

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.378.33

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С СОЛНЕЧНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ*Б. Ф. Гордиец, В. Я. Панченко*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	551
2. Общие требования к лазерным средам, возбуждаемым Солнцем	552
3. Лазеры с прямым возбуждением солнечным светом	555
3.1. Основные характеристики лазерных сред	555
3.2. Фотодиссоционный Br_2 — CO_2 -лазер	556
3.3. Лазеры на молекулах интергалогенов	558
3.4. Йодные лазеры	559
3.5. Лазеры на парах щелочных металлов	560
4. Лазеры с тепловым преобразованием солнечной накачки	561
4.1. Общие соображения	561
4.2. CO_2 -лазер с возбуждением в полости черного тела и прокачкой газа	562
4.3. Непрерывный CO_2 -лазер без прокачки газа	565
5. Космические лазерные среды с солнечным возбуждением	567
5.1. Инверсная населенность молекулярных уровней в верхней атмосфере Земли	567
5.2. Лазерный эффект в атмосферах Венеры и Марса	568
5.3. Наземная экспериментальная техника наблюдения инфракрасного излучения в атмосферах планет	572
5.4. Проекты лазерных систем в атмосферах Венеры и Марса	573
6. Заключение	574
Список литературы	574

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящем обзоре представлены результаты исследований возможностей прямого преобразования солнечного излучения в лазерное в молекулярных газах, т. е. по созданию газовых лазеров с солнечной накачкой, и рассмотрения природных лазерных эффектов в атмосферах планет, освещаемых Солнцем.

Первое сообщение о возможности создания лазеров с солнечным возбуждением на галогенсодержащих газах было сделано в 1976 г. на семинаре кафедры волновых процессов Московского университета, руководимом Ремом Викторовичем Хохловым (см. ¹).

В широком круге научных интересов Р. В. Хохлова важное место занимали исследования нетрадиционных способов возбуждения активных сред газовых лазеров, создание мощных молекулярных лазерных систем и поиск новых путей управления физико-химическими процессами с помощью лазерного излучения ²⁻¹⁸. Р. В. Хохловым с сотрудниками были выполнены работы по анализу новых схем химических лазеров ^{3, 4} и газодинамических лазеров на продуктах детонации твердых веществ ⁵, по использованию «горячих» атомов для создания инверсной населенности в газовых средах ^{6, 7}, проведены исследования нового в то время класса процессов — «радиационно-столкновительных» — для создания молекулярных лазеров ⁸. Р. В. Хохлов был одним из основоположников нового направления — инициирования и управления с помощью лазерного излучения химическими процессами

в молекулярных газах⁹ и на поверхности^{10, 11}. В лаборатории нелинейной оптики МГУ, возглавляемой Р. В. Хохловым, исследовались взаимодействия мощного лазерного излучения с резонансно поглощающими газами и распространения излучения в этих средах; охлаждение молекулярных газов лазерным излучением^{12, 13}; колебательная релаксация в сильных лазерных полях¹⁴; диссоциация многоатомных молекул, смещение химического равновесия и разделение изотопов в сильных ИК полях^{15, 16, 17}; распространение УФ излучения в озоносфере Земли¹⁸.

Одним из нетрадиционных способов возбуждения лазерных сред, которым интересовался Р. В. Хохлов, является накачка газовых сред солнечным излучением. Предлагаемый обзор и посвящен прежде всего изложению этого вопроса.

Достижения в области лазерной физики и лазерной технологии, а также проблемы энергоресурсов Земли и создание экологически чистых источников энергии вызывают интерес к изучению возможностей прямого преобразования солнечного излучения в энергию лазерного излучения. Создание мощных солнечных лазеров внесло бы существенный вклад в развитие таких важных технологий, как энергоемкая лазерная химия, лазерное упрочнение материалов, сверхчистая высокотемпературная плавка и ряд других. Важное место мощные солнечные лазеры могли бы занять и в энергетике. Так, в настоящее время разрабатывается проект создания мощных электростанций в открытом космосе, работающих на солнечных батареях. Передачу энергии, выработанной фотоэлементами, на Землю для ее дальнейшей утилизации планируется осуществлять с помощью СВЧ генераторов¹⁹. Использование в такого рода проектах солнечного лазера дало бы ряд преимуществ, связанных с высокой концентрацией энергии в лазерном пучке и малой его расходимостью. При приеме такого пучка на Земле возможно его преобразование в различные виды энергии, в том числе и в механическую²⁰.

2. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ЛАЗЕРНЫМ СРЕДАМ, ВОЗБУЖДАЕМЫМ СОЛНЦЕМ

Первыми лазерами с прямой солнечной накачкой и единственными реализованными экспериментально до настоящего времени были лазеры на твердом теле²¹⁻²⁶: на кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ и $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$. С использованием таких сред была получена генерация мощностью до 18 Вт²⁶. Однако дальнейшее повышение мощности твердотельных солнечных лазеров и применение их в гелиоэнергетике наталкивается на ряд трудностей, обусловленных следующими причинами:

а) Необходимостью использования значительных степеней концентрации солнечного света ($\xi > 10^3$) и, следовательно, применения сложных гелио-концентраторов. Это обусловлено высокими пороговыми мощностями накачки, необходимыми для образования инверсной населенности уровней.

б) Необходимостью работы при низких (во многих случаях криогенных²¹⁻²⁴) температурах среды.

в) Трудностью использования больших объемов активной среды.

г) Невысокой оптической и термической прочностью кристаллов.

Для получения в сравнительно простых условиях непрерывной генерации значительной (на уровне ~ 1 кВт и больше) мощности весьма перспективным представляется использование в солнечных лазерах газовых активных сред. Перед твердотельными они имеют, в принципе, ряд важных преимуществ: требуют меньших пороговых мощностей накачки (из-за больших времен жизни уровней и меньших ширин линий излучения), позволяют использовать большие объемы среды, что важно для получения больших мощностей генерации, допускают работу при умеренных (порядка комнатных и даже выше) температурах. Некоторыми из указанных преимуществ обладают и жидкие лазерные среды. Сравнительный анализ возможностей твердотельных и газовых солнечных лазеров приводился в обзоре²⁷.

Все вышесказанное позволяет надеяться на получение в будущем непрерывной генерации значительной мощности при использовании сравнительно простых гелиосистем. Именно поэтому с проектами создания газовых лазеров с солнечным возбуждением связаны определенные надежды на создание в космосе мощных энергетических и технологических систем — с преобразованием энергии солнца в лазерное излучение. Так, в США под эгидой НАСА активно ведутся исследования по отбору лазерных сред — кандидатов для космических газовых лазеров с солнечным возбуждением^{28, 29}.

Здесь следует отметить, что существуют достаточно простые косвенные способы трансформации энергии солнечного излучения в энергию лазерного излучения с использованием промежуточных звеньев преобразования солнечной энергии в тепловую или электрическую. Например, возможно применение газодинамических лазеров, у которых нагрев рабочей среды перед газодинамическим расширением осуществляется солнечным излучением. Такая схема солнечного лазера из-за легко достижимой высокой ($\eta \approx 100\%$) эффективности трансформации солнечной энергии в тепловую позволяет получить КПД преобразования солнечной энергии в лазерную, равный КПД газодинамических лазеров, т. е. на уровне нескольких процентов. К настоящему моменту эта схема реализована экспериментально³⁰ путем подогрева до 1473 К азота и последующего смещения его с CO_2 . На лазерном переходе CO_2 ($00^0_1 \rightarrow 10^0_0$) получена мощность генерации $\sim 1,5$ Вт с КПД $\sim 0,7\%$. Возможно также применение солнечных батарей, которые позволяют с эффективностью $\sim 10\%$ трансформировать солнечную энергию в электрическую, а последнюю при использовании электроразрядных CO_2 и СО-лазеров с эффективностью соответственно 10 и 30% можно преобразовать в лазерное излучение.

Однако наиболее привлекательным является создание такого солнечного газового лазера, в котором не было бы необходимости преобразовывать энергию излучения в другие виды, отличные от когерентного лазерного излучения. Анализу возможностей создания таких схем и посвящено дальнейшее изложение.

Сформулируем общие требования к газам — кандидатам на рабочую среду лазера с прямым преобразованием солнечного излучения. Эти требования следующие:

а) наличие широкой (и по возможности непрерывной) полосы поглощения в области спектра, где сосредоточена основная доля излучения накачки;

б) существование процессов, приводящих при поглощении излучения к образованию инверсной населенности уровней;

в) восстанавливаемость химического состава лазерной смеси, в которой под действием излучения возможно протекание различных химических реакций.

Если накачка активной среды осуществляется непосредственно сконцентрированным солнечным светом, то вышеуказанные требования должны выполняться, естественно, для систем, поглощающих излучение преимущественно в видимой области спектра. Однако, в принципе, возможно создание солнечного лазера, в котором для накачки используется излучение, трансформированное с помощью черного тела из видимой области спектра в инфракрасную (см. ниже, раздел 4). В этом случае вышеуказанные требования относятся, конечно, к газам, поглощающим инфракрасное излучение.

