsed copper chloride oscillator-amplifier // Progr. Int. Conf. "Lasers'79". Orlando, 1979. P. 420.
45. Kuroda K., Takahashi H., Chokora M., Ogura J. Radial distribution of the gain of CuBr laser // J. Appl. Phys. 1981. V. 51. P. 87–90.
46. Калугин М. М., Кузьмина Е. Н., Потанов С. Е. Исследование усиления активных сред на переходах атомов меди // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 5. С. 1085–1089.
47. Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г. Проекционная система с усилителем яркости и автономным источником освещения // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46, № 10. С. 1898–1904.

48. Бункин Ф. В., Земсков К. И., Казарян М. А. и др. Саморегуляция мощности и образование негативного изображения в освещающем пучке лазерного проекционного микроскопа // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 6. С. 1372–1373.
49. Земсков К. И., Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г. Исследование характеристик негативных изображений в оптических системах с усилителями яркости на парах меди // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 11. С. 2278–2282.
50. Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г. Взаимодействие световых пучков в активной среде усилителя яркости на парах меди // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 5. С. 932–936.
51. Физический энциклопедический словарь, М.: Сов. энциклопедия. 1987. С. 479.
52. Goodman J. W. Some fundamental properties of speckle // Journal of the optical society of America. 1976. V. 66, N 11. P. 1145–1150.
53. Винокуров Г. Н. О предельных значениях инверсной населенности в ограниченных объемах // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 9. С. 1974–1980.
54. Ярич А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. М.: Сов. радио, 1973.
55. Авакянц Л. И., Бужинский И. М., Корягина Е. И., Суркова В. Ф. Характеристики лазерных стекол (справочный обзор) // Квантовая электроника. 1978. Т. 6, № 4. С. 725–752.
56. Импульсные источники света / Под ред. И. С. Маршака. М.: Энергия. 1978.
57. Emelt J. L., Schawlow A. L. Direct measurement of xenon elasto-tube opacity // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. P. 2601–2604.
58. Martin W. S. e. a. Solid-state disk amplifiers for fusion laser system // IEEE Journal of QE. 1981. V. 17, N 9. P. 1744–1755.
59. Бондаренко Н. Г. и др. Усилители для неодимовых лазерных систем с однородным распределением КУ // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 9. С. 2053–2055.
60. Эммет Д. и др. Будущее мощных твердотельных лазерных систем // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 1. С. 5.
61. Басов Ю. Г. Влияние отраженного излучения на импульсный ксенонный разряд в кварцевых трубках // ЖПС. 1981. Т. 35, № 3. С. 389–402.
62. Laser Program Annual: Report Lawrence Livermore National Laboratory. 1984. P. 6–11, 6–48.
63. Holzrichter T. F., Emelt J. L. // Appl. Opt. 1969. V. 8. P. 1459.
64. Бордачев Е. Г. Влияние режима питания и диаметра трубки лампы накачки на эффективность лазерного усилителя на неодимовом стекле // ЖПС. 1984. Т. 11, № 3. С. 415–421.
65. Баянов В. И. и др. Стержни усилителей на фосфатном неодимовом стекле диаметром 60 мм с высоким коэффициентом усиления // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 2. С. 310–315.
66. Баянов В. И. и др. Стержни усилителей большой апертуры на фосфатном неодимовом стекле для лазеров с высокой яркостью излучения // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, № 9. С. 1891–1986.
67. Цикунов В. Н. Оценка величины светового потока в сфокусированном эллиптическом отражателе // Оптика и спектроскопия. 1964. Т. 16, № 4. С. 684–689.
68. Hunt J. T., Renard P. A., Simmons W. W. Improved performance of fusion lasers using the imaging properties of multiple spatial filters // Appl. Optics. 1977. V. 16, N 4. P. 779–790.
69. Макаров А. И., Потемкин А. К. К вопросу об измерении качества ОВФ // Тезисы докл. 5-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л., 1986. С. 339.
70. Rujardin G., Flamet P. Amplified spontaneous emission and spatial dependence of gain in dye amplifiers // Optical Commun. 1978. V. 24, N 3. P. 243–247.
71. Макаров А. И., Потемкин А. К. О предельном КУ многокаскадного лазерного усилителя // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 5. С. 1054–1058.
72. Беспалов В. И., Бегин А. А., Пасманик Г. А. Экспериментальное исследование порога вынужденного рассеяния многомодовых световых пучков и степени воспроизведения в рассеянном излучении // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 5. С. 791–794.

