

АКАДЕМИЯ НАУК СССР



ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИМЕНИ П.Н. ЛЕБЕДЕВА

Квантовая радиофизика

Препринт № 251

В.Д. Ананьев, В.Г. Бакаев, А.А. Ионин, А.П. Лыткин, Д.В. Смирдин

ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА НА ОКСИДИ УГЛЕРОДА
И ТРАНСПОРТИРОВКА ЕЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Москва 1985

А Н Н О Т А Ц И Я

Впервые создана электроионизационная лазерная система на ояси углерода, действующая по схеме "задающий генератор - усилитель". Энергия излучения системы ~ 150 Дж, угловая расходямость по уровню половинной энергии $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад. Выполнен ряд экспериментальных исследований усиления многочастотного импульса излучения в многоуровневой активной среде CO-лазерного усилителя. При помощи воздушной ячейки проведено формирование спектрального состава излучения в соответствии с "окнами прозрачности" атмосферы. Осуществлена транспортировка многочастотного лазерного излучения на трассе с длиной $\sim 0,1$ км.

ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА НА ОКСИ УГЛЕРОДА И ТРАНСПОРТИРОВКА ЕЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

ВВЕДЕНИЕ.

Для решения многих задач квантовой электроники необходимо использовать многокаскадные лазерные системы, действующие по схеме " задающий генератор (ЗГ) - усилитель (У). Эти системы обладают целым рядом преимуществ по сравнению с однокаскадными лазерными генераторами. Особенно эти преимущества проявляются в мощных газовых системах, где ЗГ высокой мощности может определять спектральный состав, длительность и угловую расходимость излучения системы. Возможность управления данными параметрами мощной лазерной системы при помощи изменения характеристик маломощного ЗГ обуславливает перспективность применения лазерных систем для транспортировки лазерного излучения на большие расстояния вблизи земной поверхности (например, для лазерной локации), поскольку эффективное решение этой проблемы связано с выполнением по меньшей мере двух условий: 1) достижение максимальной направленности излучения лазера; 2) формированием спектра генерации, согласованного с "окнами прозрачности" атмосферы.

Большой интерес с точки зрения проблемы транспортировки излучения представляют электроионизационные (ЭИ) лазерные системы на окиси углерода. CO лазеры, излучающие на длинах волн вблизи $\lambda \sim 5$ мкм, обладают целым рядом преимуществ по сравнению с широко распространенными CO₂ лазерами. Наиболее важные из них следующие: 1) более чем вдвое больший удельный энергосъем (~ 160 Дж/(л Амага)) и КПД генерации ($\sim 30-40\%$) / I,2/ ; 2) вдвое меньший дифракционный предел угловой расходимости из-

лучения ; 3) отсутствие самовоздействия излучения в активной среде СО лазера /3/ , которое в СО₂ лазере приводит к нарушению оптической однородности среды и, как следствие, к ухудшению направленности излучения /4/ ; 4) меньшая спектральная яркость СО лазера, снижающая эффективность нелинейных процессов, в результате которых уменьшается направленность излучения /5/ ; 5) наличие линий излучения в спектре генерации СО лазера с меньшим, чем у СО₂ лазера коэффициентом поглощения в атмосфере /6,7/ .

Генерация СО лазера, однако, на отдельной линии неэффективна. КПД ЭИ СО лазера (с селективным резонатором), действующего на отдельном колебательно-вращательном переходе не превышает нескольких процентов /8/ . Высокой эффективностью обладает только СО лазер, излучающий в широком спектральном диапазоне, что связано с механизмом его генерации (со способом создания инверсной населенности, с наличием каскадных переходов) /1/. Следовательно, для транспортировки излучения необходимо использовать лазерные системы на окиси углерода с многочастотным излучением, спектр которого согласован с окнами прозрачности атмосферы. Исследование процесса усиления многочастотного излучения СО лазера в режиме, обеспечивающим достаточно высокий энергосъем с усилителя, т.е. в режиме близком к насыщенному до сих пор не выполнялось. Таким образом, комплексная проблема транспортировки излучения ЭИ лазерной системы на окиси углерода требует решения следующих задач, изучение которых до сих пор не проводилось: 1) реализация условий эффективного усиления в насыщенном режиме многочастотного излучения в многоуровневой активной среде СО-лазерного усилителя ; 2) обеспечение минимальной угловой расходимости излучения лазерной системы на окиси

углерода ; 3) формирование спектра излучения системы, наиболее оптимального для транспортировки излучения через атмосферу.

Настоящая работа посвящена исследованию вышеперечисленных задач; поиску путей реализации высокоэффективных импульсных СО лазерных систем, предназначенных для транспортировки излучения в атмосфере; выработке рекомендаций по созданию таких систем; исследованию прохождения многочастотного импульсного излучения СО лазеров через атмосферу.

1. УСИЛЕНИЕ МНОГОЧАСТОТНОГО ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО ЛАЗЕРНОГО УСИЛИТЕЛЯ НА ОКСИД УГЛЕРОДА

Важнейшими параметрами, характеризующими процесс усиления, являются коэффициент усиления слабого сигнала и интенсивность (или энергия) насыщения. Для многочастотного импульса излучения можно ввести эффективный или интегральный по спектру коэффициент усиления слабого сигнала g_0 , характеризующий усиление импульса излучения в ненасыщенном режиме в соответствии с зависимостью $Q_{\text{вых.}}^{\text{изл.}} = Q_{\text{вх.}}^{\text{изл.}} e^{g_0 L}$ (1), где:

- $Q_{\text{вх.}}^{\text{изл.}}$ - энергия импульса излучения на входе U ;
- $Q_{\text{вых.}}^{\text{изл.}}$ - энергия на выходе U .

Значение g_0 в ЭИ СО лазере зависит от целого ряда параметров (энергии накачки, состава лазерной смеси и др.) и для оптимальной в энергетическом отношении лазерной смеси $\text{CO:N}_2=1:6$ достигает $\sim (1,5 - 2) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \cdot \text{л} / \text{л}$.

Необходимым условием для обеспечения максимального энерго-съемы с активной среды лазерного усилителя является реализация насыщенного режима усиления. Параметром, характеризующим степень насыщения усиления является плотность энергии насыщения E_s (в случае $\tau_{\text{имп.}} \ll T_1$, где T_1 - время продольной релаксации; $\tau_{\text{имп.}}$ - длительность импульса излучения), или интенсивность насыщения I_s ($\tau_{\text{имп.}} \gg T_1$), вводимые для двухуровневой системы /9/. Сведения об энергии или интенсивности насыщения многочастотного излучения СО лазеров в литературе отсутствуют. (Следует отметить работы /10-12/, посвященные определению интенсивности насыщения на отдельных колебательных-вращательных переходах непрерывного газоразряд-

ного CO лазера низкого давления).

По аналогии с двухуровневой системой для многоуровневой среды можно ввести (см., например, /13,14/) эффективное значение параметра насыщения E_S^* . Этот параметр учитывает вклад от всех уровней, участвующих в усилении. E_S^* зависит от энергии накачки, длительности и спектрального состава импульса излучения и экспериментально находится из известного для двухуровневой среды соотношения:

$$E_{\text{вых}} = E_{\text{вх}} \left\{ e^{\alpha L} \left[1 + e^{g_0 L} \left(e^{\frac{E_{\text{вх}}}{E_S^*}} - 1 \right) \right] \right\} \quad (2)$$

где: $E_{\text{вых}}$, $E_{\text{вх}}$ - плотность энергии излучения на выходе и входе U , соответственно.

Введение параметра E_S^* вместо эффективной интенсивности насыщения I_S^* более удобно для описания энергетических характеристик усилителя импульсного излучения и вполне приемлемо, если аналогом T_L , считать время существования инверсной населенности на рабочих уровнях молекул CO $T_{\Delta N} \sim 10^{-3}$ с /16/, поскольку в этом случае выполняется соотношение $T_{\text{имп}} \ll T_{\Delta N} \approx T_L$ (в эксперименте $T_{\text{имп}} \sim 150$ мкс). Использование параметров g_0 и E_S^* , интегрального по спектру коэффициента усиления слабого сигнала и эффективной энергии насыщения, соответственно, позволяет феноменологически описать энергетические характеристики лазерного усилителя многочастотного сигнала. Для описания временных и спектральных характеристик такой упрощенный подход неприемлем.