При оптической накачке газов сконцентрированным солнечным излучением вышеуказанным требованиям в разной степени удовлетворяют молекулы галогенов (Br_2 , I_2 , Cl_2), интергалогенов и галогенсодержащих (IBr , $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ и др.) и щелочей (Na_2 , Cs_2 , Rb_2). Отметим здесь, что ранее уже предлагалось использование этих газов в гелиоэнергетике в качестве теплоносителей³¹. Для нашей же проблемы важно, что поглощение солнечного света в таких средах может приводить как к возбуждению электронных состояний с последующей их столкновительной и радиационной релаксацией и переходом обратно в исходное основное электронное состояние молекулы, так и к диссо-

циации молекул с образованием электронно-возбужденных атомов-продуктов. Оба эти процесса могут, в принципе, привести к образованию инверсной населенности. Так, в первом случае в результате колебательно-вращательной релаксации электронно-возбужденные молекулы могут скопиться на нижних колебательных уровнях электронного терма с равновесным межъядерным расстоянием, смещенным относительно равновесного межъядерного расстояния нижнего терма (рис. 1, а). По принципу Франка — Кондона наиболее

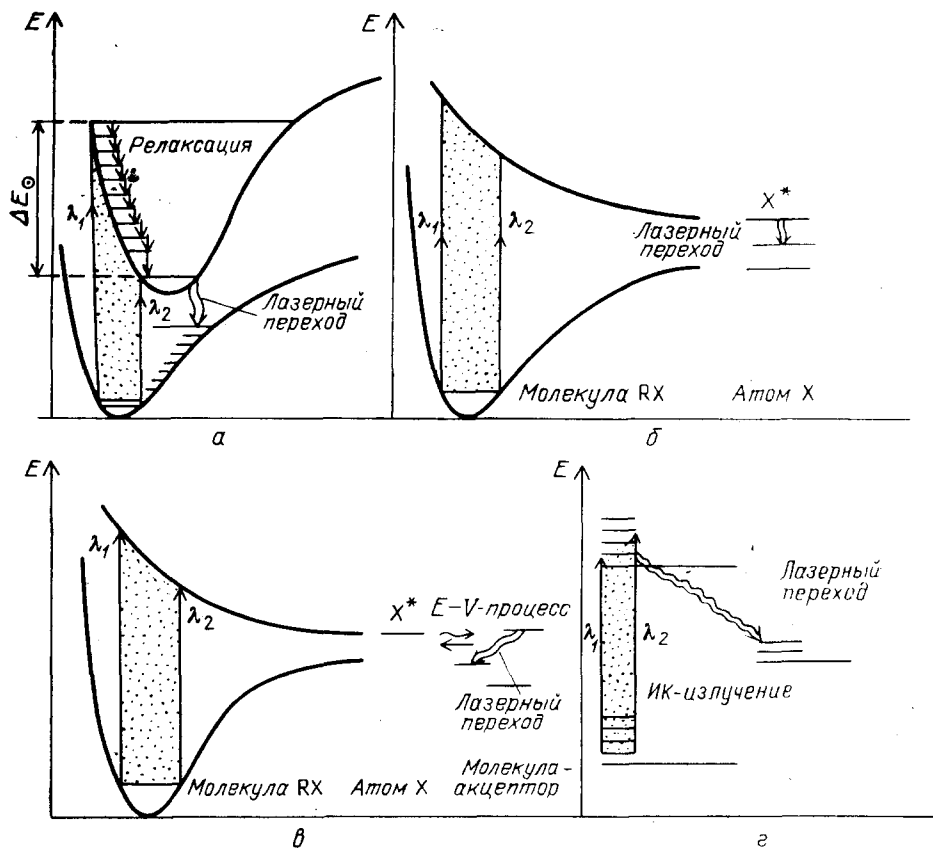


Рис. 1. Схемы возбуждения энергетических уровней в газовых лазерах с солнечной накачкой

эффективным будут радиационные переходы с этих нижних колебательных уровней возбужденного терма на верхние колебательные уровни нижнего терма. Последние из-за быстрой столкновительной релаксации при относительно невысокой температуре газа могут быть слабо заселены, т. е. в системе может реализоваться инверсная населенность. До настоящего времени, однако, анализ условий возникновения инверсии и расчеты характеристик солнечных лазеров такого типа не проведены.

Во втором случае к инверсной населенности может приводить, в принципе, либо накопление образуемых при фотодиссоциации электронно-возбужденных атомов (конечно, без накопления атомов на нижнем уровне) (рис. 1, б), либо передача энергии от этих электронно-возбужденных атомов к другим молекулам-акцепторам с энергетическими уровнями, удобными для образования инверсной населенности их (рис. 1, в)*.

*) Передача возбуждения молекулам-акцепторам может, в принципе, осуществляться не только от возбужденных атомов-продуктов фотодиссоциации, но и от возбужденных солнечным излучением молекул.

В схеме солнечного лазера с накачкой ИК излучением черного тела, нагреваемого концентрированным солнечным светом, в качестве активной среды целесообразно, естественно, использовать оптически активные в ИК области спектра молекулы с колебательно-вращательными полосами поглощения ИК излучения. Инверсию населенностей в такой схеме можно, в принципе, получить на различных колебательно-вращательных уровнях либо самой молекулы, поглощающей излучение (рис. 1, з), либо молекулы-акцептора.

3. ЛАЗЕРЫ С ПРЯМЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ СОЛНЕЧНЫМ СВЕТОМ

3.1. Основные характеристики лазерных сред

Важными параметрами при отборе рабочей среды газового солнечного лазера являются: длина волны в экстремуме поглощения λ_m , ширина полосы поглощения $\Delta\lambda$, определяющая эффективность поглощения солнечного света

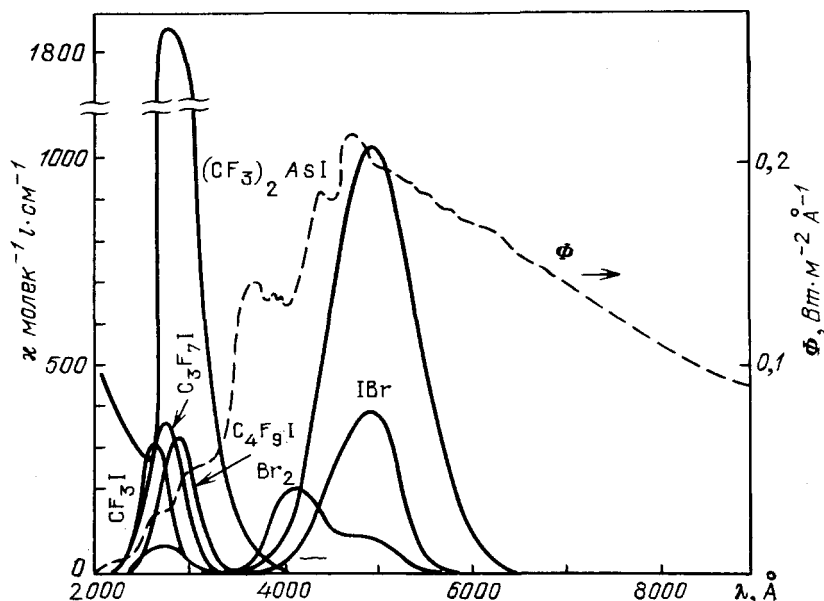


Рис. 2. Коэффициенты поглощения различных газов — рабочих сред солнечных лазеров k и спектральное распределение потока солнечной радиации

η_0 , сечение поглощения σ , квантовый КПД $\eta_{кв}$, т. е. отношение энергий лазерного и поглощаемого солнечного излучений, возможная рабочая температура активной среды $T_{раб}$ и длина волны генерации $\lambda_{ген}$.

Для сред-кандидатов, привлекающих наибольшее внимание исследователей, эти параметры, взятые из работ ^{27, 29-47}, представлены на рис. 2 и в табл. I. Из приведенных данных видно, что молекулы галогенов I_2 , Br_2 имеют определенные преимущества по сравнению с молекулами типа RI по эффективности поглощения излучения Солнца, однако уступают последним по квантовому КПД. Объясняется это тем, что при использовании галогенов лазерную генерацию предлагается получать на молекулах-акцепторах в средней ИК области спектра (по схеме рис. 1, з). На молекулах же IBr и RI возможна, в принципе, генерация и по схеме рис. 1, б на электронных переходах $Br(4^2P_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2})$ и $I(5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2})$ в ближней ИК области. По такой же схеме (но с иным механизмом очистки нижнего лазерного уровня) предложено получение генерации в смеси $Cs_2 - Xe$.

Основные параметры газовых лазеров с солнечной накачкой

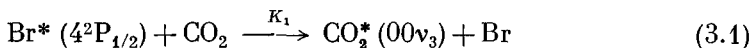
Рабочая смесь	$\lambda_m, \text{Å}$	$\Delta\lambda, \text{Å}$	$\sigma, \text{см}^2$	$\eta_{\odot}, \%$	$\eta_{\text{КВ}}, \%$	$\eta = \eta_{\odot} \eta_{\text{КВ}}, \%$	$T_{\text{раб}}$	$\lambda_{\text{ген}}$
$\text{Br}_2 - \text{CO}_2$	4889 4141	1500	$3 \cdot 10^{-19}$	25	4	1	350	9–12 мкм
$\text{I}_2 - \text{HF}$	5000 5072	1000	$2 \cdot 10^{-18}$ $6 \cdot 10^{-19}$	45	2	0,9	300	4,7 мкм
IBr	2682	1100	$1,3 \cdot 10^{-18}$	13	18,5	2,4	600	2,715 мкм
$\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$	2745	270	$6 \cdot 10^{-19}$	1,2	20	0,24	650	1,315 мкм
$\text{Cs}_2 - \text{Xe}$	5000	100	10^{-18}	0,1	0,4	0,04	650	1,38 мкм
Na_2	4850	150	$3 \cdot 10^{-14}$	2	90	1,8	800	5250 Å

Заметим, что среды, в которых поглощение солнечного света осуществляется гомоядерными молекулами, обладают еще одним важным достоинством — легкой восстанавливаемостью исходного химического состава.