73. *Бетин А. А., Пасманик Г. А., Пискунова Л. В.* О вынужденном рассеянии сфокусированных пучков // Квантовая электроника. 1973. Т. 4, № 16. С. 60–68.
74. *Андреев Н. Ф., Беспалов В. И., Киселев А. Н. и др.* Комбинационное взаимодействие в поле встречных световых волн // ЖЭТФ. 1982. Т. 82, № 4. С. 1047–1057.
75. *Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.* Особенности вынужденного рассеяния во встречных пучках накачки // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 2. С. 393–395.
76. *Андреев Н. Ф., Беспалов В. И., Киселев А. М. и др.* ОВФ слабых оптических сигналов с большим коэффициентом усиления // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32, № 11. С. 639–642.
77. *Беспалов В. И., Бубис Е. Л., Кулагина С. Н. и др.* ВРМБ в поле встречных световых волн // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 12. С. 2367–2372.
78. *Бубис Е. Л., Кулагин О. В., Пасманик Г. А., Шилов А. А.* Сравнение эффективности ВРМБ во встречных направлениях в поле комплексно-сопряженных накачек // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 6. С. 1211–1214.
79. *Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В. и др.* Исследование схем для получения мощных коротких импульсов с обращением волнового фронта излучения в ВРМБ-зеркале // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 2. С. 372–377.
80. *Бэрн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970.
81. *Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Оптические системы с усилителями яркости // УФН. 1978. Т. 126, № 4. С. 695–696.
82. *Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А. и др.* Применение неустойчивых резонаторов для получения дифракционной расходимости излучения импульсных газовых лазеров с большим усилением // Квантовая электроника. 1974. Т. 1, № 4. С. 863–869.
83. *Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г.* Система генератор-усилитель на основе лазера на парах меди: Препринт ФИАН № 163. М., 1982.
84. *Земсков К. И., Казарян М. А., Савранский В. В., Шафеев Г. А.* Лазерный проекционный микроскоп в проходящем свете // Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 11. С. 2473–2475.
85. *Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. и др.* Лазерный проекционный микроскоп на парах бария и люминесцентными экранами для визуализации ИК-изображений // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 11. С. 2454–2459.
86. *Исаев А. А., Петраш Г. Г.* Импульсные газоразрядные лазеры на переходах атомов и молекул // Труды ФИАН. 1975. Т. 81. С. 3–87.
87. *Астаджов Д. Н., Вучков Н. К., Петраш Г. Г., Саботинюв Н. В.* Исследование причин, ограничивающих срок службы лазеров на парах бромистой меди // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 4. С. 808–813.
88. *Беллев В. П., Зубов В. В., Лесной М. А. и др.* Применение активных элементов импульсных лазеров на парах меди в технологическом оборудовании для контроля электронной техники // Электронная промышленность. 1981. № 5–6. С. 82–83.
89. *Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16, № 1. С. 40–42.
90. *Беллев В. П., Бурмакин В. А., Былкин В. И. и др.* Установка визуального контроля ИС с лазерным проектором // Электронная промышленность. 1976. № 5. С. 39–40.
91. *Горбаренко В. А., Онухов Н. А., Скрипниченко А. С.* Оптические системы с лазерным усилителем яркости изображения // Электронная техника. Сер. 3, Микроэлектроника. 1978. № 2. С. 61–65.
92. *Васильева М. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г., Кузнецова Т. И.* Об искажениях изображений в квантовых усилителях // Квантовая электроника. 1978. Т. 5, № 3. С. 666–669.
93. *Кузнецова Т. И.* Распространение светового сигнала с псевдослучайной пространственной модуляцией через усиливающую среду // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 6. С. 1257–1263.