Оценим по порядку величины значение E_S^* для многоуровневого лазерного CO усилителя, исходя из значения E_S для отдельного колебательно-вращательного перехода молекулы CO в случае $T_{\text{имп}} \ll T_{jj}, T_{vv}$ (где $T_{jj} \sim 10^{-8}$ с и $T_{vv} \sim 10^{-5}$ с - характерные време-

на формирования функции распределения населенностей по вращательным и колебательным уровням, соответственно). В этом случае

энергию насыщения E_S легко определить из формулы: $E_S = \frac{h\nu}{2G}$

где: G - сечение вынужденного излучения; $G = \frac{A_{Vj}}{4\pi^2 \Delta\nu}$

где: A_{Vj} - коэффициент Эйнштейна для перехода $V \rightarrow V-1$, $j \rightarrow j+1$,

$\Delta\nu$ - спектральная ширина линии усиления. Значение энергии на-

сыщения E_S составляет $\sim 0,5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² для одного перехода

($V \sim 10$, $j \sim 15$, $N = 0,5 \text{ Амага}$, $T \sim 100\text{К}$). Для многочастотного

импульса с длительностью $\tau_{\text{имп}}$ удовлетворяющей неравенству

$\tau_{jj} \ll \tau_{\text{имп}} \ll \tau_{VV}$ наличие вращательной структуры приводит к уве-

личению параметра насыщения в 5-10 раз /13,14/. В СО ла-

зере (усилителе) действует около 5-10 колебательных переходов,

что увеличивает параметр насыщения еще в 5-10 раз. К такому же

росту приводит наличие каскадных переходов. Следовательно, для

многочастотного импульса с длительностью $\tau_{\text{имп}}$ ($\tau_{jj} \ll \tau_{\text{имп}} \ll \tau_{VV}$)

эффективная энергия насыщения в 10^2 - 10^3 раз превышает E_S .

Поскольку на рабочих уровнях молекул СО сосредоточено только

около 10% запасенной колебательной энергии /16/, то для

многочастотного импульса излучения СО лазера с длительностью

$\tau_{\text{имп}} \gg \tau_{VV}$, параметр насыщения возрастает еще на порядок

и достигает значения 10^3 - $10^4 \cdot E_S$, т.е. $0,5$ - 5 Дж/см²

(для лазерного усилителя на окиси углерода с плотностью актив-

ной среды $N = 0,5 \text{ Амага}$ при типичных условиях возбуждения).

Таким образом, исходя из этих довольно грубых оценок,

для обеспечения максимального энергоотсева в лазерном СО усилителе

необходимо на вход У посылать излучение с плотностью

$E_{\text{вх}} \gg E_S \approx 0,5 \cdot 5 \text{ Дж/см}^2$. Экспериментальные исследо-

вания подтвердили эту качественную оценку.

Эксперименты проводились на двух криогенных ЭИ лазерных установках, описание которых приведено в /2/, - CO лазер с активной длиной 1,5 м и оптическим объемом ~ 1 л и CO-лазере с оптическим объемом ~ 10 л (активная длина 1,0 м). Лазерные объемы заполнялись газовой смесью CO : N₂ = 1 : 9 при плотности N = 0,5 Амага. Длительность импульсов возбуждения составляла ~ 30 -40 мкс. Температура газа в 1-литровой установке ~ 100 К, в 10-литровой - 110 К. Длительность импульсов генерации ~ 150 -200 мкс на полувысоте. В режиме генерации на 10 л установке была достигнута энергия излучения 0,8 кДж при удельном энергосъеме 160 Дж/(л · Амага) и КПД $\sim 30\%$.

Для исследования усиления излучения ЭИ CO лазера применялись две оптические схемы (рис.1). В первой из них (рис.1а) установка с объемом 1 л использовалась в качестве ЗГ, а 10 л установка в качестве усилителя. Импульсы накачки ЗГ и У были синхронизованы с точностью ~ 1 мкс. Резонатор ЗГ был образован сферическим зеркалом и плоским выходным зеркалом с коэффициентом отражения 30%. Для обеспечения однородности светового поля на входе У излучение ЗГ ограничивалось круглой диафрагмой с диаметром 20 мм. Во второй схеме (рис.1б) задающим генератором являлась часть 10 л установки, а другая ее часть служила усилителем. Синхронность импульсов накачки обеспечивалась автоматически. Резонатор ЗГ был образован двумя плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 98% и 45%. Внутри резонатора располагались диафрагмы с диаметром 50 мм. Для исключения ошбок, связанных с неодинаковым усилением (в насыщенном режиме) центральной части и крыльев поля излучения, на выходе ЗГ устанавливалась вторая диафрагма с диаметром 30 мм, "вырезающая"

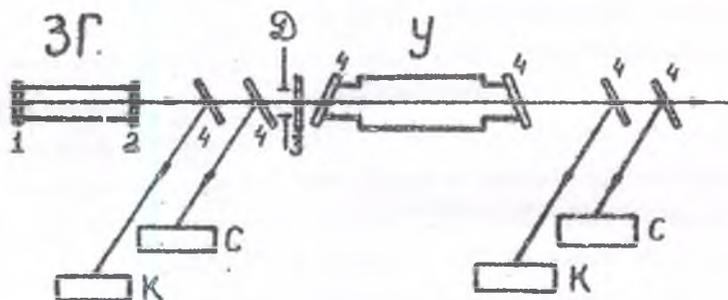


Рис. 1а Оптические схемы экспериментов по усилению импульсов излучения ИИ СО лазера при использовании двух (а) и одной (б) лазерных установок.

- 1, 2 - зеркала резонатора ЗГ;
- 3 - калиброванные ослабители излучения;
- 4 - плоскопараллельные подложки из CaF_2 ;
- 5 - поворотные глухие зеркала;
- Ф - диафрагма, Ф - фотоприемник, К - калориметр, С - спектрограф.

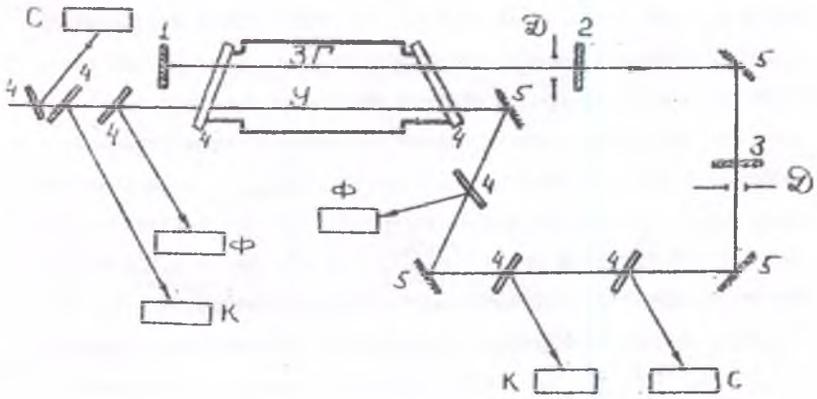


Рис. 1б. Обозначения те же, что и на рис.1а

центральную часть поля излучения с почти одинаковой по сечению плотностью энергии. Энергия излучения на входе U варьировалась при помощи калиброванных ослабителей. Для регистрации энергии, формы импульсов и спектрального состава излучения на входе и на выходе U , часть излучения при помощи светоделительных пластин из CaF_2 отводилась на калориметры КДМ (относительная погрешность 10%), фотоприемники "Свод" (временное разрешение 0,1 мкс) и спектрографы (спектральное разрешение $0,5 \text{ см}^{-1}$). Распределение энергии по полю излучения в ближней зоне измерялось на основе метода оптического клина [17]. Регистрация распределения энергии в спектре излучения осуществлялась на термочувствительном экране при помощи метода, по существу близкого к методу детектирования поля излучения на основе оптического клина - посредством дискретного ослабления излучения перед входной щелью спектрографа. Штриховые линии в относительном распределении энергии излучения по спектру генерации характеризуют ошибку измерения энергии излучения в данной линии (рис.2). При использовании первой оптической схемы усиления зависимость энергии излучения на выходе $Q_{\text{вых}}^{\text{изл.}}$ от энергии на входе $Q_{\text{вх.}}^{\text{изл.}}$ усилителя носила линейный характер при плотности энергии излучения на входе $Q_{\text{вх.}}^{\text{изл.}}$ вплоть до $\sim 1,5 \text{ Дж/см}^2/2/$. Линейный характер этой зависимости свидетельствует о том, что усиление импульса излучения протекает в соответствии с законом $Q_{\text{вых.}}^{\text{изл.}} = Q_{\text{вх.}}^{\text{изл.}} e^{g_0 \cdot L}$, где интегральный по спектру коэффициент усиления g_0 не зависит от плотности энергии на входе усилителя, т.е. усиление далеко от режима насыщения, а g_0 характеризует интегральный по спектру коэффициент усиления слабого сигнала. Значение коэффициента g_0 , определенное по наклону прямой в графике зависимости $Q_{\text{вых.}}^{\text{изл.}}$ от $Q_{\text{вх.}}^{\text{изл.}}$ составило $\sim 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$