В табл. I включены также оценочные данные для Na_2 -лазера. Создание лазеров на парах металлов Na_2 , K_2 , Rb_2 , работающих по схеме рис. 1, а, несомненно, представляют интерес для преобразования солнечного света в лазерное излучение в ближней ИК или видимой области с высоким квантовым КПД. Кроме того, димеры типа Rb_2 могут, в принципе, использоваться и в схемах рис. 1, в. Однако работоспособность лазерных схем с парами щелочных металлов еще не исследована. Одной из причин, сдерживающих теоретическое моделирование схем солнечных лазеров, является скудность надежной информации по константам скоростей различных физико-химических процессов, протекающих в смеси газов с продуктами фотохимических реакций. Именно поэтому к настоящему времени исследовано лишь несколько конкретных схем солнечных лазеров. Ниже приводится краткий анализ этих схем.

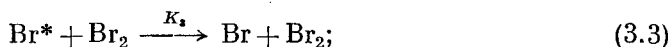
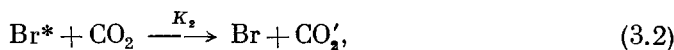
3.2. Фотодиссоционный $\text{Br}_2 - \text{CO}_2$ -лазер

В этой схеме газового лазера с солнечной накачкой¹ было предложено использовать смесь газов $\text{Br}_2 : \text{CO}_2 : \text{He}$. Молекулы Br_2 поглощают солнечный свет в диапазоне 3800—5300 Å с сечением (по полувысоте кривой поглощения) $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. На указанный спектральный интервал приходится $\approx 25\%$ энергии солнечного излучения. При поглощении происходит диссоциация молекул Br_2 с образованием возбужденного атома Br^* ($4^2P_{1/2}$) с энергией $3685,2 \text{ см}^{-1}$. Столкновение

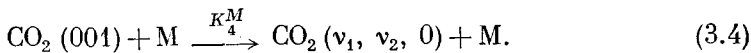


вызывает возбуждение асимметричного типа колебаний молекул CO_2 , что при определенных условиях может привести к образованию инверсной населенности на традиционном лазерном переходе $\text{CO}_2 (00^04) \rightarrow \text{CO}_2 (10^00)$. Химическая устойчивость смеси обеспечивается восстановлением молекулярного брома в реакциях объемной трехчастичной рекомбинации $\text{Br} + \text{Br} + \text{M} \rightarrow \text{Br}_2 + \text{M}$ и гетерогенной рекомбинации, контролируемой диффузией атомов к стенкам сосуда.

Помимо (3.1) важными каналами дезактивации атомов Br^* являются столкновения



здесь в (3.2) не включены акты (3.1), т. е. $\text{CO}_2' \neq \text{CO}_2 (00\nu_3)$. Вредными для образования инверсной населенности являются также нагрев газа и дезактивация верхнего рабочего уровня в соударениях ($M = \text{CO}_2, \text{Br}_2, \text{Br}, \text{He}$)



Для улучшения теплового режима смеси и обеспечения заметного поглощения солнечного света без существенного перегрева в газ добавляется гелий и используется прямоугольная кювета с тремя характерными размерами (минимальным размером — шириной l , определяющей отток тепла к стенкам, глубиной H , обеспечивающей поглощение на одном проходе заметной доли потока солнечного излучения, длиной L , обеспечивающей достаточное усиление и генерацию на рабочем переходе.)

В ³² показано, что выбранная среда с такой кюветой позволяет осуществить непрерывную генерацию на солнечной накачке, причем при реальных степенях концентрации солнечной радиации. Так, в предположении, что населенность нижнего лазерного уровня $\text{CO}_2 (10^0)$ близка к равновесной (что достигается ускорением его релаксации гелием), можно показать, что для смеси $N_{\text{Br}_2} : N_{\text{CO}_2} : N_{\text{He}} = 1 : a : b$ инверсия имеет место при выполнении условий

$$\begin{aligned} \Phi \xi \Phi : N_{\text{Br}_2} &> a \exp \left(-\frac{E_{100}}{T_{\text{ст}}} \right) : A, \\ \Phi \xi \Phi : N_{\text{Br}_2} &\ll \mu \nu \left(\hbar \bar{\nu} \sigma \Delta \lambda \cdot I^2 \frac{E_{100}}{T_{\text{ст}}} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где Φ — поток квантов солнечного излучения, приходящийся на спектральный интервал 1 \AA , ξ — степень концентрации излучения, φ — число проходов излучения в кювете, E_{100} — энергия уровня $\text{CO}_2 (10^0)$, $T_{\text{ст}}$ — температура стенок кюветы, μ — коэффициент теплопроводности газа, $\hbar \bar{\nu}$ — средняя энергия кванта поглощаемого солнечного излучения,

$$A = K_4 \sigma \Delta \lambda \left[a (K_1 + K_2) + K_3 \right] \left(K_4^{\text{CO}_2} + \frac{b}{a} K_4^{\text{He}} \right)^{-1}.$$

Второе неравенство (3.5) выражает условие малого нагрева газа.

Подробный численный анализ этой схемы выполнен в ³²⁻³⁴. В этих работах представлены зависимости выходной мощности P , коэффициента усиления κ_1 и коэффициента полезного действия η от степени концентрации солнечного света, температуры стенок, парциального состава смеси для прямоугольной и цилиндрической геометрий кюветы. Пример таких расчетов представлен на рис. 3. Видно, что при коэффициенте концентрации солнечной энергии $\xi \approx 160$ и двукратном прохождении ($\varphi = 2$) этим пото-

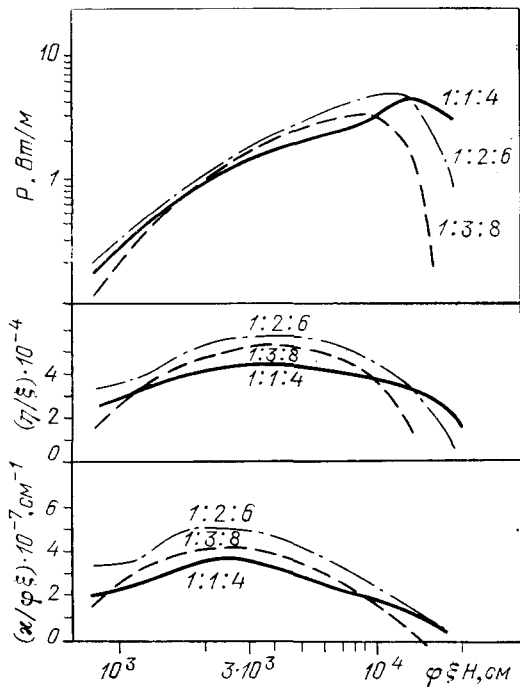


Рис. 3. Зависимость удельной выходной мощности P , относительного коэффициента полезного действия η/ξ и относительного коэффициента усиления $\kappa/\varphi\xi$ от параметра $\varphi\xi H$ для различных смесей $\text{Br}_2 : \text{CO}_2 : \text{He}$ (общее давление 3 торр) в прямоугольной кювете размером $H = 30 \text{ см}$, $\delta/H = 0,1$, при температуре стенок $T_{\text{ст}} = 230 \text{ К}$.

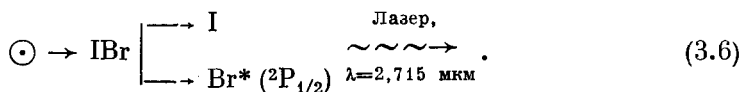
ком кюветы с газом $\text{Br}_2 : \text{CO}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 6$ (сечение прямоугольной кюветы $30 \times 3 \text{ см}^2$, общее давление газа ~ 3 торр, температура стенок $T_{\text{ст}} = 230 \text{ К}$) возможно получение коэффициента усиления $\kappa \approx 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. При длине такого лазера $L \approx 30 \text{ м}$ и 98%-ном отражении на зеркалах мощность генерации составляет $P \approx 5 \text{ Вт/м}$, КПД $\eta \approx 0,1\%$. При наборе десяти таких кювет длиной 30 м, дающих в сумме поперечное сечение $30 \times 30 \text{ см}^2$, общая выходная мощность будет примерно 1,5 кВт, а усиление на одном проходе $\kappa \approx 30\%$.

Работоспособность смеси $\text{Br}_2 : \text{CO}_2$ в непрерывном режиме была продемонстрирована в эксперименте ³⁵, где было обнаружено усиление пробного пучка CO_2 -лазера в смеси $\text{Br}_2 : \text{CO}_2$ при торцевом возбуждении излучением непрерывного Ag^+ -лазера. Условия эксперимента ³⁵ фактически моделировали возбуждение газа солнечным излучением со степенью концентрации $\xi \approx 10^2$.

3.3. Лазеры на молекулах интергалогенов

Молекулы интергалогенов IBr , ICl и др. также эффективно поглощают солнечный свет с образованием электронно-возбужденных продуктов в процессе фотодиссоциации. Поэтому молекулы этого типа интенсивно исследуются сейчас как кандидаты на рабочую среду газовых солнечных лазеров.

Лазер на молекулах IBr работает по следующей схеме:



При фотодиссоциации молекул IBr под действием видимого света в диапазоне $\Delta\lambda = 450\text{--}550 \text{ нм}$ с квантовым выходом $\gamma \approx 0,7$ образуются возбужденные атомы брома $\text{Br}^* ({}^2\text{P}_{1/2})$. При этом возникает инверсная населенность на переходе $\text{Br}^* ({}^2\text{P}_{1/2}) \rightarrow \text{Br} ({}^2\text{P}_{3/2})$. Очистка нижнего лазерного уровня, которым является основное электронное состояние Br осуществляется за счет химической реакции



константа скорости которой $K = 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ — в 35 раз больше константы скорости аналогичной реакции с участием $\text{Br}^* ({}^2\text{P}_{1/2})$.

