

независимо взаимодействующими нуклонами, то средняя множественность на один взаимодействующий нуклон должна была быть равна 8,4.

Отметим, что было зарегистрировано также два взаимодействия, в которых множественность рожденных частиц превышала 100, что не противоречит гипотезе независимо взаимодействующих нуклонов. При определении $\langle n \rangle$ эти взаимодействия не учитывались.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куликов Г. В., Христиансен Г. Б. Анализ современных экспериментальных данных о космических лучах сверхвысоких энергий.— *Ядерная физика*, 1972, 15, с. 763—772. Калмыков Н. Н. и др. Широкие атмосферные ливни и характеристики взаимодействий при сверхвысоких энергиях.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1973, 37, с. 1430—1432.
2. Деденко Л. Г. Спектр первичных частиц по данным ШАЛ в области энергий 10^8 — 10^{10} ГэВ.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1976, 40, с. 1035—1036.
3. Ribicki K. Meson production in central collisions of heavy primaries of the cosmic radiation.— *Nuovo Cim.*, 1963, 28, p. 1437—1454.
4. Gagarin Yu. et al. Total disintegration of the target — nucleus initiated by relativistic heavy primaries and π^- -mesons ($E_{kin}=60$ GeV).— *Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München*, 1975, p. 2309—2313.
5. Бриккер С. И. и др. Регистрация ядерных взаимодействий частиц первичных космических лучей высокой энергии методом контролируемой эмульсионной стопки.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1974, 38, с. 930—934.
6. Шомоди А. и др. О множественной генерации частиц при соударениях ядер с энергией выше 10^{12} эв.— *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 26, № 1, с. 52—54.
7. Шомоди А. и др. О некоторых особенностях взаимодействий ядер с ядрами при энергиях $\sim 10^{12}$ эв.— *Изв. АН СССР, сер. физ.* 1978, 42, с. 1381—1384.
8. Barton H. R. et al. $p-p$ charge exchange scattering from 60 to 300 GeV/c.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, p. 1656—1661.
9. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М., 1976, 230 с.

Поступила в редакцию
30.03.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 621.375.826

Ф. А. КОРОЛЕВ, Д. Г. БАКАНОВ, А. Н. БАРАНОВ,
А. И. ОДИНЦОВ, А. И. ФЕДОСЕЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО СО₂-ЛАЗЕРА СМЕСИТЕЛЬНОГО ТИПА

В последнее время большое внимание уделяется разработке газодинамических лазеров (ГДЛ) на основе смеси СО₂—N₂, использующих схему подмешивания холодного СО₂ к колебательно-возбужденному азоту [1—2]. Такая система обладает существенными преимуществами перед обычным вариантом ГДЛ, в котором производится нагрев всех компонент рабочей смеси. Согласно данным работы [2] использование схемы подмешивания позволяет значительно повысить выходную мощность и КПД лазера. Однако в настоящее время в литературе имеется лишь весьма ограниченное число работ, посвященных исследованию ГДЛ этого типа (см., например, [1—5]).

В данной работе приводятся результаты систематических экспериментальных исследований смесительного газодинамического лазера. Эксперименты проводились на ГДЛ с импульсным электродуговым на-

гревом рабочего вещества. Основное отличие от установки, описанной ранее в [6], состояло в системе раздельной подачи газов. Напуск азота в форкамеру осуществлялся с помощью быстродействующего электромагнитного клапана. Величина давления регистрировалась градуированным пьезоэлектрическим датчиком, сигнал с которого через катодный повторитель поступал на осциллограф. Время истечения газа составляло 10^{-2} с. Подмешивание смеси CO_2 —He осуществлялось через ряд отверстий вблизи критического сечения сопла. Оптический канал, герметизированный окнами Брюстера из NaCl, имел в поперечном сечении размеры 15×65 мм².

Поскольку параметры потока изменяются в течение импульсного рабочего цикла ГДЛ, измерения всех величин производились с временной разверткой, либо с жесткой привязкой во времени по отношению к моменту включения импульсного электродугового разряда. Приводимые ниже значения величин определены через 2,5 мс после включения разряда, когда коэффициент усиления и мощность генерации достигают максимума.

Оптимизация смеси газов. В экспериментах по оптимизации лазерной смеси использовался резонатор, состоящий из сферического золотого и плоского германиевого зеркала с диэлектрическим покрытием (коэффициент отражения зеркала $r=92\%$). Выходное излучение фокусировалось линзой из BaF_2 на приемный элемент измерителя ИМО-2. Небольшая часть излучения ответвлялась на фотоспротивление Ge—Au для регистрации временных характеристик генерации.