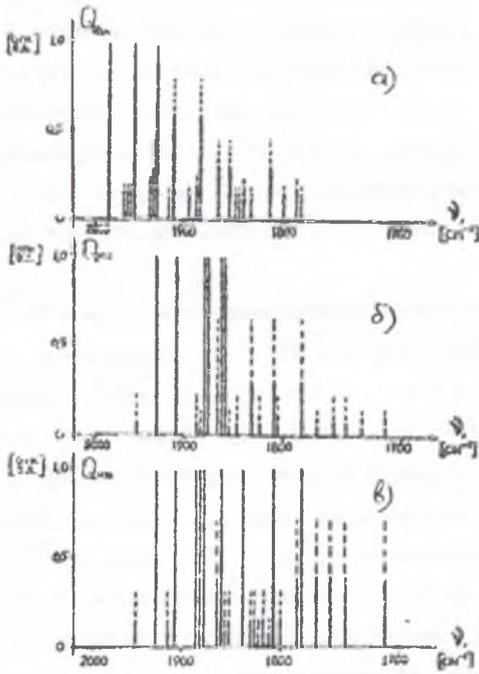


Рис.2. Распределение энергии $Q_{изл}$ по колебательно-вращательным линиям излучения на входе в Y/a - оптическая схема рис.1а,б - рис.1б/ и его выходе в/в. $Q_{вх,а} = 420$ Дж/л Амага /а/; 570 Дж/л Амага /б, в/; штриховые линии - ошибка измерений/.

при удельном энергокладе ~ 500 Дж/(л · Амага), что существенно меньше значения $\sim 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, найденного в /1/ по пороговым параметрам генерации. Сравнение спектральных характеристик излучения ЗГ и У в режиме генерации обнаружило несоответствие между спектрами генерации ЗГ и У (рис.2), возникающее вследствие различия начальных температур лазерных сред ЗГ и У (100К и 110К). Наблюдаемое спектральное рассогласование ЗГ и У объясняет малое значение коэффициента усиления и отсутствие режима насыщения. Поскольку спектральный состав излучения ЗГ СО лазера в большой степени зависит от условий возбуждения (температуры, удельного энергоклада, состава лазерной смеси) , необходимо тщательно осуществлять идентичность условий накачки ЗГ и У.

С этой целью дальнейшие эксперименты проводились на основе второй оптической схемы (рис.1б), где симметричное расположение каналов ЗГ и У автоматически обеспечивало одинаковое распределение температур и удельных энергокладов по объемам ЗГ и У. Зависимости плотности энергии излучения на выходе У от плотности энергии излучения на входе для различных удельных энергокладов в У представлены на рис.3. При малых плотностях энергии на входе У ($\leq 0,5 - 0,6$ Дж/см² для удельного энергоклада ~ 700 Дж/л · Амага) эти зависимости линейны. Определяя углы наклона прямых, соответствующих этим зависимостям, из соотношения (1) легко определить зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от удельного энергоклада (рис.4). Прекращение роста коэффициента усиления при энергокладах больших 400-500 Дж/л · Амага и дальнейшее его снижение связано, скорее всего, с перегревом лазерного газа.

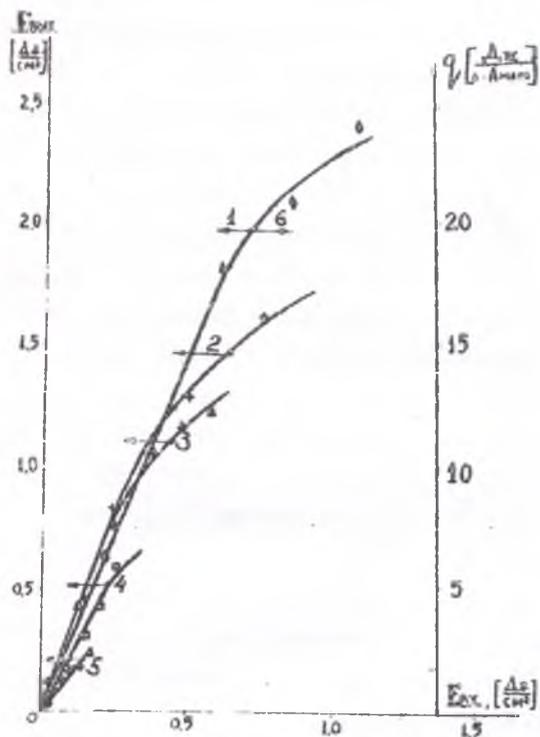


РИС.3. Зависимость плотности энергии на выходе U и удельного энергосъема с активной среды U от плотности энергии на входе в U для различных удельных энерговкладов в U .
 1,6- $q_{вкл} = 720 \text{ Дж/л.Ам.с}$, 2- $q_{вкл} = 570 \text{ Дж/л.Ам.с}$, 3- $q_{вкл} = 440 \text{ Дж/л.Ам.с}$, 4- $q_{вкл} = 330 \text{ Дж/л.Ам.с}$, 5- $q_{вкл} = 220 \text{ Дж/л.Ам.с}$.

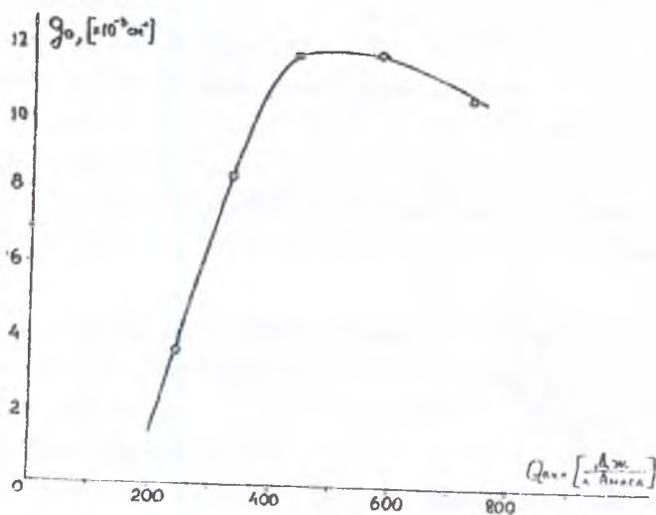


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала g_0 от удельного энерговклада в активную среду усилителя.

При достаточно больших плотностях энергии излучения на входе U ($\geq 0,7$ Дж/см²) для удельного энерговклада ~ 700 Дж/(л · Амага) наблюдается отклонение зависимостей (рис.3) от линейных. Этот факт свидетельствует о переходе к насыщенному режиму усиления, т.е. к режиму, в котором инверсная заселенность и коэффициент усиления зависят от плотности энергии излучения, распространяющегося в активной среде лазерного усилителя.

На основе экстраполяции экспериментальной зависимости (рис.3) к большим значениям $E_{вх.}$ можно определить E_s^* , которое для условий эксперимента составляет $\sim 2,5-5$ Дж/см² ($N=0,5$ Амага), что удовлетворительно согласуется с результатами качественных оценок этого параметра.