94. Кузнецова Т. И., Кузнецов Д. Ю. Взаимодействие пространственно-модулированной волны сплошной структуры с плоской волной в квантовом усилителе // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 8. С. 1808–1815.
95. Земсков К. И., Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г. Контраст изображения в лазерном проекционном микроскопе // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 2. С. 336–341.
96. Матвеев В. М. Трансформация изображений в усилителях яркости на парах меди: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1985.
97. Гликин Л. С., Горбаренко В. А., Епихин В. Н. О повышении контраста в оптических системах // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 9. С. 1911–1914.
98. Земсков К. И., Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г. Исследование характеристик негативных изображений в оптических системах с усилителями яркости на парах меди // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 11. С. 2278–2282.
99. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. Формирование изображений в пучках поляризованного света в оптических системах с усилителями яркости // Краткие сообщения по физике. 1986. № 4. С. 17–18.
100. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. Визуализация усиленных ИК изображений при нелинейном взаимодействии пучков в насыщающихся усилителях // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42, № 6. С. 260–263.
101. Тимофеев Ю. П., Фридман С. А. Люминесцентное преобразование ИК–СВЧ излучения в видимый свет и его применения // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 43, № 6. С. 1303–1312.
102. Применение лазеров / Пер. с англ. под ред. В. П. Тычинского. М.: Мир, 1974.
103. Реди Дж. Промышленное применение лазеров. М.: Мир, 1981.
104. Земсков К. И., Казарян М. А., Матвеев В. М. и др. Лазерная обработка объектов с одновременным визуальным контролем в системе генератор – усилитель на парах меди // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 2. С. 418–420.
105. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г., Скрипниченко А. С. Формирование лазерного пучка при внутрирезонаторной обработке объектов // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, № 10. С. 2096–2101.
106. Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г., Раутиан С. Г. Сжимающиеся пучки в телескопических неустойчивых резонаторах // Квантовая электроника. 1974. Т. 1, № 6. С. 1379–1383.
107. Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. и др. Эволюция гауссовых пучков и импульсная генерация в лазерах с неустойчивыми резонаторами // Квантовая электроника. 1975. Т. 2, № 6. С. 1125–1137.
108. Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. и др. Процесс формирования выходного пучка в импульсном газовом лазере с неустойчивым резонатором // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 6. С. 1325–1335.
109. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. и др. Внутрирезонаторная обработка объектов в активной оптической системе / Краткие сообщения по физике. 1988. № 5. С. 30–32.
110. Петраш Г. Г., Казарян М. А. Лазерный проекционный микроскоп // Природа. 1979. № 4. С. 54–60.
111. Беллев В. П., Бармакин В. А., Былкин В. И. и др. Установка визуального контроля ИС с лазерным проектором // Электронная промышленность. 1976. № 5. С. 39–40.
112. Блинов И. Г., Валиев К. А., Петраш Г. Г. и др. Лазерный проекционный микроскоп // Электронная промышленность. 1976. № 3. С. 28–32.
113. Гревцев Н. В., Земсков К. И., Казарян М. А. и др. Лазерная обработка объектов с одновременным визуальным контролем // Тезисы докл. Всесоюз. конф. "Применение лазеров в народном хозяйстве". М.: Наука, 1985. С. 196.
114. Бункин Ф. В., Земсков К. И., Казарян М. А. и др. Проекционная система с усилителем яркости для целей биологии и медицины // ДАН СССР. 1978. Т. 243, № 6. С. 1568–1570.