Исследовалась зависимость мощности генерации от относительно содержания компонента смеси CO_2 —He и ее расхода. Измерения проводились при фиксированных начальных условиях газа в форкамере ($p_0=1,8 \cdot 10^6$ Па, $T_0=1500$ К). Точность измерения составляла 12%. Результаты экспериментов по оптимизации состава смеси представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, каждая кривая зависимости выходной мощности от состава смеси имеет максимум. Это говорит о наличии оптимального соотношения концентраций рабочего газа (CO_2) и газа, содержащего основной запас колебательной энергии смеси. Максимальная выходная мощность достигалась для подмешиваемой смеси CO_2 :He = 1:1 при соотношении расходов газов $Y = (n_{\text{CO}_2} + n_{\text{He}})/n_{\text{N}_2} = 0,5$. Таким образом, оптимальное соотношение компонент рабочей смеси составляло CO_2 :N₂:He = 1:4:1.

Полезное влияние присутствующего в смеси гелия заключается, по-видимому, в том, что, как и в случае ГДЛ без подмешивания, он ускоряет релаксацию нижнего лазерного уровня. Возможно также, что наличие гелия способствует турбулентному перемешиванию газа. С другой стороны, чрезмерное увеличение содержания в смеси гелия за счет CO_2 и вследствие этого уменьшение числа активных молекул приводит к падению коэффициента усиления. Как и следует ожидать, с увеличением доли CO_2 в подмешиваемом газе максимум выходной мощности достигается при меньших значениях Y . В оптимальных условиях была достигнута максимальная величина выходной мощности $\sim 1,5 \cdot 10^3$ Вт. При совместном нагреве смеси CO_2 —N₂—He для тех же начальных условий в форкамере мощность генерации уменьшалась более чем в четыре раза. Это свидетельствует о бесспорных преимуществах схемы селективного возбуждения.

Для найденного оптимального режима работы смесительного ГДЛ производилось экспериментальное исследование важнейших газодинамических и оптических параметров потока в зоне оптического резонатора.

Скорость потока, плотность и температура газа. Скорость потока определялась по движению «оптической метки», создаваемой путем локального облучения потока мощным лазерным импульсом ($\lambda = 10,6$ мкм) микросекундной длительности, который снимал часть колебательной энергии потока. Детектирование метки производилось ниже по потоку путем просвечивания его лучом стационарного CO_2 -лазера (регистрировалось уменьшение коэффициента усиления). Скорость

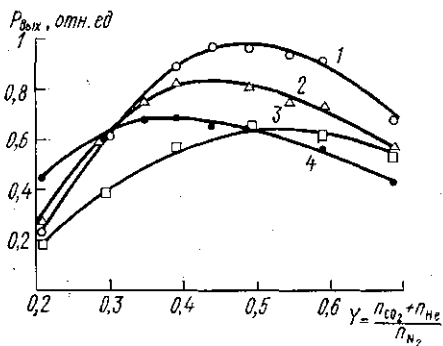


Рис. 1. Зависимость мощности генерации (в относительных единицах) от относительного расхода подмешиваемой смеси. Отношение концентраций CO_2 : He составляет: 1 — 1 : 1, 2 — 2 : 1, 3 — 1 : 2, 4 — подмешивается только CO_2

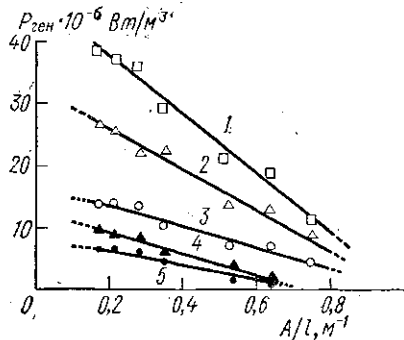


Рис. 2. Зависимость удельной генерируемой мощности от величины потерь резонатора (1—3 — смесительный ГДЛ, 4—5 — ГДЛ без подмешивания). Протяженность резонатора вдоль потока $h = 1,4$ (1) 2,8 (2, 4) и 5,6 (3, 5) см

определялась по времени запаздывания сигнала детектора относительно облучающего импульса. Измеренное значение скорости потока в смесительном ГДЛ составило $(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^5$ см/с. Сравнивая экспериментальное значение скорости потока с результатами теоретических оценок, а также с измеренным значением скорости в варианте ГДЛ без подмешивания, можно заключить, что при подмешивании газа вблизи критического сечения сопла торможение потока не слишком значительно.