В условиях эксперимента плотность энергии излучения на входе U не превышала величины $1,3$ Дж/см². Удельный энергозъем с активной среды усилителя достигал при этом ~ 25 Дж/л · Амага для удельного энерговклада ~ 700 Дж/(л · Амага) (рис.3), что было в 5-6 раз меньше удельного энергозъема, полученного в аналогичных условиях возбуждения в режиме свободной генерации (~ 160 Дж/(л · Амага)). Электрооптический КПД усилителя составлял 3,5%. Меньшее значение энергозъема было обусловлено тем, что в эксперименте не выполнялось условие $E \gg E_s^*$.

Сравнение спектральных и временных характеристик излучения на входе и выходе U (рис.2 ; 5) для ненасыщенного усиления и режима, близкого к насыщенному, показывает, что скорее всего насыщенно усиление реализуется на отдельных, наиболее интенсивных в спектре излучения колебательно-вращательных линиях. При этом происходит трансформация спектрального состава импульса излучения и его формы. Наблюдается подавление некоторых ли-

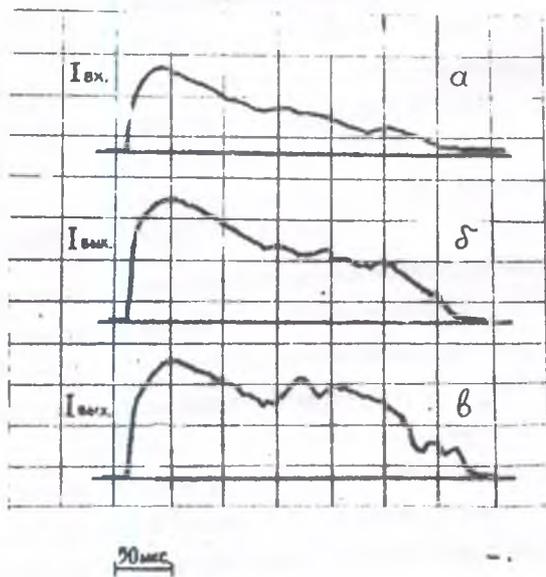


Рис. 5. Осциллограммы импульсов излучения на входе $\gamma/a/$ и его выходе $\delta, в/$. $Q_{\text{вкл}} = 570 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{Амгад})$;
 $E_{\text{вх}} = 0,1 \text{ /б/} ; 0,75 \text{ /в/ Дж}/\text{см}^2$.
Развертка по горизонтали 50 мкс/ деление.

ний (например, линии Р (16), 1872 см^{-1}), значительно усиливаются линии, которые из-за их малой энергии не были зарегистрированы в спектре генерации ЗГ. В большей степени усиливается задний фронт импульса, поскольку плотность мощности сигнала на входе в усилитель уменьшается на заднем фронте импульса излучения. Наблюдаемая трансформация спектра излучения (подавление ряда линий, сильное усиление слабых линий) говорит о том, что спектральный состав излучения на входе У не оптимален для усиления в условиях эксперимента, т.е. спектр генерации ЗГ не соответствует спектру усиления У, например, вследствие наличия каскадных процессов ЗГ. Такое рассогласование может приводить к снижению η_0 и росту E_s^* , как это происходит при рассогласовании условий накачки в схеме эксперимента (рис. 1а).

Таким образом, в экспериментах по исследованию усиления многочастотных импульсов излучения ($\tau_{\text{имп}} \sim 150 \text{ мкс}$) ЭИ СО лазера в многоуровневой среде ЭИ СО лазерного усилителя достигнут удельный энергоъем $\sim 25 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{Амага})$ при КПД $\sim 3,5\%$. Определено значение эффективной энергии насыщения E_s^* , которое для условий эксперимента составляет $\sim 2,5-5 \text{ Дж}/\text{см}^2$. Результаты экспериментов позволяют сделать вывод о необходимости тщательного согласования спектра генерации ЗГ со спектром усиления У, т.е. о необходимости формирования спектрального состава ЗГ в соответствии со спектром усиления У для обеспечения эффективного усиления многочастотного излучения ЭИ СО лазера в ЭИ СО лазерном усилителе.

П. ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА
И УГЛОВОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ЗАДАЧЕГО
ГЕНЕРАТОРА ; ПРОХОЖДЕНИЕ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В АТМОСФЕРЕ

На прохождение лазерного излучения через атмосферу влияет целый ряд факторов: молекулярное поглощение, поглощение и рассеяние на аэрозолях, гидрометеорах и т.д. Наличие двуокиси углерода в воздухе приводит, даже в условиях хорошей видимости, к поглощению излучения CO_2 лазера, которое достигает, например, для наиболее сильной линии излучения Р (20) (10,6 мкм), значения $\sim 0,3 \text{ км}^{-1}$ /6/. Излучение СО лазера поглощается парами воды, причем коэффициент поглощения в большой степени зависит от длины волны генерации и может отличаться на порядки даже для соседних колебательно-вращательных линий, спектральный интервал между которыми составляет всего 4 см^{-1} (см. табл. №1). Из табл.1, в которой приведены расчетные значения коэффициентов поглощения /7/, видно, что для ряда линий, соответствующих нижним рабочим переходам ЭИ СО лазера, поглощение излучения относительно мало ($\sim 0,3-0,05 \text{ км}^{-1}$), причем коэффициенты поглощения в несколько раз меньше коэффициента поглощения излучения CO_2 лазера в атмосферном воздухе. Однако, КПД ЭИ СО лазера, действующего в селективном режиме, например, на одной из таких линий, очень мал и составляет всего несколько процентов. Высокие значения КПД ЭИ СО лазера реализуются только при его работе на многих, связанных каскадным процессом, колебательных переходах, т.е. и в многочастотном режиме. Следовательно, необходимо формировать многочастотный спектр излучения ЭИ СО лазера, согласованный с "окнами прозрачности" атмосферы.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ НА НЕКОТОРЫХ РАВНОЧИХ ПЕРЕХОДАХ СО-ЛАЗЕРА

Таблица I

Полоса	ν , см ⁻¹	Переход	K, км ⁻¹ средн. широты H = 0 км	Примечание
1	2	3	4	5
4 → 3	2033,14 2029,13 2021,00 2016,88 2012,73 1978,37	P(8) P(9) P(11) P(12) P(13) P(21)	0,0561 0,0833 0,63 450 0,42 0,057	В рамках указаны переходы с малым значением коэффициента поглощения
5 → 4	2003,17 1999,15 1995,11 1992,77 1978,61 1974,37	P(9) P(10) P(11) P(14) P(15) P(16)	0,17 13 1,2 0,32 0,0771 0,25	
6 → 5	1977,27 1973,31 1961,16 1952,89	P(9) P(10) P(13) P(15)	0,231 0,27 130 0,45	
7 → 6	1955,37 1951,46 1943,54 1931,41 1923,17	P(8) P(9) P(11) P(14) P(15)	9,0 0,96 21 0,521 2000	
8 → 7	1909,88 1921,81 1917,85 1913,89 1909,88	P(8) P(10) (P11) P(12) P(13)	0,591 32 870 3,3 550	
9 → 8	1900,04 1893,17 1884,35 1880,34	P(9) P(10) P(13) P(14)	0,721 10,0 50 1,3	

I	2	3	4	5
	1868,12	P(17)	530	
10 → 9	1870,61 1854,93 1850,92	P(10) P(14) P(15)	82 0,78 4,3	
11 → 10	1852,41 1837,43 1829,61	P(8) P(12) P(14)	6,3 210 330	
12 → 11	1819,74 1792,43	P(10) P(17)	3,5 2300	
13 → 12	1786,85 1771,33	P(12) P(16)	13 8500	

лекции поперечных мод при малых значениях числа Френеля $N = \frac{a^2}{\lambda L}$ ($N \sim 2$ при радиусе $a = 1,5$ см, длине волны $\lambda \sim 5$ мкм и длине резонатора $L \sim 20$ м) [22]. Таким образом, применение плоского резонатора большой длины при малых числах Френеля позволяет одновременно осуществлять спектральную селекцию в соответствии с "окнами прозрачности" атмосферы и формировать максимальную направленность излучения.