115. *Захаров С. Д., Земсков К. И., Казарян М. А. и др.* Метод регистрации механической активности сердца с помощью лазерного проекционного микроскопа // Тезисы докл. 1-го Всесоюз. биофизического съезда. М., 1982. Г. 4. С. 109.
116. *Аратова Э. Я., Исаев А. А., Казарян М. А. и др.* Инфракрасный лазерный проекционный микроскоп // Квантовая электроника. 1975. Т. 2, № 7. С. 1568–1570.
117. *Дорошкин А. А., Земсков К. И., Исаев А. А. и др.* Отображение динамической информации на большие экраны с помощью усилителя яркости // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 11. С. 2515–2516.
118. *Азовцев В. П., Земсков К. И., Казарян М. А. и др.* Светоклапанное проекционное устройство отображения информации: А. с. № 1019669 // Б. И. 1983. № 19. С. 211.
119. *Думаревский Ю. Д., Земсков К. И., Казарян М. А. и др.* Просцирование изображений на большой экран с помощью структуры МДП–ЖК и квартовых усилителей // ДАН СССР. 1987. Т. 292, № 3. С. 604–607.
120. *Каслин В. М., Петраш Г. Г., Якушеев С. Ф.* Генерация на электронном переходе В–Х молекулы I_2 при оптической накачке лазером на парах меди // ЖЭТФ. 1980. Т. 78, № 4. С. 1349–1364.
121. *Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А. и др.* Струйный лазер на красителе с накачкой лазером на парах меди // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 6. С. 1340–1342.
122. *Трофимов А. Н.* Исследование импульсных лазеров на парах галогенидов меди: Дис. ... канд. фл.-мат. наук. М., 1982.
123. *Земсков К. И., Казарян М. А., Мокеров В. Г. и др.* Когерентные свойства лазера на парах меди и динамические голограммы на пленках двуокиси ванадия // Квантовая электроника. 1978. Т. 5, № 2. С. 425–428.
124. *Земсков К. И., Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г.* Обращение волнового фронта в активной среде на парах меди // Тезисы докл. 4-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л., 1983. С. 207.
125. *Бункин Ф. В., Сааранский В. В., Шафеев Г. А.* Резонансное обращение волнового фронта в активной среде на парах меди // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 6. С. 1346–1347.
126. *Солдатов А. Н., Федоров В. Ф.* Лазер на парах меди с частотой следования импульсов 230 кГц // Изв. вузов. Физика. 1983. № 9. С. 80–84.
127. *Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г.* Устройство для обработки объектов лазерным излучением: А. с. № 1030900 // Б. И. 1986. № 9. С. 266.
128. *Zemskov K. I., Isaev A. A., Kazaryan M. A. et al.* Brevet D'Invention N 8106315 // Изобретения в СССР и за рубежом. Вып. 122. 1982. № 5. С. 37.
129. *Борович Б. Л., Васильев Л. А., Рязанский В. М. и др.* Лазеры на парах меди с поперечным разрядом // Тезисы докл. на 3-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л., 1981. С. 125–126.
130. *Kushner M. Y., Warner B. E.* Large-bore copper-vapour lasers. Kinetics and scalling issues // J. Appl. Phys. 1983. V. 54, N 6. P. 2970–2982.
131. *Думаревский Ю. Д., Земсков К. И., Казарян М. А. и др.* Воспроизведение телевизионных изображений на большом экране с помощью структур МДП–ЖК и усилителей яркости // Тезисы докл. 5-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л., 1986. С. 5.
132. *Амбарцумян Р. В., Еремеев Б. В., Захаров С. Д. и др.* Метод изучения движения живых клеток (эритроцитов) с помощью лазерно-проекционной микроскопии // Краткие сообщения по физике. 1985. № 10. С. 44–47.
133. *Алейников В. С., Бункин Ф. В., Дианов Е. М. и др.* Волоконный жгут в оптической системе с усилителем яркости // ДАН СССР. 1984. Т. 274, № 6. С. 1373–1376.
134. *Аникеев И. Ю., Гордеев А. А., Зубарев И. Г., Михайлов С. И.* Компенсация фазовых искажений ОВФ-зеркалом при наличии апертурных потерь // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46, № 9. С. 351–353.