Плотность потока определялась путем измерения концентрации молекул азота с помощью метода комбинационного рассеяния света [7] с учетом относительных расходов компонент смеси. Для полной плотности молекул в смеси CO_2 — N_2 — He было найдено $n = (9 \pm 2) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Более грубой является оценка плотности молекул по величине расхода газа и скорости потока в предположении одномерности течения: $n = G/vS$, где G — полный расход рабочей смеси по числу молекул, S — геометрическое сечение канала без учета толщины пограничных слоев. Такая оценка дает величину плотности, качественно согласующуюся с приведенным выше значением.

Используя найденное значение плотности газа и измеренную с помощью пьезодатчика величину статического давления в потоке по уравнению состояния было определено значение температуры газа $T_{\Gamma} = 360$ К.

Коэффициент усиления и мощность генерации. Измерение ненасыщенного коэффициента усиления k^0 на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм производилось путем просвечивания его лучом газоразрядного CO_2 -лазера непрерывного действия, стабилизированного по мощности. Для исключения влияния механических вибраций станина лазера укреплялась на мягкой подвеске. Диаметр зондирующего луча на входе в оптический

канал ограничивался диафрагмой $\varnothing \approx 3$ мм. Мощность излучения не превышала 1 Вт, так что оно не вызывало насыщения активной среды. Прошедшее через активную среду излучение регистрировалось с помощью приемника на основе GeAu, сигнал с которого подавался на запоминающий осциллограф С8-2.

Измерения проводились вдоль оси потока на различных расстояниях от критического сечения сопла. Величина усиления, измеренная на входе в зону оптического резонатора, оказалась равной $k^{0l} = 0,4 \pm \pm 0,04$. Найдено, что коэффициент усиления слабо меняется вдоль потока (в пределах зоны резонатора его изменение не превышает 20%). Это показывает, что влияние процессов релаксации и турбулентного перемешивания газовых компонент в зоне резонатора на наблюдаемый ход коэффициента усиления не очень значительно. Сделанные на основании этих измерений качественные оценки эффективной длины релаксации колебательной энергии в потоке дают значение $l_{\text{рел}} \geq 30$ см.

Коэффициент ненасыщенного усиления k^0 позволяет получить информацию о величине инверсной населенности рабочих уровней. В расчетах использовалась формула для величины k^0 в центре линии колебательно-вращательного перехода $v'J' - vJ$ со смешанным уширением [8]:

$$k^0 = \frac{\lambda^2 A_{21} \sqrt{\ln 2}}{4\pi^{3/2} \Delta\nu_D} u(0, \varepsilon) \Delta n_{vJ}. \quad (1)$$

Здесь A_{21} — коэффициент Эйнштейна, $\Delta n_{vJ} = n_{v'J'} - (g'/g) n_{vJ}$ — инверсия перехода, $u(0, \varepsilon)$ — функция Фойгта, $\varepsilon = \sqrt{\ln 2} \Delta\nu_{\text{ст}}/\Delta\nu_D$ — параметр, характеризующий отношение столкновительной (ударной) ширины линии $\Delta\nu_{\text{ст}}$ и доплеровской ширины $\Delta\nu_D$. Столкновительная ширина линии рассчитывалась по данным работы [9].

С учетом приведенных выше характеристик потока и измеренного значения коэффициента усиления формула (1) дает для инверсии рабочего перехода $\Delta n_{vJ} = 3,6 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Исходя из полученной величины Δn_{vJ} и принимая, что распределение молекул по вращательным уровням является бальмановским и соответствует температуре газа, рассчитывалась полная колебательная инверсия перехода $00^01 - 10^00$ молекулы CO₂ ($\Delta n_v = 5,4 \cdot 10^{15}$ см⁻³), а также (в предположении термической заселенности нижнего рабочего уровня) общее число колебательных квантов в молекулах азота и антисимметричной моде CO₂, приходящихся на единицу объема активной среды. Эти данные вместе с измеренной величиной скорости потока позволяют оценить предельную мощность генерации, которая может быть снята с газодинамического потока ($P_{\text{пред}} \approx 4 \cdot 10^3$ Вт).