В экспериментах в качестве задающего генератора использовался электроионизационный СО лазер с объемом активной среды ~ 2 л, конструкция и основные технические характеристики которого подробно описаны в [2]. Оптическая схема ЗГ показана на рис. 6. Лазерная камера закрыта просветленными пластинками из CaF_2 с коэффициентами отражения в области 5 мкм $\sim 1\%$. Резонатор был образован плоскими зеркалами: "глухим" медным зеркалом и полупрозрачным диэлектрическим зеркалом. Расстояние между зеркалами в экспериментах изменялось от 3 м до 25 м. Поперечное сечение активной среды ограничивалось двумя диафрагмами диаметром 30 мм каждая. Излучение лазера с помощью поворотных зеркал выводилось на трассу длиной до 120 м. Часть излучения с помощью плоскопараллельной пластины из BaF_2 отводилась на спектрограф. Калориметры K_1 и K_2 измеряли энергию излучения соответственно на выходе ЗГ и в различных точках трассы.

Увеличение длины резонатора лазера позволяло одновременно уменьшать расходимость излучения и достигать согласования спектра генерации с "окнами прозрачности" атмосферы благодаря присутствию в резонаторе столба атмосферного воздуха.

На рис. 7 представлены зависимость угловой расходимости (α) и энергии излучения (Q) от длины (L) плоского резонатора лазера. Расходимость характеризуется половинным углом

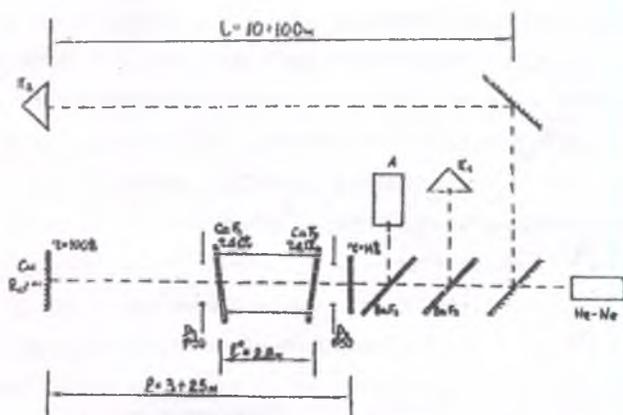


Рис.6. Оптическая схема задающего генератора $K_{1,2}$ -
калориметры, A - спектроанализатор, $D_{1,2}$ -диафрагмы,
 e - длина резонатора, L -длина трассы.

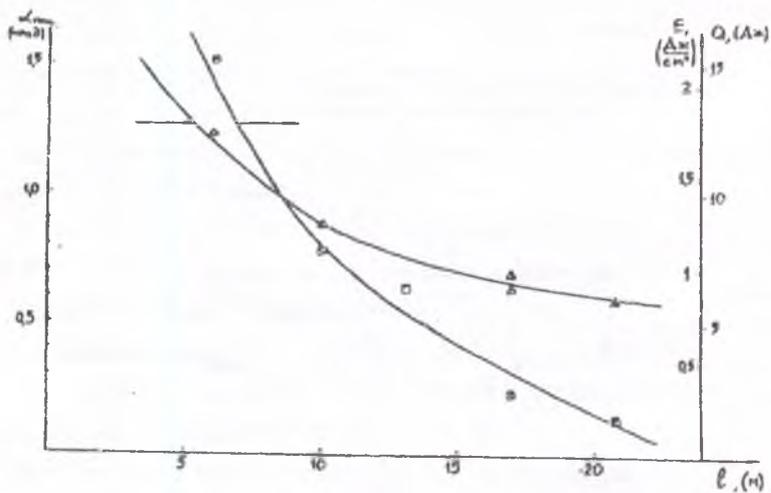


Рис.7. Зависимость угловой расходимости α (мрад) (половинный угол по полной энергии) и энергии излучения Q от длины плоского резонатора.

по полной энергии и измерена по фокальному пятну линзы с фокусным расстоянием 6 м. В пределах ошибок измерений расходимость излучения изменяется обратно пропорционально квадрату корню из длины резонатора (кривая 1 на рис. 7), что хорошо согласуется с известными результатами для лазеров других типов /21/. Падение энергии излучения с увеличением длины резонатора (кривая 2 на рис. 7) связано с увеличением дифракционных потерь и ростом пороговой энергии накачки. В дальнейших экспериментах была зафиксирована длина резонатора ~ 17 м и произведена оптимизация резонатора по пропусанию выходного зеркала. При коэффициенте отражения зеркала 4 (см. рис. 1) равном 14% была достигнута плотность энергии на выходе ЗГ ~ 1 Дж/см². Длительность импульса излучения по половине интенсивности при этом составляла ~ 150 мкс. Длительность импульса накачки ~ 50 мкс.

При фиксированной длине резонатора ЗГ ($e = 17$ м) была измерена расходимость излучения в дальней зоне. Калориметр K_2 (см. рис. 6) был установлен в дальней зоне на расстоянии 70 м от выходного зеркала лазера, большем френелевского расстояния $L_F \approx 40$ м. Измерялась энергия излучения, прошедшая через диафрагмы различных диаметров, установленных на калориметре. На рис. 8 показана доля энергии излучения, заключенная в конусе с углом при вершине α (кривая 1). Полный угол, в котором заключена половина энергии излучения ЗГ равен $6 \cdot 10^{-4}$ рад. Кривая 2 на рис. 8 представляет распределение энергии в дальней зоне при дифракционной расходимости излучения лазера. Как видно из рис. 8 расходимость излучения ЗГ по половине энергии приблизительно в 3 раза превосходит дифракционную, что связано, скорее всего, с рассеянием излучения

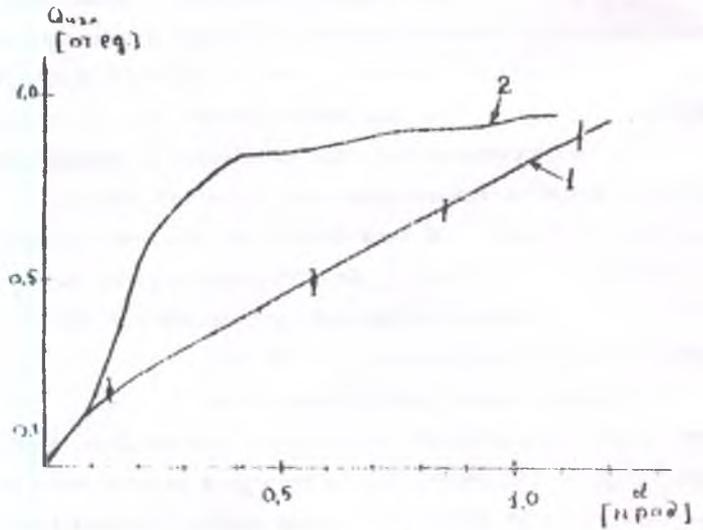


Рис. 8. Доля энергии излучения ЗГ (1), заключенная в конусе с углом при вершине α . 2 - распределение энергии в дальней зоне при дифракционной расхождении.

на неоднородностях плотности, существующих в узлах лазерной камеры, осуществляющих тепловую развязку между зеркалами резонатора, которые находятся при комнатной температуре, и охлаждаемой жидким азотом лазерной камерой.

При изменении длины резонатора регистрировались спектры излучения с помощью спектрографа „Optical Engineering, model 16-C (CO)“ с разрешением $0,5 \text{ см}^{-1}$.

Результаты спектральных измерений представлены на рис. 9, где показаны спектры генерации ЗГ при различных длинах резонатора и фиксированном энерговкладе в активную среду лазера.