Подробный анализ кинетики солнечного лазера на IBr был приведен в работах ³⁶⁻³⁸. Так, в ³⁸ рассмотрено 26 фотохимических реакций, влияющих на работу лазера, и решены скоростные уравнения для концентраций молекул и атомов IBr , I_2 , Br_2 , I , Br , I^* и Br^* , а также для мощности лазерной генерации. Расчет показал, что, например, при давлении газа 5 торр и температуре 300 К коэффициент усиления κ связан со степенью концентрации солнечного излучения соотношением

$$\kappa (\text{см}^{-1}) \approx 1,3 \cdot 10^{-7} \xi, \quad (3.8)$$

причем (3.8) справедливо при $\xi > \xi_{\text{п}}$, где $\xi_{\text{п}}$ — пороговое значение ξ , при котором возникает инверсная населенность уровней. По расчетам $\xi_{\text{п}} \approx 800$; КПД преобразования энергии солнечного излучения в лазерное по оценкам ³⁸ составляет

$$\eta = 5 \cdot 10^{-4} pH, \quad (3.9)$$

где p — давление IBr в торрах, H — глубина кюветы для поглощения света. Выражение (3.9) справедливо при $pH \ll 50$ торр·см, когда среда еще оптически тонкая для солнечного излучения, и достигает максимального значения $\sim 10^2$ при $pH > 50$ торр см.

Экспериментально лазер на IBr осуществлен в ^{38, 39}. В этих работах в качестве имитатора солнечного излучения использовалось излучение

ксеноновой лампы, мощностью соответствующей степени концентрации $\xi = (0,5-5) \cdot 10^3$.

В 38 для лазера с длиной трубки 1 м и радиусом 2,22 см при давлении 1 Вг 4 торр и $\xi = 5 \cdot 10^3$ зарегистрирован импульс генерации с пиковой мощностью 2 кВт. Расчет же дал значение 1,7 кВт. Сравнение экспериментального и расчетного импульсов генерации дано на рис. 4. Экспериментально получен-

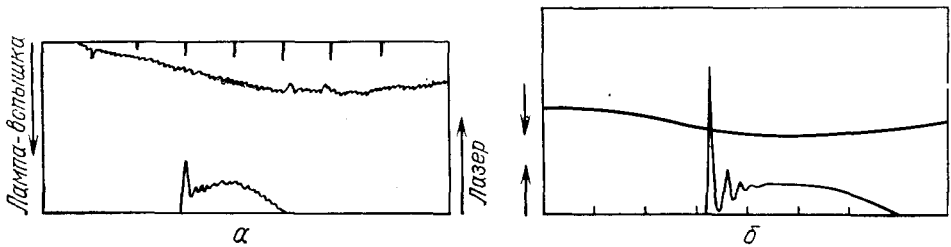


Рис. 4. Зависимость выходной мощности 1Вг-лазера от времени, полученная в работе ³⁹ экспериментально (а) и теоретически (б).

Давление $p_{1Вг} \approx 3$ торр (+4% Br_2, I_2), масштаб времени 20 мкс/деление

ные мощности и КПД лазера, а также пороговые значения степени концентрации ξ , при которых возникает генерация, с точностью до фактора 2 согласуются с расчетными величинами.

Одним из существенных факторов, ограничивающих работу 1Вг-лазера, является перегрев активной среды при ее облучении. Именно по этой причине генерация носит импульсный характер и при реализуемых в экспериментах параметрах (давление газа, радиуса трубки, степени концентрации) длительность импульса генерации составляет $\sim 40-80$ мкс. Правда, со снижением ξ скорость перегрева уменьшается, а длительность импульса генерации возрастает. Тем не менее для получения непрерывной генерации во избежание перегрева требуется использование протока газа. Он необходим также и для поддержания нужного химического состава газа, в котором со временем идет наработка молекул I_2 и Br_2 , а концентрация 1Вг уменьшается.

3.4. Йодные лазеры

Фотодиссоционные лазеры с лазерным переходом I ($5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$) работают по схеме рис. 1, б, причем в качестве среды, поглощающей солнечное излучение, могут использоваться многоатомные молекулы RI, где $R = C_3F_7, (CF_3)_2As, CF_3, C_4F_9$. Возбужденные атомы I ($5^2P_{1/2}$) образуются при фотодиссоциации, а дезактивация их происходит в основном в столкновениях с RI и другими продуктами реакций (радиационное время жизни $I^* (5^2P_{1/2})$ велико и составляет 0,15 с). Очистка нижнего лазерного уровня осуществляется за счет химических реакций. Константы скоростей этих реакций обычно значительно больше, чем константы дезактивации верхнего лазерного уровня, и поэтому в проточной системе инверсная населенность легко достигается, а коэффициент усиления может быть весьма значительным при сравнительно небольших ($\sim 10^2$) степенях концентрации ξ солнечного света. Детальный анализ кинетических процессов в солнечных лазерах на молекулах RI выполнен в ⁴⁰.

В работах ^{29, 40-42} сообщалось об экспериментах с использованием имитатора Солнца для накачки C_3F_7I -лазера. В качестве имитатора применялись ксеноновые лампы со спектром излучения, близким к солнечному. С использованием таких имитаторов наблюдалась генерация C_3F_7I -лазера длительностью более одного часа с выходной мощностью $P \approx 1$ Вт ⁴². В ⁴⁰ лазерная трубка длиной 10 см и диаметром 0,7 см с газом C_3F_7I облучалась с помощью конического реффлектора, который давал переменную по длине

трубки степень концентрации солнечного света $(1 - 1,4) \cdot 10^3$. При оптимальных давлениях газа 15—25 торр была получена мощность генерации ~ 4 Вт при длительности импульса генерации ~ 10 мс. Коэффициент преобразования энергии излучения лампы имитатора в лазерное составил $\eta \approx 0,2\%$, т. е. был близок к предельному (см. табл. I). В работе ⁴¹ использовалась лазерная кювета длиной $L = 40$ см. При этом для лазерных зеркал с 99%-ным отражением при давлении газа $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ 10 торр получено пороговое значение ξ , при котором возникает генерация, равное 150. Это означает, что при таком значении ξ коэффициент усиления составляет $\sim 2,5 \cdot 10^{-9}$ см⁻¹. В ⁴¹ при $L = 40$ см и $\xi = 200$ получено $\eta \approx 0,13\%$. Как видим, используемые степени концентрации ξ солнечного излучения сравнительно невелики, что позволяет надеяться на применение в практике для накачки таких лазеров несложных цилиндрических солнечных концентраторов. Дополнительно понизить рабочую степень концентрации ξ можно, по-видимому, при использовании вместо $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ молекул $(\text{CF}_3)_2\text{AsI}$, имеющих в той же области солнечного спектра сечение поглощения в 7 раз больше (см. рис. 2).

Помимо $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ и $(\text{CF}_3)_2\text{AsI}$ в качестве активной среды солнечного лазера может использоваться и газ CF_3I ^{38, 45}. При прокачке его со скоростью 3 м/с и возбуждении от двух ртутных ламп в ⁴⁵ была в течение 83 с получена генерация мощностью 0,2 Вт. Время работы лазера было ограничено только запасом газа.

Наконец, следует указать еще на одну возможную среду для солнечного лазера. В ³⁰ предлагается использовать молекулы $\text{C}_4\text{F}_9\text{I}$, которые обладают важным достоинством: после фотодиссоциации они восстанавливаются с эффективностью почти 100%.

3.5. Л а з е р ы н а п а р а х щ е л о ч н ы х м е т а л л о в

Одна из возможных схем таких лазеров с использованием смеси $\text{Cs}_2 - \text{Xe}$ была предложена в работе ⁴⁶. Как и в лазерах на молекулах RI , накачка верхнего рабочего уровня здесь создается по схеме рис. 1, б за счет фотодиссоциации димеров Cs_2 , а принципиальное отличие состоит в том, что нижний рабочий уровень является возбужденным и «очистка» его осуществляется не за счет химических реакций, а вследствие радиационных или столкновительных переходов в основное состояние.

Молекулы Cs_2 диссоциируют при поглощении излучения Солнца в области 4500 Å. Используемая часть солнечного спектра составляет величину $\eta_{\odot} \approx 0,009 P$ (P — общее давление газа в атм). Одним из каналов фотодиссоциации может быть образование возбужденных атомов Cs ($7^2\text{S}_{1/2}$), так что, в принципе, возможно возникновение инверсной населенности уровней $7^2\text{S}_{1/2}$ и $6^2\text{P}_{3/2}$, если, конечно, обеспечивается очистка уровня $6^2\text{P}_{3/2}$. Обычный спонтанный радиационный переход из этого состояния в основное оказывается, однако, для этой очистки не эффективным из-за реабсорбции излучения. Поэтому авторы ⁴⁷ предложили путем добавления буферного газа ксенона «уводить» атомы Cs ($6^2\text{P}_{3/2}$) в реакцию образования возбужденной молекулы эксиплекса Cs ($6^2\text{P}_{3/2}$) Xe с последующим радиационным распадом его в основное состояние Cs и Xe . Реабсорбция при таком радиационном переходе на отталкивательный терм $\text{Cs} - \text{Xe}$ уже не существенна из-за широкой полосы излучения. В ⁴⁷ был проанализирован еще один механизм «очистки» уровня $6^2\text{P}_{3/2}$ — дезактивация его в столкновениях с атомами Cs в основном состоянии. Такая дезактивация может быть эффективной из-за неадиабатического характера взаимодействия.