135. *Kyuma K., Yariv A., Kwong K.* Polarization recovery in phase conjugation by modal dispersal // *Appl. Phys. Lett.* 1986. V. 49, N 11. P. 617–619.
136. *Запорожец В. М., Марчевский Ф. Н., Стрижевский В. Л.* Восстановление поляризации оптического излучения в изотропных – одно- и многомодовых волоконных световодах на основе голографического обращения волнового фронта // *ЖПС.* 1988. Т. 48, № 6. С. 1020–1022.
137. *Запорожец В. М., Марчевский Ф. Н., Стрижевский В. Л.* Восстановление поляризации излучения в многомодовых волоконных световодах на основе голографического обращения волнового фронта // *Письма в ЖЭТФ.* 1987. Т. 13, № 19. С. 1153–1158.
138. *Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Котов А. В. и др.* Обращение волнового фронта слабых сигналов при беспороговом отражении от "бриллиантового зеркала" // *Квантовая электроника.* 1979. Т. 6, № 2. С. 394–396.
139. *Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.* О границах существования эффекта отражения волнового фронта при вынужденном рассеянии света // *Квантовая электроника.* 1977. Т. 5, № 1. С. 36–43.
140. *Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г. и др.* Управление характеристиками обращающих зеркал в режиме усиления // *Квантовая электроника.* 1981. Т. 2191–2195.
141. *Аникеев И. Ю., Глазков Д. А., Гордеев А. А. и др.* Особенности интерферометра с ВРМБ-зеркалами // *Квантовая электроника.* 1987. Т. 14, № 5. С. 777–781.
142. *Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Миронов А. Б. и др.* Лазерный интерферометр с обращающими волновой фронт зеркалами // *ЖЭТФ.* 1980. Т. 79, № 5. С. 1678–1686.

СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Маркова С. В., Петраш Г. Г., Черезов В. М.* УФ лазер на парах золота // *Квантовая электроника.* 1978. Т. 5, № 7. С. 1585–1587.
2. *Моисеев В. Н., Мандросов В. И.* Информативность пятнистых когерентных изображений // *Зарубежная радиоэлектроника.* 1982. № 2. С. 3–22.
3. *Браиловская Р. В. и др.* Система накачки типа "световой котел" как объемный резонатор шумового излучения // *Квантовая электроника.* 1987. Т. 14, № 5. С. 1069–1073.
4. *Земсков К. И., Казарян М. А., Люксютов С. Ф. и др.* Голографический предусилитель для квантового усилителя // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 48, № 4. С. 187–189.
5. *Абросимов Г. В., Польский М. М., Саенко В. Б.* Использование лазерной среды для фотографирования поверхности, закрытой слоем плазмы // *Квантовая электроника.* 1988. Т. 15, № 4. С. 850–851.
6. *Земсков К. И., Казарян М. А., Люксютов С. Ф. и др.* Усилитель излучения лазера на парах меди в фоторефрактивном кристалле // *Краткие сообщения по физике.* 1988. № 2. С. 47–49.
7. *Амбарцумян Р. В., Захаров С. Д., Земсков К. И. и др.* Коллективное движение частиц в суспензии, индуцированное импульсным излучением в схеме лазерного проекционного микроскопа // *Краткие сообщения по физике.* 1988. № 8. С. 35–37.
8. *Goodman J. W., Jackson D. W., Lehmann M., Knotts J.* Experiments in Long-Distance Holographic Imagery // *Appl. Opt.* 1969. V. 8, N 8. P. 1581–1584.
9. *Eyre P. N., Cantor A. J.* Long-Range Holography // *Appl. Opt.* 1972. V. 11, N 8. P. 1697–1707.