Для исследования характеристик насыщения усиления снимались зависимости мощности генерации от добротности резонатора. Широко применяемый метод калиброванного изменения потерь резонатора с помощью помещаемых внутрь его наклонных пластин в нашем случае оказался неудобным, так как вследствие относительно большой ширины лазерного пучка интерференция лучей, отраженных от двух граней пластины, приводила к искажению результатов измерений. Изменение добротности резонатора в наших опытах производилось путем использования различных зеркал резонатора с известными характеристиками отражающих покрытий.

Результаты экспериментов приведены на рис. 2. Удельная генерируемая мощность рассчитывалась из измеренной выходной мощности ГДЛ с учетом известных значений полезного пропускания выходного зеркала, полных потерь резонатора на один проход A и действующего

объема активной среды (в качестве последнего брался объем, заполняемый полем излучения). Кривые на рис. 2 соответствуют различным значениям протяженности резонатора вдоль потока h . Видно, что при не слишком большом удалении от порога генерации кривые насыщения близки к прямым линиям.

Тангенс угла наклона графиков к оси абсцисс дает величину параметра насыщения I_0 [Вт/м²]. Экстраполяция графиков до пересечения с осью абсцисс дает пороговую величину потерь и тем самым значение ненасыщенного коэффициента усиления (усредненное по длине зеркал h). Эта величина в пределах ошибок совпадает с измеренной методом просвечивания. В области малых потерь резонатора ($A/l \leq \geq 0,3 \text{ м}^{-1}$, l — длина активной среды) прямолинейный ход графиков нарушается, причем отклонение особенно заметно для больших h . Это говорит о том, что насыщение коэффициента усиления в ГДЛ в общем случае не описывается простыми соотношениями, справедливыми для неподвижной среды [10]. Параметр насыщения ГДЛ существенно зависит от протяженности резонатора вдоль потока и тем самым от времени пролета частиц через резонатор $\tau_{пр} = h/v$. Значения I_0 уменьшаются с ростом h и имеют характерную величину $\sim 2-3 \text{ кВт/см}^2$. В ГДЛ с совместным нагревом компонент параметр насыщения значительно меньше, чем в смесительном ГДЛ.

Предельная мощность генерации. Имея набор экспериментальных кривых, изображенных на рис. 2, для различных значений h в принципе возможно путем экстраполяции графиков к нулевой величине потерь найти предельную мощность генерации $P_{пред}$, которая может быть снята с потока в идеальном резонаторе с бесконечной добротностью. Однако в силу отмеченной выше непрямолинейности графиков их экстраполяция является затруднительной.

Для экспериментального определения величины $P_{пред}$ нами был использован способ, основанный на измерении «остаточного» коэффициента усиления в потоке на выходе из резонатора. Измерения производились описанным выше методом просвечивания на расстоянии Δh от края зеркал ниже по потоку. Значение Δh выбиралось равным 1 см, что в наших условиях соответствовало ~ 3 длинам колебательного обмена энергией между молекулами CO_2 и N_2 . В этом случае населенность верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 успевает прийти в равновесие с заселенностью колебательных состояний N_2 , а релаксация колебательной энергии на длине Δh будет незначительна.

В опытах производились одновременные измерения «остаточного» коэффициента усиления $k_{вых}(h)$ и выходной мощности генерации $P_{вых}(h)$ при различных значениях протяженности резонатора вдоль потока. Из рис. 3, а, на котором приведены результаты измерений, видно, что по мере возрастания h , сопровождающегося ростом $P_{вых}$, величина $k_{вых}(h)$ уменьшается. Поскольку для слабoreлаксирующих смесей (когда можно пренебречь потерями на релаксацию в зоне резонатора) доля запасенной в среде колебательной энергии, которая может быть переведена в индуцированное излучение, с хорошим приближением пропорциональна ненасыщенному коэффициенту усиления потока, относительную величину колебательной энергии, снимаемой в резонаторе, можно характеризовать выражением $\chi(h) = 1 - k_{вых}/k^0$ (пунктирная кривая на рис. 3, а).