Детальный анализ условий работы фотодиссоционного солнечного лазера на смесях типа $\text{Cs}_2 - \text{Xe}$ выполнен в работах ^{46, 47} (см. также ²⁷). Он показал ряд достоинств такого типа лазеров: принципиальную возможность работы при значительных температурах газа (~ 650 К), достижение сравни-

тельно высокого КПД ($\sim 3\%$), малые требуемые для работы степени концентрации солнечного излучения (~ 30). Однако практическая реализация этой схемы для конкретной смеси $\text{Cs}_2 - \text{Xe}$ оказалась проблематичной, так как эксперимент ⁴⁸ указал на наличие сильной корреляции возбужденных состояний Cs_2^* с нижними уровнями Cs . Это означает, что при фотодиссоциации Cs_2 заселяться преимущественно будут эти уровни, а не $7^2\text{S}_{1/2}$, и образование инверсии будет затруднено. Тем не менее, отмеченные выше достоинства этой схемы лазера оставляют привлекательной идею ее реализации, для чего необходим дальнейший поиск новых конкретных газовых сред.

Чрезвычайно интересным представляются также исследования возможностей использования паров щелочных металлов и в других схемах образования инверсии (например, по схемам рис. 1, а, б). Такие исследования пока еще не проводились.

4. ЛАЗЕРЫ С ТЕПЛОВЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ НАКАЧКИ

4.1. Общие соображения

Поиски новых активных сред для газовых солнечных лазеров привели к идее использования активных в ИК области спектра молекул, возбуждаемых излучением черного тела, нагретого до температуры 1000—3000 К концентрированным солнечным светом ⁴⁹⁻⁵⁵. С большой (близкой к 100%) эффективностью такой нагрев позволяет трансформировать спектр солнечного излучения из видимой области в инфракрасную. Максимум в спектральной плотности такого излучения приходится на длину волны λ (мкм) = $= 5,08 \cdot 10^4 / T$, т. е. при $T = 1000-3000$ К на область поглощения в комбинационно-вращательных полосах многих активных в ИК диапазоне молекул, в том числе молекул CO_2 и CO , на основе которых успешно работают мощные и высокоэффективные лазеры с другим механизмом возбуждения (например, электроразрядные). В этом случае предельный квантовый КПД таких лазерных систем (т. е. отношение энергии кванта лазерного излучения к энергии кванта поглощаемого излучения) очень высок ($\sim 43\%$ для 10 мкм CO_2 -лазера и $\sim 80\%$ для CO -лазера, поглощающего излучение на колебательном переходе $0 \rightarrow 1$ и генерирующего на переходе $10 \rightarrow 9$). Это, естественно, является весьма важным преимуществом перед рассмотренными выше солнечными фотодиссоциационными лазерами с передачей возбуждения (типа $\text{Vt}_2 - \text{CO}_2$) (см. табл. I).

Имеется, однако, один существенный недостаток метода оптической накачки ИК излучением. Дело в том, что при умеренных давлениях для многих молекул колебательно-вращательные полосы поглощения представляют собой набор отдельных весьма узких колебательно-вращательных линий. Поэтому доля поглощаемой энергии ИК излучения черного тела будет, вообще говоря, невелика, что, естественно, должно снижать эффективность такого типа лазеров. Так, для полосы 4,3 мкм CO_2 , имеющей ~ 30 линий поглощения при их доплеровской ширине доля поглощающего ИК излучения от черного тела с температурой 2000 К составляет лишь $\sim 2,5 \cdot 10^{-5}$. Однако с этим недостатком можно, в принципе, бороться, подбирая молекулы с малой вращательной постоянной, используя смесь изотопов и повышая давление газов (увеличивая таким способом общее число линий поглощения и их спектральную ширину за счет уширения давлением). Все эти соображения делают идею создания солнечного лазера с накачкой от излучения черного тела весьма привлекательной *).

*) Здесь уместно отметить, что впервые идея использования ИК излучения черного тела для накачки CO_2 -лазера была высказана в нашей стране еще в 1969 г. ⁵⁶, а затем реализована экспериментально ⁵⁷.

4.2. CO₂-лазер с возбуждением в полости черного тела и прокачкой газа

Схематически солнечный лазер, предложенный в ⁴⁵, представлен на рис. 5. В протяженную полость 1, покрытую изнутри светопоглощающим материалом (например, графитом) поступает через небольшое отверстие поток 2 сконцентрированного в 10^3 — 10^4 раз солнечного излучения. Благодаря применяемой теплоизоляции стенок полости, потери тепла через эти стенки могут быть сведены к минимуму, так что весьма несложным оказывается осуществление нагрева внутренних стенок до температуры $T_{\text{ч}} \approx 1200$ — 3000 К, определяемой степенью концентрации солнечного излучения ξ :

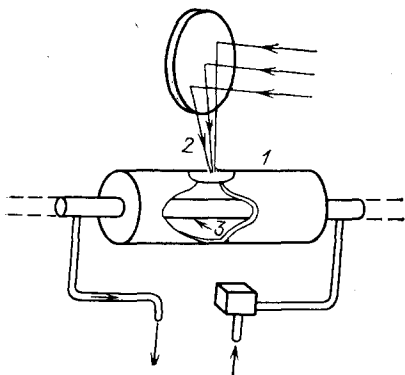


Рис. 5. Принципиальная схема солнечного лазера с возбуждением ИК излучением в полости черного тела и прокачкой газа ⁴⁹

Для уменьшения энергетических потерь в качестве материала трубки предлагается использовать материалы с высоким коэффициентом пропускания в ИК области спектра, такие, как сапфир, MgO, CsI, KCl. Что можно ожидать от солнечного лазера такой конструкции? В табл. II, взятой из ⁵¹, для различных

$$T_{\text{ч}} \approx \left(\frac{P_{\odot}}{\sigma} \xi \right)^{1/4}, \quad (4.1)$$

где P_{\odot} — солнечная постоянная, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Равновесное излучение от нагретых стенок будет осуществлять накачку лазерных уровней молекул газа, непрерывно прокачиваемого для предотвращения перегрева через трубку 3, помещенную внутри полости.

Таблица II

Характеристики активных сред солнечных лазеров с накачкой излучением черного тела

№№ пп	Парциальные давления, торр			Толщина слоя газа, см	Температура излучения черного тела, К	Число изотопов	Поглощаемая мощность в центре слоя, Вт/см ²
	CO	CO ₂	He				
1	72	4	0	3	2000	6—1	0,172
2	72	4	0	10	2000	6—1	0,081
3	10	0	0	1	2000	1	0,0044
4	0	10	0	1	2000	1	0,03
5	0	12	12	1	2000	12—1	0,268
6	0	12	12	1	3000	12—1	0,569
7	760	0	0	3	2000	6	1,36

газовых смесей с разным содержанием изотопов приведена одна из важных характеристик лазерной среды — поглощаемая в центре трубки мощность ИК излучения.

По оценкам ⁵¹, например, для случая 5 из табл. II в лазерное излучение может трансформироваться 35% этой мощности. Простые оценки показывают, что КПД преобразования всей энергии излучения черного тела в лазерное будет при этом составлять $\sim 0,1\%$. Как видим, эффективность такого солнечного лазера остается весьма низкой.

Чтобы полнее выявить возможности таких систем, мы провели численное моделирование кинетических процессов в активной среде лазера на смеси

CO₂ — He — Ar с оптической накачкой энергии в асимметрический тип колебания CO₂ ИК излучением черного тела. При моделировании использовалось уравнение колебательной кинетики для асимметрической моды CO₂ и константы скоростей процессов, приведенные в ⁵⁸, причем учитывалось также влияние диффузии на колебательную кинетику, а оптическая накачка рассчитывалась с учетом конечной оптической плотности среды в приближении «уноса излучения» ⁵⁹, ⁶⁰. В этом приближении вероятности оптического возбуждения W_3 и спонтанного радиационного распада A_3 уровня 00⁰1 молекул CO₂ можно представить в виде

$$W_3 = \beta M(\tau) A_3^0 \frac{\exp(-h\nu_3/kT_q)}{1 - \exp(-h\nu_3/kT_q)}, \quad (4.2)$$

$$A_3 = M(\tau) A_3^0,$$

где ν_3 — частота перехода в центре полосы поглощения 4,3 мкм, T_q — температура излучения черного тела, β — фактор «ослабления» излучения на границе (например, за счет поглощения излучения, при прохождении его через стенку трубки; мы приняли $\beta = 0,85$), $A_3^0 = 2,5 \cdot 10 \text{ с}^{-1}$ — вероятность спонтанного радиационного распада уровня 00⁰1, $M(\tau)$ — функция, которая в рамках используемого приближения «уноса излучения» учитывает уменьшение вероятности оптического возбуждения и радиационного распада уровня за счет пленения излучения в колебательно-вращательной полосе с оптической толщиной τ . Вид функции $M(\tau)$ зависит от формы спектральных колебательно-вращательных линий. При фойхтовском контуре этих линий с удовлетворительной для нас точностью можно считать, что

$$M(\tau) = \begin{cases} M_{\text{доп}}(\tau) + M_{\text{лор}} & \text{при } M_{\text{доп}}(\tau) + M_{\text{лор}}(\tau) < 1, \\ 1 & \text{при } M_{\text{доп}}(\tau) + M_{\text{лор}}(\tau) \geq 1; \end{cases} \quad (4.3)$$

здесь $M_{\text{доп}}(\tau)$ и $M_{\text{лор}}(\tau)$ — значение функции $M(\tau)$ соответственно при чисто доплеровском и чисто лоренцевском контурах линий. Величины $M_{\text{доп}}(\tau)$ и $M_{\text{лор}}(\tau)$ для CO₂ затабулированы в ⁵⁹, а их асимптотические выражения при $\tau \gg 1$ приведены в ⁶¹, ⁶². С точностью не хуже $\approx 15\%$ данные ⁵⁹, ⁶¹ можно аппроксимировать следующими выражениями:

$$M_{\text{доп}}(\tau) = \begin{cases} 1 - 0,336\tau & \text{при } \tau \leq 2,5, \\ \frac{0,4}{\tau} & \text{при } \tau > 2,5, \end{cases} \quad (4.4)$$

$$M_{\text{лор}}(\tau) = \begin{cases} 1 & \text{при } \tau \leq 0,202a, \\ \left(\frac{0,202a}{\tau}\right)^{1/2} & \text{при } \tau > 0,202a; \end{cases} \quad (4.5)$$