10. Johnson C. D., Mayer G. M. Underwater optical holographic interferometry // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21, N 8. P. 369-370.
11. Cain P. A., Billings C., Johnson C. D., Mayer G.M. Holography of large objects in a turbulent atmosphere with a cw laser // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23, N 1. P. 37-38.
12. Akins R., Lee S. Coherent optical image amplification by an injection-locked dye amplifier at 632.8 nm // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35, N 9. P. 660-663.
13. Laeri F., Tschudi T., Albers Y. Coherent cw image amplifier and oscillator using two-wave interaction in a BaTiO₃ crystal // Opt. commun. 1983. V. 47, N 6. P. 387-390.
14. Akins R. P., Lee S. H. Two-stage injection-locked ring dye laser / amplifier for coherent image amplification // J. Opt. Soc. Am. A. 1984. V. 1, N 5. P. 533-536.
15. Lokberg O. J., Malmo J. T., Gudmund A. Slettemoen. In terferometric measurements of high temperature objects by electronic speckle pattern interferometry // Appl. Opt. 1985. V. 24, N 19. P. 3167-3172.
16. Hirano I., Hrai N. Holography in the single-photon region // Appl. Opt. 1986. V. 25, N 11. P. 1741-1742.
17. Ischudi J., Herden A., Golts I. Image Amplification by Two- and Four-Wave Mixing in BaTiO₃ Photorefractive Crystals // IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. QE-22, N 8. P. 1493-1502.
18. Baican T. N., Smyth M.J. Automated single-cell manipulation and sorting by light trapping // Appl. Opt. 1987. V. 26, N 24. P. 5311-5316.
19. Cudney R. S., Pierce R. M., Jack Feinberg. The transient detection microscope // Nature. 1988. V. 332. P. 424-426.
20. Lokberg O.J. Long-distance electronic speckle pattern interferometry // Optical engineering. 1988. V. 27, N 2. P. 150-156.
21. Rajbenbach H., Fainman Y., Lee S. H. Optical implementation of an iterative algorithm for matrix inversion // Appl. Opt. 1987. V. 26, N 6. P. 1024-1031.

OPTICAL SYSTEMS WITH BRIGHTNESS AMPLIFIERS

(Ed. V. I. Bespalov and G. A. Pismanik)

The book deals with the problems of creation of wide-angle optical systems plotting images, producing holograms and interferograms illuminated by the coherent light of the objects. Characteristic of these systems is multiple amplification of the transmitted optical radiation in laser and nonlinear optical amplifiers. Besides, these optical systems and phase conjugation devices exhibit large viewing angles exceeding the diffraction limit hundreds of times. A combination of such properties opens new opportunities for using these optical systems for surface diagnostics, in radiography, microelectronics, microbiology and other applications. The book is interesting for experts in quantum electronics and nonlinear optics, as well as for post- and undergraduates specializing in these fields.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1 ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С УСИЛИТЕЛЯМИ ЯРКОСТИ	5
1.1. Модель оптической системы и оценка энергии входного сигнала	5
1.2. Предельная чувствительность оптической системы и квантовая статистика излучения.	7
1.3. Выбор рабочего диапазона.	16
Глава 2 ПАНОРАМНЫЕ УСИЛИТЕЛИ И ОВФ-ЗЕРКАЛА	20
2.1. Усилители яркости на парах металлов	20
2.1.1. Эффективное усиление активных сред	22
2.1.2. Собственный шум усилителя	27
2.1.3. Коэффициент ненасыщенного усиления, насыщающая мощность и максимальная мощность, достижимая в данных условиях.	32
2.2. Импульсные твердотельные усилители с ламповой накачкой	39
2.2.1. Влияние усиленного спонтанного излучения на инверсную населенность.	41
2.2.2. Исследование зависимости усиления в АЭ от его геометрических параметров и параметров осветителя	45
2.2.3. Многокаскадный усилитель и его исследование с использованием ОВФ-зеркал	60
2.3. ОВФ-зеркала для импульсных световых пучков малой энергии.	71
2.4. ОВФ-зеркала для импульсных световых пучков большой апертуры	85
Глава 3 АКТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ	91
3.1. Проекционные оптические системы построения изображений на основе лазерных усилителей.	91
3.1.1. Усилители яркости изображений в оптических системах	91
3.1.2. Энергетические характеристики АОС.	97