С увеличением длины столба атмосферного воздуха в резонаторе сокращается число линий излучения и наблюдается тенденция к подавлению генерации на линиях с большими коэффициентами поглощения в атмосфере. Однако, ни столб атмосферного воздуха в резонаторе, ни водяная ячейка не способны сформировать спектр генерации, полностью согласованный с окнами прозрачности атмосферы. При использовании этих фильтров генерация развивается на линиях, характеризующихся большим значением параметра $g e^{-\gamma(l-l^*)}$ где g и l^* соответственно - коэффициент усиления и длина активной среды, γ и $(l-l^*)$ - коэффициент поглощения и длина столба атмосферного воздуха в резонаторе. Настройке спектра генерации лазера на линии с минимальным поглощением в атмосфере препятствует неравномерное распределение коэффициента усиления по вращательно-колебательным переходам в активной среде лазера. В результате такого распределения в лазере с внутрирезонаторным фильтром в виде столба атмосферного воздуха или ячейки с парами воды может отсутствовать генерация на линиях с минимальным поглощением, либо могут наблюдаться линии с большим затуханием в атмосфере. Линии с коэффициентами в несколь-

до десятков км^{-1} зарегистрированы в спектре лазера с длиной атмосферного столба 20 м (линия $P_{10 \rightarrow 9}$ (10) на рис.9).

Для того, чтобы выяснить в какой степени осуществляется согласование спектра генерации с "окнами прозрачности" атмосферы с помощью столба атмосферного воздуха, изучалось прохождение излучения ЗГ сквозь атмосферу. Калориметром K_2 регистрировалась энергия излучения на расстоянии до 100 м от лазера в двух случаях: 1) внутри резонатора длиной 2 м отсутствовал атмосферный воздух (прямая 1 на рис.10); 2) резонатор длиной 17 м содержал столб атмосферного воздуха длиной 15 м (прямая 2 на рис.10). Пунктирными линиями на рис.10 показаны результаты расчета доли энергии, прошедшей сквозь атмосферу, выполненные по известным теоретическим данным о коэффициентах поглощения атмосферы на рабочих переходах СО лазера /7/. Как видно из рис.10 при наличии воздуха в резонаторе поглощение излучения лазера атмосферой заметно уменьшается. Имеется хорошее совпадение в пределах ошибок измерения экспериментальных и теоретических результатов.

Таким образом, в ЗГ было достигнуто частичное согласование спектра излучения с окнами прозрачности атмосферы с помощью столба атмосферного воздуха в резонаторе. Использование длинного плоского резонатора позволило сформировать излучение ЗГ с расходимостью, близкой к дифракционной и плотностью энергии излучения $\sim 1 \text{ Дж/см}^2$ при выходной апертуре лазера 30 мм. Эксперименты по транспортировке излучения ЗГ на трассе длиной 0,1 км показали, что несмотря на частичное согласование спектра генерации с "окнами прозрачности" атмосферы, применение воздушной ячейки, позволяет более эффективно передавать энергию лазерного излучения на расстояниях до $\sim 0,1 \text{ км}$.

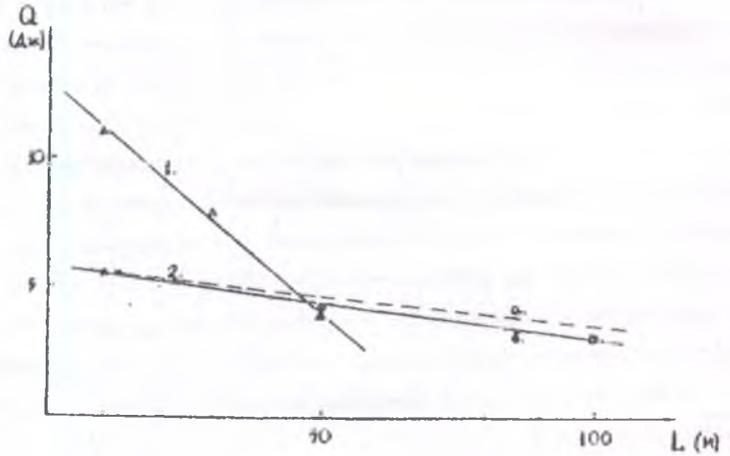


Рис. 10. Энергия излучения ЗГ на различных расстояниях от выходного окна лазера. 1 - ЗГ без воздушной ячейки; 2 - ЗГ с воздушной ячейкой длиной 15 м; пунктирная линия - результаты расчета для излучения ЗГ с известным спектральным составом.

Ш. МНОГПРОХОДНЫЙ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЙ СО ЛАЗЕРНЫМ УСИЛИТЕЛЕМ И ТРАНСПОРТИРОВКА В АТМОСФЕРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

По сравнению с лазерным генератором лазерная система "генератор-усилитель" обладает целым рядом преимуществ. В частности, влияние оптических неоднородностей активной среды на угловую расходимость излучения существенно меньше для лазерного У, чем для мощного лазерного генератора /21/. Создание маломощного ЗГ с заданным спектром и минимальной угловой расходимостью, и последующее усиление сформированного излучения в усилителе является более простой задачей по сравнению с созданием мощного однокаскадного лазера, который должен обладать целым комплексом необходимых для транспортировки излучения параметров. Поэтому применение лазерных систем позволяет более эффективно решать проблему транспортировки лазерного излучения. Для извлечения энергии, запасенной в активной среде У возможно применение различных оптических схем. В наших экспериментах использовалась трехпроходная телескопическая схема, позволяющая не только обеспечить энергосъем со всего активного объема У, но и уменьшить угловую расходимость излучения ЗГ при увеличении диаметра его пучка.

В качестве усилителя применялся НИ СО лазер с оптическим объемом ~ 10 л, конструкция которого аналогична конструкции ЗГ /2/. Оптическая схема эксперимента показана на рис. II. Активный объем У ограничен пластинами 2, изготовленными из CaF_2 . Излучение ЗГ вводилось через отверстие в зеркале 4 в трехпроходный телескоп, образованный зеркалами 4 и 3 (см. рис. II). Диаметр отверстия - 30 мм, увеличение телескопа $\sim 3,7$. После

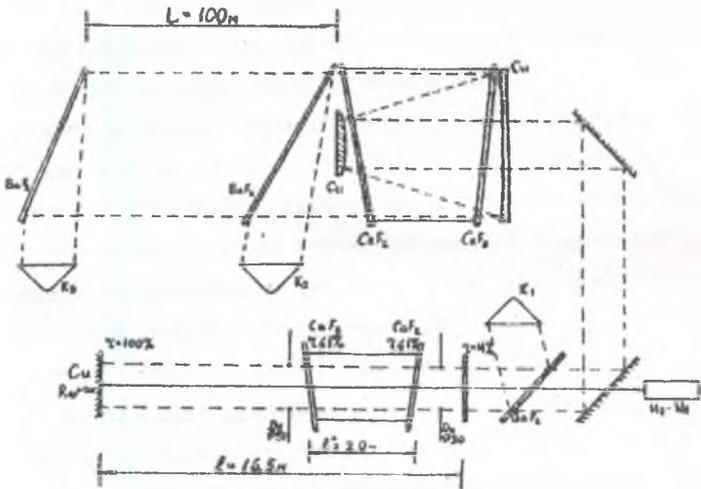


Рис. II. Оптическая схема лазерной системы, действующей по схеме; задающий генератор - усилитель.

усилителя лазерный пучок диаметром 110 мм выводился на трассу длиной до 120 м. Калориметры K_1-K_3 излучение на которое проходило с помощью плоскопараллельных пластин из BaF_2 , регистрировали энергию излучения соответственно на выходе ЗГ, на выходе У и на расстоянии ~ 100 м от У. ЗГ и У накачивались синхронно импульсом разрядного тока длительностью 50 нс. В экспериментах использовались смеси газов $CO:N_2:He = 1:9:10$ плотностью 0,5 Амага при начальной температуре 100 К.

При фиксированном входном сигнале ЗГ с плотностью энергии $\sim 1 \text{ Дж/см}^2$ измерялась энергия излучения на выходе У при различных энерговкладах в активную среду У.