здесь a — параметр, который определяется отношением лоренцевской $\Delta\nu_{\text{лор}}$ и доплеровской $\Delta\nu_{\text{доп}}$ ширин колебательно-вращательной линии в центре полосы $a = (\Delta\nu_{\text{лор}}/\Delta\nu_{\text{доп}}) (\ln 2)^{1/2}$. Под оптической толщиной τ в (4.4), (4.5) подразумевается оптическая толщина для поглощения излучения в центре линии с чисто доплеровским контуром в центре P- и R-ветвей колебательно-вращательной полосы. Например, в центре трубки радиусом R $\tau = [\text{CO}_2] \sigma_D R$, где σ_D — сечение поглощения:

$$\sigma_D [\text{см}^2] = 9 \cdot 10^{-7} \frac{MB_e}{T\nu^3} \frac{g_B}{g_H} A_3^0; \quad (4.6)$$

здесь g_B , g_H — статистические веса верхнего и нижнего колебательных уровней, B_e — вращательная постоянная в см^{-1} , ν — частота перехода в см^{-1} , M — масса молекулы в ат. ед., T — температура газа в К, вероятность спонтанного радиационного перехода A_3^0 выражена в с^{-1} .

При расчетах лазерных характеристик предполагалось, что колебательные температуры деформационной и симметрической мод CO_2 равны температуре газа. Этого легко достичь добавлением в газ гелия, который заметно увеличивает скорость релаксации колебательной энергии указанных мод. Температура газа предполагалась постоянной и не зависящей от других параметров, т. е. фактически в расчетах не учитывался возможный нагрев газа. Ясно, что расчет в таком приближении дает лишь максимально возможные значения лазерных параметров (ибо нагрев газа их всегда ухудшает). Результаты расчета коэффициента усиления слабого сигнала, мощности генерации и КПД преобразования энергии излучения черного тела в энергию лазерного излучения представлены на рис. 6. При расчетах мощности принимался пороговый коэффициент усиления $\kappa_{\text{пор}} = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$.

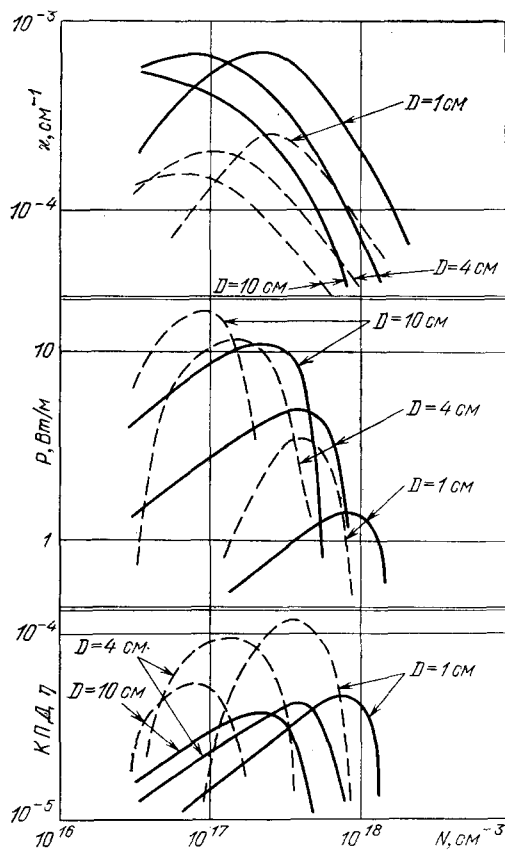


Рис. 6. Зависимость от концентрации смеси 16 % CO_2 + 4 % He + 80 % Ar при различных диаметрах трубки коэффициента усиления κ , мощности генерации P и КПД преобразования энергии излучения черного тела с $T = 2000 \text{ К}$ в энергию лазерного излучения для схемы рис. 4 с прокачкой газа.

Сплошные кривые — смесь с одним изотопом CO_2 , штриховые — с 12 изотопами. Температура газа $T = 300 \text{ К}$.

Из рис. 6 видно, что даже в оптимальных режимах работы лазера значения таких его важнейших характеристик, как коэффициент усиления слабого сигнала и КПД, остаются низкими. Объясняется это тем, что здесь мы сталкиваемся с необходимостью выполнения противоречивых требований. Так, необходимость повышения КПД преобразования солнечного излучения в лазерное требует, как указывалось выше, использования изотопов и повышения давления газа (с целью эффективней поглотить ИК излучение черного тела). Однако увеличение числа изотопов приводит (при прочих равных условиях) к соответствующему уменьшению коэффициента усиления, а рост плотности газа — к увеличению скорости столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня 00⁰1 и уменьшению вероятности оптического возбуждения этого уровня за счет увеличения оптической плотности газа. Последнее обстоятельство является существенным препятствием для создания на основе рассматриваемой схемы эффективного лазера на газе CO , также предложенного в ⁵¹.

Отметим, что необходимость прокачки газа — принципиальная особенность лазера, предложенного в ⁴⁹⁻⁵¹, ⁵³⁻⁵⁴. Как следует из предыдущего раздела, для получения непрерывного режима генерации проток газа необходимо осуществлять и для большинства лазеров на молекулах RI. Это, естественно, усложняет конструкцию и в схеме замкнутого цикла требует применения компрессоров и насосов. Для работы лазера уже требуются либо дополнительные источники энергии, либо преобразование солнечной

энергии не только в лазерное излучение, но и в другие виды энергии. Из вышерассмотренных схем лишь лазеры на смеси $\text{Br}_2 - \text{CO}_2 - \text{He}$ и парах щелочных металлов (и, возможно, на молекулах $\text{C}_4\text{F}_9\text{I}$) не требуют прокачки. Непрерывную генерацию без протока газа можно, в принципе, получить и при накачке излучением черного тела.

4.3. Непрерывный CO_2 -лазер без прокачки газа

При использовании рассмотренной выше идеи накачки лазера от излучения нагретого солнцем черного тела такой схемой может быть в принципе схема, представленная на рис. 7. Солнечное излучение здесь протяженным цилиндрическим зеркалом 1 концентрируется на длинном цилиндрическом черном теле 2, нагревая его до температуры $T_{\text{ч}} \approx 800-1000 \text{ K}$, которая при определяющей роли радиационных потерь определяется из соотношения (ср. (4.1))

$$T_{\text{ч}} = \left(\frac{P_{\odot} \xi}{\pi \sigma} \right)^{1/4}. \quad (4.7)$$

ИК излучение этого тела с помощью другого протяженного зеркала 3 меньшего размера фокусируется на трубке 4, конструктивно связанной с основным гелиоконцентратором 5. В трубке находится лазерная среда, а зеркала лазерного резонатора размещаются, как обычно, в торцах трубки. Трубка

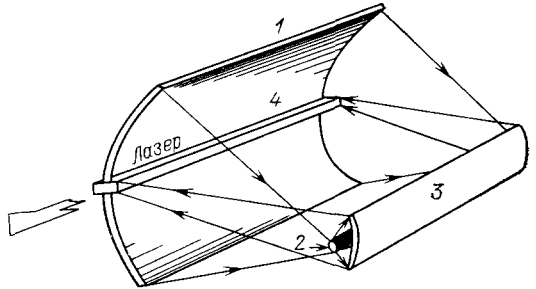


Рис. 7. Принципиальная схема солнечного лазера с накачкой излучением черного тела, холодной лазерной трубкой и без прокачки газа

для улучшения отвода тепла от газа к ее стенкам может быть разделена на секции. В такой системе радиационные потери энергии черным телом, конечно, больше, чем в обсужденной выше схеме с замкнутой полостью (см. рис. 5), однако она отличается простотой, снятием необходимости протока газа. Охлаждение газа здесь достигается теплоотводом к стенкам и внутренним перегородкам трубки. Конструктивно такую схему целесообразно использовать при размещении лазера в открытом космосе, ибо в этом случае отсутствует вредное для работы лазера поглощение ИК излучения на его пути от второго зеркала к трубке. Важным достоинством такой конструкции при размещении ее в космосе является и возможность поддержания весьма низких ($\sim 200-300 \text{ K}$) температур стенки трубки. Это достигается конструктивной (и, следовательно, сильной тепловой) связью с гелиоконцентратором, температура которого в открытом космосе из-за радиационного выхолаживания может быть низкой. Если коэффициент отражения зеркала α , а тыльная сторона его излучает и поглощает как черное тело, то эту температуру T , например, для цилиндрического гелиоконцентратора с поперечным размером l , общей длиной L и радиусом кривизны R можно оценить из уравнения радиационного баланса энергии:

$$(2 - \alpha) 2RL\sigma T^4 \arcsin \frac{l}{2R} = (1 - \alpha + \delta) P_{\odot} Ll + S_{\text{эф}} F_3; \quad (4.8)$$

здесь σ — постоянная Стефана — Больцмана, P_{\odot} — солнечная постоянная, δ — доля энергии излучения, поглощаемой в лазерной трубке, $S_{\text{эф}}$ — эффективная площадь конструкции для облучения ее тепловым излучением Земли с потоком энергии F_3 . При соответствующей ориентации лазера в космосе относительно Солнца и Земли второе слагаемое в правой части (4.8), описывающее нагрев тепловым излучением Земли, можно, по-видимому, сделать меньше первого слагаемого, описывающего нагрев солнечным

излучением. В этом случае, например, при выборе $l/2R = 0,867$, $\alpha = 0,95$, $\delta = 0,1$ имеем $T = 234$ К.