3.1.3.	Качество изображения	100
3.1.4.	Возможности повышения контраста	106
3.1.5.	Негативные изображения	107
3.1.6.	Визуализация ИК-изображений.	116
3.1.7.	Обработка объектов в системах с усилителями яркости	118
3.1.8.	Перспективы развития оптических систем с усилителями яркости и их применение	132
3.2.	Проекционные оптические системы с лазерными усилителями и ОВФ-зеркалами	139
3.2.1.	Оценка условий достижения квантового предела чувствительности.	139
3.2.2.	Экспериментальная установка	141
3.2.3.	Угловое разрешение и угол зрения проекционной системы	143
3.2.4.	Предельные чувствительность проекционной лазерной системы и плотность энергии освещения предмета	144
3.3.	Оптические системы с ОВФ-зеркалами для интерферометрических исследований	148
	Список используемой литературы	161
	Список дополнительной литературы	167

CONTENTS

INTRODUCTION	3
Chapter 1	
GENERAL CONCEPTS OF OPTICAL SYSTEMS WITH BRIGHTNESS AMPLIFIERS	5
1.1. Model of an Optical System and Estimation of the Input Signal Energy	5
1.2. Sensitivity Limit of Optical Systems and Quantum Statistics of Radiation	7
1.3. Operating Range	16
Chapter 2	
PANORAMIC AMPLIFIERS AND PC-MIRRORS	20
2.1. Brightness Amplifiers Based on Metal Vapours	20
2.1.1. Effective Amplification of Active Media	22
2.1.2. Internal Noise of Amplifiers	27
2.1.3. Unsaturated Amplification Factor, Saturation Power and Maximum Possible Power	32
2.2. Pulsed Solid-State Amplifiers with Tube Pumping	39
2.2.1. Amplified Spontaneous Radiation Effect on Inverse Population	41
2.2.2. Study of the Dependence of Active Element Amplification on its Geometrical Parameters and on the Illuminator Parameters	45
2.2.3. Multistage Amplifier Investigation Using PC-Mirrors	60
2.3. PC-Mirrors for Pulsed Low-Energy Light Beams	71
2.4. PC-Mirrors for Pulsed Large-Aperture Light Beams	85
Chapter 3	
ACTIVE OPTICAL SYSTEMS FOR IMAGE FORMATION AND INTERFEROMETRY	91
3.1. Laser Amplifier Image-Producing Projection Optical Systems	91
3.1.1. Image Brightness Amplifiers in Optical Systems	91
3.1.2. Energy Characteristics of Active Optical Systems	97
3.1.3. Image Quality	100
3.1.4. Improvement of Brightness Contrast	106

3.1.5.	Negative Images	107
3.1.6.	Visualization of IR Images	116
3.1.7.	Object Treatment in Systems with Brightness Amplifiers	118
3.1.8.	Further Development and Applications of Optical Systems with Brightness Amplifiers.	132
3.2.	Projection Optical Systems with Laser Amplifiers and PC-Mirrors	139
3.2.1.	Accessibility Conditions of Quantum Sensitivity Limit	139
3.2.2.	Experimental Setup.	141
3.2.3.	Angular Resolution and Angle of Vision of a Projection system	143
3.2.4.	Projection Laser System Sensitivity Limit and Illumination Energy Density.	144
3.3.	Optical Systems with PC-Mirrors for Interferometric Studies	148
	List of References	161
	Further Reading	167

Герман Аронович Пасманик,
Константин Иванович Земсков,
Мишик Айразатович Казарян и др.

**ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
С УСИЛИТЕЛЯМИ ЯРКОСТИ**

Редактор *Н. Н. Кралина*
Техн. редактор *О. А. Судьрик*
Корректор *О. В. Расеева*

МЦ 00634. Подписано к печати 30.12.88. Формат 60x90 1/16.
Бумага писчая № 1. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 10,875. Усл. кр.-отт. 10,875. Уч.-изд. л. 9,76.
Темплан 1988 г. (моногр., доп. заявка). Поз. 1. Тираж 500 экз.
Цена 1 р. 50 к. Заказ № 727.

Отпечатано на ротапринтере
в Институте прикладной физики АН СССР,
603600, г. Горький, ул. Ульянова, 46