На рис. 12 показана зависимость удельного и полного энерговысвещения У от удельного энерговклада в У. Максимальный удельный энерговысвещения ограничивался пробоем разрядного промежутка и достигал 550 Дж/(л · Амага). При увеличении энерговклада от 200 Дж/(л · Амага) до максимального наблюдается линейный рост выходной энергии У. Максимальный энерговысвещения составляет 30 Дж/(л · Амага), что соответствует КПД по вложенной энергии $\sim 6\%$. Отношение энергии на выходе У к энергии на входе при этом составляло величину ~ 20 . Энергия излучения лазерной системы составляет 150 Дж. Недостаточно высокие значения КПД и энергии излучения обусловлены тем обстоятельством, что в эксперименте не был достигнут режим усиления, при котором выполняется соотношение $E_{вх.} \gg E_{с.}$

Увеличение апертуры лазерного пучка с помощью телескопа позволило улучшить расходимость излучения ЗГ приблизительно в кратность увеличения телескопа. На рис. 13 показана картина распределения интенсивности излучения в фокальном пятне зер-

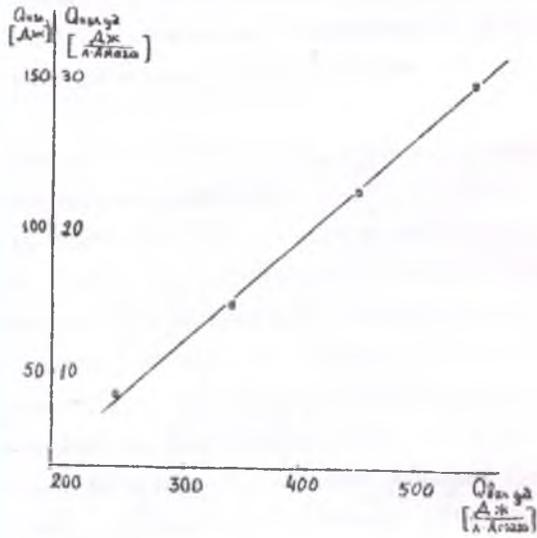


Рис. 12. Зависимость удельного и полного энергопотребления в усилителе от удельного энерговклада в активную среду U .

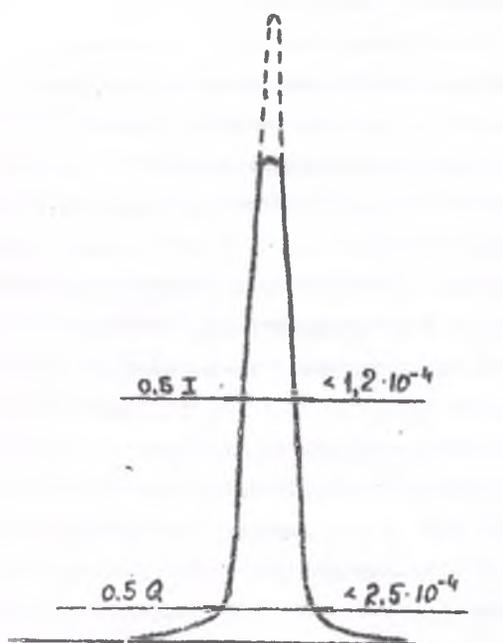


Рис.13. Распределение интенсивности излучения лазерной системы в дальней зоне (I, Q - интенсивность и энергия излучения).

кала с радиусом кривизны 10 м, полученная методом клина. Угловая расходимость излучения по половине интенсивности (полный угол по половине интенсивности) была не хуже, чем $1,2 \cdot 10^{-4}$ рад, расходимость по половине энергии - не хуже $2,5 \cdot 10^{-4}$ рад. Неоднозначность в определении расходимости связана с тем, что при использовании клина для регистрации распределения интенсивности в дальней зоне невозможно точно определить максимальную относительную интенсивность. Отсутствие следующего пятна в ряду пятен на термочувствительной бумаге может означать, что плотность энергии в нем незначительно ниже пороговой. В этом случае вершина распределения интенсивности по координате может быть вдвое выше, что показано на рис. 13 пунктирными линиями. Ошибка в определении расходимости таким способом тем выше, чем выше порог чувствительности применяемого для визуализации ИК излучения материала. В наших экспериментах в качестве термочувствительного экрана использовалась копировальная бумага с достаточно высокой пороговой плотностью энергии ($\sim 0,3$ Дж/см²).

Для более точного измерения угловой расходимости излучение лазерной системы фокусировалось с помощью изменения базы телескопа на расстоянии ~ 100 м. При этом было получено фокальное пятно размером 1,5 x 2 см, в котором было сосредоточено около половины энергии, достигшей мишени. Угловая расходимость по половине энергии, таким образом, составляет величину $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад, что в ~ 3 раза превышает дифракционную расходимость. При фокусировке излучения на мишени, расположенной в ~ 100 м от лазера, наблюдалась яркая вспышка. От "выстрела" к "выстрелу" пятно фокусировки перемещалось по мишени в горизонтальной плоскости. Смещение достигало ~ 2 см, т.е. точность фокусировки в горизонтальной плоскости не превышала

$2 \cdot 10^{-4}$ рад.

При прохождении излучения лазерной системы по затемненной трассе вдоль всей траектории луча наблюдалось свечение белого цвета, исходящее из центральной части луча диаметром 3 ± 5 см. При прохождении луча вблизи наблюдателя был слышен негромкий щелчок. Световые и акустические явления наблюдались также в резонаторе ЗГ. Плотность мощности излучения, при которой возникало свечение атмосферного воздуха, составляло ~ 20 кВт/см². С помощью калориметра К₃ (см. рис. II) регистрировалась энергия излучения на расстоянии 100 м от выхода лазерной системы. Измерения показали, что излучение с высокой плотностью мощности (~ 20 кВт/см²) сильнее поглощается атмосферой. Так, при прохождении трассы длиной 100 м поглощается 65% от энергии на выходе У, в то время как для ЗГ с меньшей плотностью мощности поглощение на той же длине 50%. Очевидно, что часть энергии излучения поглощается при наблюдаемом свечении трассы.

Для сравнения различных способов согласования спектра генерации ЖИ СО лазера с пропусканием атмосферы нами был выполнен расчет прохождения излучения СО лазера сквозь атмосферу по трассе длиной до 1 км. Использовались известные теоретические данные о коэффициентах поглощения атмосферой излучения СО лазера /7/ .

Результаты расчета, проведенного для атмосферных условий, в летнее время на уровне моря, характерных для средних широт, представлены на рис. I4. На рис. I5 представлены спектры излучения лазера, для которых проводились расчеты. Применение для согласования спектра столба атмосферного воздуха (кривые 4-7 на рис. I4) несколько снижает поглощение излучения лазера атмосферой по сравнению со случаем несогласованного спектра (кривая 8 на рис. I4). Более полное согласование достигается с

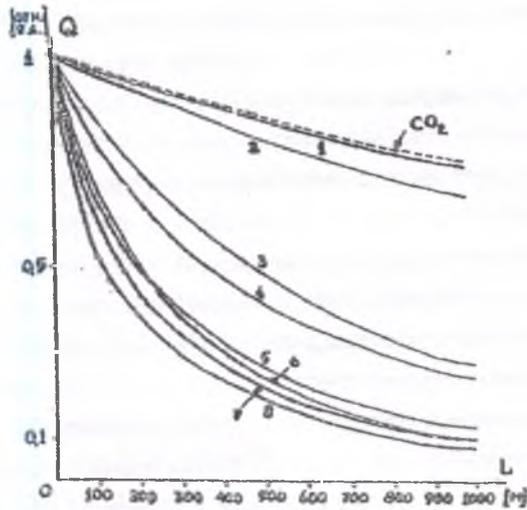


Рис. 14. Энергия излучения Q (в отн. ед.) ЭИ СО лазера с различным спектральным составом в зависимости от длины трассы

- | | |
|----------------------|---------------------|
| 1 - спектр а рис. 15 | 5 - спектр а рис. 9 |
| 2 - спектр б рис. 15 | 6 - спектр б рис. 9 |
| 3 - спектр в рис. 15 | 7 - спектр в рис. 9 |
| 4 - спектр г рис. 15 | 8 - спектр г рис. 9 |
- - - - - для излучения CO_2 лазера на линии P(20)
10,6 мкм диапазона (по данным работы /6/).