Заметим, что конструкция с «холодной» лазерной трубкой, аналогичная вышерассмотренной, может быть использована и в вынесенных в космос солнечных лазерах с накачкой непосредственно сконцентрированным солнечным излучением (типа $\text{Br}_2 - \text{CO}_2 - \text{He}$ -лазера), в которых обычно желательно иметь низкие температуры рабочей среды. В этом случае необходимо

просто обеспечить конструктивным способом хороший тепловой контакт лазерной трубки с гелиоконцентратором. К сожалению, однако, главная трудность в создании эффективных солнечных лазеров сейчас состоит в другом, а именно, в отыскании подходящей активной среды. Так, при использовании газа CO_2 с накачкой излучением черного тела по схеме рис. 7 мощность и КПД непрерывного солнечного лазера без притока газа оказываются так же малы, как и в схеме Христиансена с чернотельной полостью и прокачкой газа (см. рис. 5). Этот факт иллюстрирует рис. 8, на котором представлены некоторые результаты наших расчетов для смеси 50% $\text{CO}_2 + 50\%$ He, помещенной в трубку прямоугольного сечения lh с температурой стенок $T_{\text{ст}} = 200$ К и облучаемой излучением черного тела с температурой 1000 К (что соответствует степени концентрации солнечного излучения на черном теле — длинном цилиндре ~ 130). Гелий здесь служит, как и в обычном электроразрядном лазере, для ускорения релаксации нижнего лазерного уровня и увеличения теплопроводности газовой смеси. Излучение черного тела падает на одну сторону трубки размером h , а длина другой l подбирается так, чтобы во всем объеме трубки коэффициент усиления слабого сигнала на лазерном переходе $\text{CO}_2(00^0) \rightarrow \text{CO}_2(10^0)$ был выше

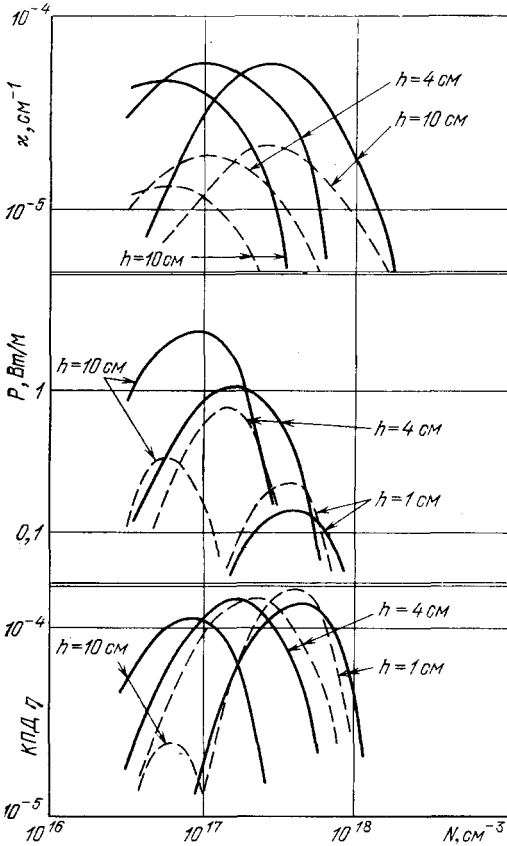


Рис. 8. Зависимость от концентрации смеси 50% $\text{CO}_2 + 50\%$ He при различных поперечных размерах трубки коэффициента усиления k , мощности генерации P и КПД солнечного лазера с накачкой излучением черного тела с холодной трубкой (схема рис. 7).

Сплошные кривые — смесь с одним изотопом CO_2 , штриховые — с 12 изотопами. Температура стенки $T_{\text{ст}} = 200$ К

порогового (из-за увеличения оптической толщины $\tau_{\text{газ}}$ для поглощающего излучения черного тела вероятность возбуждения W (см. (4.2) верхнего лазерного уровня $00^0 1$ по мере удаления от стороны трубки, на которую падает излучение, уменьшается и, следовательно, уменьшается коэффициент усиления). Расчет выполнен при значении фактора ослабления β для излучения черного тела (см. (4.2)), равном 0,5, а мощность и КПД получены для порогового коэффициента усиления $k \approx 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. При вычислениях «самоогласованным» образом находилась и температура газа.

Из сопоставления рис. 6 и 8 видно, что схема с чернотельной полостью и прокачкой газа и схема с «холодной» трубкой без прокачки дают близкие

КПД, однако в последнем случае коэффициент усиления и мощность генерации приблизительно на порядок меньше. Объясняется это тем, что в схеме «холодной» трубкой фактор ослабления β меньше и ниже температура черного тела.

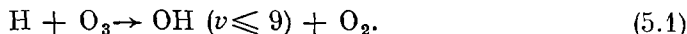
Заметим, что наш вывод о малых КПД солнечных лазеров с накачкой молекул CO_2 излучением черного тела фактически подтверждается экспериментами ⁵³, ⁵⁴, ⁵⁷, в которых при облучении излучением черного тела смесей с одним изотопом CO_2 при давлениях 5—50 торр получена лазерная генерация с КПД $\sim 10^{-6}$ — 10^{-4} . Тем не менее отказываться от идеи использования такого излучения в солнечных лазерах было бы, по-видимому, преждевременно. Эксперименты ⁵³, ⁵⁴, ⁵⁵, которые фактически моделировали такой солнечный лазер, несмотря на полученные низкие лазерные энергетические характеристики, продемонстрировали принципиальную работоспособность схемы. Здесь необходим дальнейший поиск газовых смесей, эффективно поглощающих тепловое излучение при умеренных давлениях.

5. КОСМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ С СОЛНЕЧНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Помимо изучения возможностей создания мощных газовых лазеров с солнечным возбуждением, которые могли бы использоваться в гелиоэнергетике, значительный научный интерес представляют также экспериментальные поиски и теоретические исследования природных сред с инверсной населенностью уровней и природных лазеров, возбуждаемых естественной радиацией и, в частности, излучением звезд и Солнца. Еще с 60-х годов в астрофизике хорошо известны природные космические объекты, усиливающие электромагнитное излучение в сантиметровом диапазоне волн. Это весьма распространенные среди объектов дальнего космоса мазеры на молекулах OH и H_2O (см., например, ⁶³, ⁶⁴). Недавно выдвинута также гипотеза о возможном мазерном эффекте на линиях H_2O во внутренней коме некоторых комет ⁶⁵. В начале 80-х годов были обнаружены и природные лазеры ИК диапазона ⁶⁶—⁶⁸. При поиске лазеров этого типа пристальное внимание было обращено на верхние атмосферы планет. Эти атмосферы — разреженные газы, подверженные воздействию корпускулярного и электромагнитного излучений Солнца, — являются существенно неравновесными молекулярными средами (по химическому составу, температурам компонент, населенностям возбужденных состояний).

5.1. Инверсная населенность молекулярных уровней в верхней атмосфере Земли

Впервые возможность такого эффекта в атмосфере Земли рассматривалась в работе ⁶⁹ на примере ИК эмиссии колебательно-вращательных полос гидроксила OH в мезосфере на высотах 85—90 км. Было указано на существование инверсной населенности колебательно-вращательных уровней OH , возбуждаемых в процессе экзотермической реакции



Эта реакция обуславливает хорошо известные в оптике атмосферы колебательно-вращательные эмиссионные полосы, открытые и идентифицированные для обертоновых частот еще в 50-е годы ⁷⁰—⁷². В результате химической реакции и спонтанных радиационных переходов (столкновительная релаксация на указанных высотах несущественна) колебательные уровни с $\nu = 1$ —9 гидроксила имеют населенности, медленно изменяющиеся с номером ν , что соответствует высокой эффективной «колебательной температуре» $T_\nu \geq 7000$ К. Температура же вращательных степеней свободы молекул из-за быстрой вращательно-поступательной релаксации близка к газовой и поэтому невели-

ка ($\sim 180-250$ К). Такой отрыв колебательной температуры от вращательной и приводит к возникновению инверсной населенности колебательно-вращательных уровней на Р-ветви перехода ($v, j \rightarrow v-1, j+1$) (это случай хорошо известной в лазерной физике так называемой «частичной» инверсии, реализуемый, например, в лабораторных СО-лазерах). Заметим, что, хотя возбуждение колебательных уровней ОН непосредственно происходит вследствие химической реакции (5.1), первопричиной такой накачки является, конечно, солнечное излучение. Атомы Н образуются при фотодиссоциации паров H_2O , а молекулы O_3 — при тройной рекомбинации $\text{O} + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{O}_3 + \text{M}$, причем атомарный кислород доставляется на уровень 85—90 км переносом с больших высот, где он образуется при фотодиссоциации O_2 солнечным ультрафиолетом. Оценки, однако, показывают⁶⁹, что усиление излучения, хотя и имеет место, чрезвычайно мало. Так, на максимально возможной длине активной среды (горизонтальное визирование на лимбе планеты) коэффициент усиления на одном проходе составил (2—5)·10⁻³%.

Заметим, что аналогичный механизм формирования инверсной населенности имеет место и на колебательно-вращательных уровнях, образуемых в результате химической реакции



Эта реакция наиболее эффективно протекает в полярных сияниях на высотах 105—120 км, причем в неравновесное ИК излучение NO на колебательных переходах $v \rightarrow v-1$ (полосы 5,3 мкм) трансформируется 1—3% общей энергии высыпавшихся из магнитосферы быстрых электронов, обуславливающих полярное сияние^{73, 74}. Однако и в этом случае коэффициент усиления очень мал. Оценки усиления ИК излучения, проведенные в⁷⁵, также дали отрицательный результат.