График на рис. 3, б, иллюстрирует связь снимаемой с потока мощности $P_{ген}$ и остаточного коэффициента усиления $k_{вых}$. Прямолинейность графика указывает на относительно слабое влияние релаксационных потерь колебательной энергии в зоне резонатора. Величина

$P_{\text{пред}}$ получается путем экстраполяции зависимости $P_{\text{ген}}(k_{\text{вых}})$ к нулевому значению $k_{\text{вых}}$, что дает величину $P_{\text{пред}} \approx 3,3 \cdot 10^3$ Вт. Эта цифра удовлетворительно согласуется со значением, полученным выше на основе измерений ненасыщенного коэффициента усиления и газодинамических параметров потока.

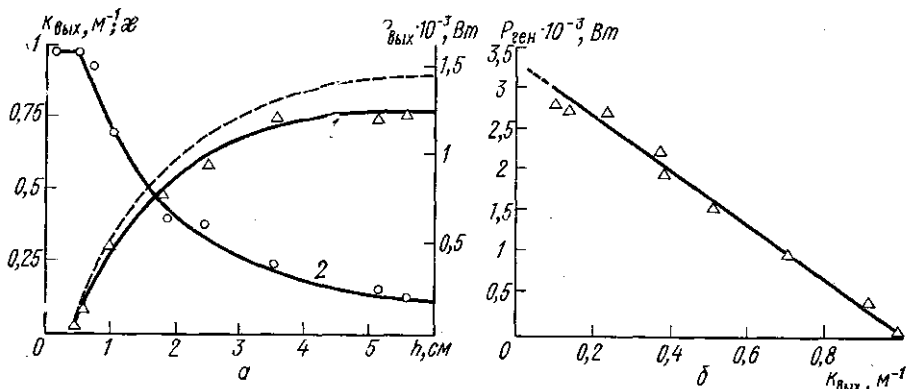


Рис. 3. Зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ (1), коэффициента усиления на выходе резонатора $k_{\text{вых}}$ (2) и относительной величины энергосъема κ (пунктирная линия) от протяженности резонатора вдоль потока $h(a)$; генерируемая мощность $P_{\text{ген}}$ как функция величины $k_{\text{вых}}$ (б)

Таким образом, использованные в данной работе оптические методы диагностики колебательно-возбужденного газодинамического потока позволяют получать достаточно полную и надежную информацию о характеристиках активной среды CO_2 -ГДЛ.

Авторы благодарят П. И. Лобачева за помощь в изготовлении ряда узлов экспериментальной установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bronfin V. R., Voedecker L. R., Cheyer J. P. Thermal laser excitation by mixing in a highly convective flow.— *Appl. Phys. Lett.*, 1970, 16, p. 214—217.
2. Крошко В. Н., Солоухин Р. И., Фомин Н. А. Газодинамический лазер со смещением в сверхзвуковом потоке.— В кн.: Газовые лазеры. Новосибирск, 1977, с. 59—82.
3. Ачасов О. В., Солоухин Р. И., Фомин Н. А. Численный анализ характеристик газодинамического лазера с селективным тепловым возбуждением и смещением в сверхзвуковом потоке.— *Квант. электр.*, 1978, 5, № 11, с. 2337—2341.
4. Остроухов Н. Н., Ткаченко Б. К. Эффективность возбуждения CO_2 в газодинамическом лазере со смещением газов.— *Квант. электр.*, 1978, 5, № 4, с. 924—926.
5. Russel D. A., Neise S. E., Rose P. H.— Screen nozzles for gasdynamic lasers.— *AIAA Journal*, 1975, 13, p. 593—599.
6. Одинцов А. И., Федосеев А. И., Баканов Д. Г. Газодинамический лазер с нагревом рабочего вещества импульсным электродуговым разрядом.— Письма в ЖТФ, 1976, 2, вып. 4, с. 145—149.
7. Баканов Д. Г., Одинцов А. И., Федосеев А. И., Шарков В. Ф. Применение комбинационного рассеяния света для определения заселенностей колебательных уровней азота в неравновесном газодинамическом потоке.— *Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.*, 1979, 20, № 2, с. 46—50.
8. Тынский В. П. Мощные газовые лазеры.— *Успехи физ. наук*, 1967, 91, с. 389—424.
9. Бирюков А. С. и др. Анализ данных по вероятностям спонтанного излучения и сечениям уширения линий перехода $00^0_1-10^0_0$ молекулы CO_2 .— *Квант. электр.*, 1976, 3, № 8, с. 1748—1754.
10. Rigrod W. W. Saturation effects in high-gain lasers.— *J. Appl. Phys.*, 1965, 36, p. 2487—2490.

Поступила в редакцию
03.07.78