помощью ячейки с парами воды в резонаторе (кривая 3 на рис.14 по результатам работы /20/). Однако и в этом случае поглощение излучения CO лазера при прохождении сквозь атмосферу значительно больше, чем для CO₂ лазера (пунктирная кривая на рис.14). Кривые 1,2 на рис.14, показывает прохождение сквозь атмосферу излучения CO лазера со спектром, обеспечивающим наименьшее поглощение в атмосфере. Такой спектр, представленный на рис.15а,б, необходимо формировать при транспортировке излучения CO лазера на большие (~ 1 км) расстояния. Принципы формирования спектра следующие: 1) все его линии принадлежат различным колебательным полосам; 2) число линий спектра определяется числом колебательных полос, наблюдаемых обычно в режиме свободной генерации; 3) все линии спектра попадают в окна прозрачности атмосферы. Поскольку генерация в CO лазере со спектром, сформированным по указанным принципам, охватывает достаточно большое количество колебательных полос, не прерывается каскадное заселение генерирующих переходов, как в случае CO лазера с селективным резонатором. Это обеспечит высокую эффективность генератора и усилителя. Как видно из рис.14, пропускание излучения CO лазера с таким спектром не хуже, чем в случае CO₂ лазера. Для формирования спектра можно использовать схемы с дифракционной решеткой и набором зеркал.

Из анализа данных, представленных на рис.14, можно заключить, что выбор способа согласования спектра генерации CO лазера с "окнами прозрачности" атмосферы определяется тем, на какое расстояние необходимо передавать энергию излучения лазера. Так для мощных технологических CO лазеров это расстояние не превышает нескольких десятков метров, поэтому в данном случае эффективное согласование спектра может быть достигнуто в

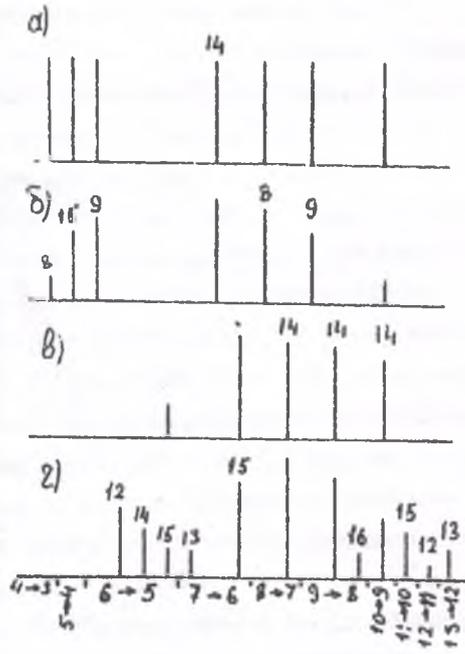


Рис. 15. Спектры излучения ЭИ СО лазера

- а - спектр излучения с минимальным поглощением в атмосфере ;
- б - тоже, что на рис.а с другим распределением энергии излучения по колебательным полосам ;
- в - спектр излучения лазера с водяной ячейкой в резонаторе по данным работы /20/.
- г - спектр излучения лазера с воздушной ячейкой в резонаторе по данным работы /20/.

однокаскадном лазере с помощью столба атмосферного воздуха в резонаторе. Этот способ привлекателен тем, что осуществляется автоматическая подстройка спектра под конкретные атмосферные условия: в резонаторе тот же воздух что и вне резонатора на пути луча. При этом необходимо обращать внимание на режим работы самого лазера: следует выбрать начальную температуру активной среды и мощность накачки таким образом, чтобы максимальное число линий генерации попало в окна прозрачности атмосферы.

Транспортировку излучения на большие ($> 0,1$ км) расстояния необходимо осуществлять в лазерной системе "генератор-усилитель" с жестко фиксированным в окнах прозрачности атмосферы спектром генератора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований впервые создана электроионизационная лазерная система на окиси углерода, действующая по схеме "Задающий генератор-Усилитель". Энергия излучения системы ~ 150 Дж, угловая расходимость по уровню половинной энергии $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад, по уровню половинной интенсивности $\sim 1,2 \cdot 10^{-4}$ рад. Показано, что для достижения насыщенного режима усиления многочастотных импульсов излучения ($\tau_{\text{имп.}} \sim 150$ мкс) ЭГ СО лазера, в условиях эксперимента необходимо на входе У обеспечивать плотность энергии излучения, большую, чем $2,5 \cdot 5$ Дж/см². При помощи воздушной ячейки проведено формирование спектрального состава излучения в соответствии с "окнами прозрачности" атмосферы. Осуществлена транспортировка 5 мкм излучения на трассе с длиной $\sim 0,1$ км.

Результаты исследований позволяют наметить этапы дальнейшей работы по созданию СО лазерных систем, предназначенных для транспортировки лазерного излучения и решению самой проблемы транспортировки излучения мощных СО лазеров через атмосферу:

- 1) активное формирование спектра излучения ЭГ по предложенной схеме в соответствии с "окнами прозрачности" атмосферы;
- 2) обеспечение режима насыщенного усиления (возможно, регенеративного) в лазерном усилителе;
- 3) экспериментальное исследование коэффициентов поглощения атмосферы на различных линиях излучения СО лазера;
- 4) исследование пропускания атмосферы для многочастотного импульса в зависимости от плотности мощности транспортируемого излучения.

Авторы выражают благодарность Ананьевой Н.В. за большую работу по проведению расчетов прохождения излучения СО лазера с различным спектральным составом в атмосфере вблизи земной поверхности.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н.Г.Басов, В.А.Данилычев, А.А.Ионин, И.В.Ковш.
Труды ФИАН, т. II6, 54 (1980)
2. Н.Г.Басов, В.Г.Бакаев, А.А.Ионин и др.
Препринт ФИАН №202, 1984г.
3. Б.Т.Алиев, Н.Г.Басов, И.В.Ковш, И.А.Леснов, В.А.Соболев.
"Квантовая электроника", №5, 874(1984)
4. С.А.Думаков, Л.Н.Малахов, В.Б.Шерстобитов и др.
"Квантовая электроника", 10, №2, 397 (1983)
5. Н.Г.Басов, В.А.Данилычев, В.Д.Зворыкин, и др.
ДАН СССР в печати, 1985г.
6. P.L.Kelley, R.A.McCall, R.H.Long, A.Snelson "Opt. and Quant. Electron.",
8, 117 (1976).
7. Отчет ГОИ № 174-08-79, (1983).
8. Н.Г.Басов, В.С.Казакевич, И.В.Ковш.
"Квантовая электроника", 9, №4(1982)
9. П.Г.Крюков, В.С.Летохов, УФН, 99, №2, 169(1969).
10. Э.Н.Лоткова, Л.Я.Островская, Н.Н.Соболева.
"Квантовая электроника", 4, №9 (1977).
11. Э.Н.Лоткова, Л.Я.Островская, Н.Н.Соболева.
Препринт ФИАН №115 (1978).
12. Э.Н.Лоткова, В.В.Сокоиков. Препринт ФИАН №223, (1978).
13. J.F.Figueira, W.H.Reichelt, G.T.Shappert et al, "Appl. Phys. Lett."
22, №6, 216 (1973).
14. R.L.Latson, J.P.Carpenter, D.E.Casperson et al, "IEEE J. Quant. Electron",
17, №9, 1662 (1981)
15. Н.Г.Басов, В.Г.Бакаев, А.А.Ионин и др.
"Квантовая электроника", 10, №6, 2161 (1983)
16. Н.Г.Басов, А.А.Ионин, И.В.Ковш и др.
Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции "Оптика лазеров"
стр.69, Ленинград, 1984г.
17. В.В.Регульский, Ф.С.Файзуллоев "Оптика и спектроскопия", 27,
707 (1969).

18. D.K.Rice "App. Opt."
13, #12, 2812 (1974).
19. M.L.Bhaumik et al, U.S. Patent
#4068195 (1978).
20. Н.Г.Басов, В.С.Казакевич, И.В.Ковш, др.
"Квантовая электроника", 10, №6, 1121 (1963).
21. Е.А.Ананьев
"Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного
излучения", М.Наука, 1979г.
22. Е.Ф.Иценко, Д.М.Клишков.
"Оптические квантовые генераторы". Сов.радио, М., 1968г.