5.2. Л а з е р н ы й э ф ф е к т в а т м о с ф е р а х В е н е р ы и М а р с а

Весьма привлекательным для поиска природных лазерных сред являются атмосферы Венеры и Марса. Это связано с тем, что они состоят в основном из углекислого газа, молекулы которого, как известно, чрезвычайно «удобны» для получения инверсной населенности колебательных уровней. Кроме того, в атмосферах такого оптически активного в ИК области спектра газа даже на больших высотах, где среда становится неравновесной и, следовательно, где и имеет смысл искать лазерный эффект, существует, помимо ультрафиолетового и корпускулярного излучений Солнца, еще один важный источник оптической накачки — солнечное инфракрасное излучение. В работах^{67, 68} впервые было проведено детальное теоретическое исследование неравновесного ИК излучения в полосах 10,6 и 9,4 мкм CO_2 в верхних атмосферах Венеры и Марса, изучены свойства этих атмосфер как активных лазерных сред и показано наличие заметного усиления ИК излучения на переходе 00⁰¹ → 10⁰⁰ молекул CO_2 . Позже аналогичные теоретические исследования были выполнены в⁷⁶⁻⁷⁹ и подтвердили выводы^{67, 68}.

В^{67, 68} были изучены освещенные Солнцем области высот 80—130 км для Венеры и 35—120 км для Марса. Нижняя граница этих областей приблизительно соответствует уровню, где для колебательных состояний асимметрической моды молекул CO_2 перестает выполняться условие локального термодинамического равновесия. В указанных высотных интервалах основными механизмами возбуждения и дезактивации колебательных уровней CO_2 являются поглощение ИК излучения Солнца, спонтанные радиационные колебательно-вращательные переходы (с учетом возможного пленения излучения) и колебательные переходы при столкновениях. Наиболее быстрым среди всех этих процессов является колебательно-колебательный обмен энергией при стол-

кновениях (VV-процессы). Это позволило упростить задачу о нахождении населенностей различных колебательных уровней, сведя ее к определению энергии (или среднего запаса колебательных квантов) различных колебательных мод CO_2 .

Сильное пленение ИК излучения в основной полосе 4,3 мкм CO_2 (переход $00^00 \rightarrow 00^01$) в главной изотопической компоненте $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ привело к необходимости учитывать оптическое возбуждение и радиационный распад колебаний асимметрической моды CO_2 и за счет более слабых полос 2,7 и 2 мкм, ряда горячих полос (т. е. переходов между возбужденными колебательными состояниями) и переходов в малых изотопических примесях *). В ⁶⁸, ⁶⁹ для нахождения запаса энергии асимметрической моды CO_2 рассматривались 5 изотопических разновидностей молекул CO_2 ($\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$, $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{17}$, $\text{C}^{13}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$) с природным относительным содержанием и 17 инфракрасных полос в каждой изотопической компоненте (5 полос — в области 4,3 мкм, 4 — в области 2,7 мкм, 6 — в области 2 мкм и 2 полосы — в области 10 мкм для переходов $10^000 \rightarrow 00^01$, $02^00 \rightarrow 00^01$). При расчетах предполагалось, что отдельные колебательно-вращательные линии во всех полосах не перекрываются. Это предположение является оправданным для исследованных областей высот.

Еще одно существенное упрощение в ⁶⁷, ⁶⁸ было достигнуто использованием для описания переноса ИК излучения упоминаемого в предыдущем разделе приближения «уноса излучения» ⁵⁹, ⁶⁰. Выполненное позже более строгое решение уравнения переноса ⁷⁸, ⁷⁹ дало близкие результаты. В приближении же «уноса излучения» средний запас α колебательных квантов в асимметрической моде CO_2 можно приближенно описать уравнением

$$\frac{d\alpha}{dt} = 0 = P_{10}(\alpha^0 - \alpha) + \sum_{j=1}^5 \gamma_j \sum_{i=1}^{17} W_i M(\tau_{ij}^{\odot}) \exp\left(-\frac{n_i E_{010}}{kT_{010}} - \frac{\Delta E'_i}{kT}\right) - \sum_{j=1}^5 \gamma_j \sum_{i=1}^{17} A_i L(\tau_{ij}^{\odot}) \exp\left(-\frac{m_i E_{010}}{kT_{010}} - \frac{\Delta E''_i}{kT}\right) \frac{\alpha}{1+\alpha}; \quad (5.3)$$

здесь первый член в правой части описывает столкновительную релаксацию с вероятностью P_{10} , второй член — возбуждение за счет поглощения солнечного ИК излучения в различных полосах и различных изотопических компонентах, третий член — спонтанные радиационные переходы (с учетом пленения излучения), величина α^0 — равновесное значение α , соответствующее температуре газа T , E_{010} и E_{001} — энергии уровней 01^00 и 00^01 , γ_j — относительные содержания изотопических молекул CO_2 , A_i — вероятности спонтанных радиационных переходов для полос i , W_i — вероятности возбуждения уровней за счет поглощения солнечного излучения в этих полосах (для оптически тонкой среды). Экспоненциальные множители при W_i и A_i в (5.3) определяют относительные заселенности соответственно нижних и верхних колебательных уровней для ИК полос. Эти комбинационные уровни включают в себя различные состояния симметрической и деформационной мод CO_2 , имеющих температуру T_{010} . Энергия этих состояний представлена в виде $n_i E_{010} + \Delta E'_i$ (для нижних уровней полос) или $m_i E_{010} + \Delta E''_i$ (для верхних уровней полос), где n_i , m_i — целые числа.

Функции $M(\tau_{ij}^{\odot})$ и $L(\tau_{ij}^{\odot})$ в уравнении (5.3) в рамках используемого приближения «уноса излучения» учитывают уменьшение вероятностей возбуждения уровней солнечным ИК излучением и вероятностей радиационного распада их за счет пленения излучения в колебательно-вращательных полосах. При этом τ_{ij} — оптическая толщина для поглощения j -й изотопической компо-

*) В лабораторных условиях при концентрациях CO_2 больше 10^{15} см^{-3} поглощение во всех полосах, кроме $00^00 \rightarrow 00^01$, не может обеспечить заметный отрыв колебательной температуры асимметрической моды от поступательной и поэтому в балансе энергии этой моды может не учитываться (см. предыдущий раздел).

нентой ИК излучения в i -й полосе, а τ_{ij} — аналогичная оптическая толщина для поглощения солнечного излучения. Функция $M(\tau_{ij}^{\odot})$ задается выражениями (4.3)—(4.5), а $L(\tau_{ij})$ имеет подобный вид (небольшое отличие обусловлено усреднением по углам).

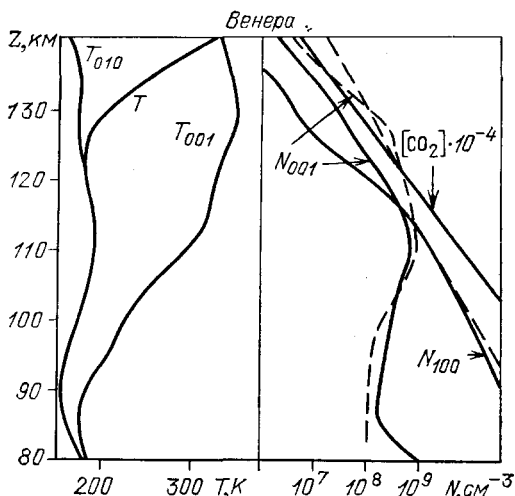


Рис. 9. Высотный ход температуры газа T , колебательных температур T_{010} , T_{001} молекул CO_2 и населенностей уровней 10^{00} и 00^01 и общей концентрации молекул CO_2 в атмосфере Венеры.

Сплошные линии — данные работ ^{67,68}, штриховые — ⁷⁶

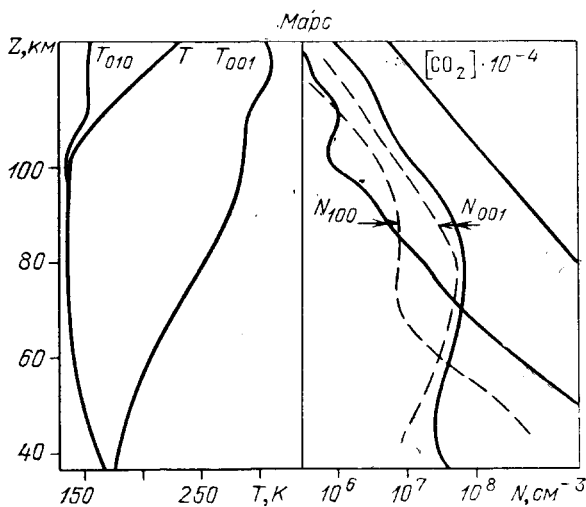


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, для Марса

Некоторые результаты расчета представлены на рис. 9, 10. Видно, что у нижней границы исследуемой области высот для асимметрической моды начинает нарушаться локальное термодинамическое равновесие, так что становится $T_{001} > T$, T_{100} . Одной из причин роста T_{001} является уменьшение с высотой оптических толщин τ_{ij}^{\odot} , что приводит к возрастанию эффективных вероятностей возбуждения моды солнечным ИК излучением; при этом чрезвычайно важную роль играет поглощение солнечного излучения в ИК полосах 2,7 и 2 мкм основной компоненты $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ (в том числе некоторых горячих), а также в полосах 4,3 и 2,7 мкм изотопических молекул — малых примесей.

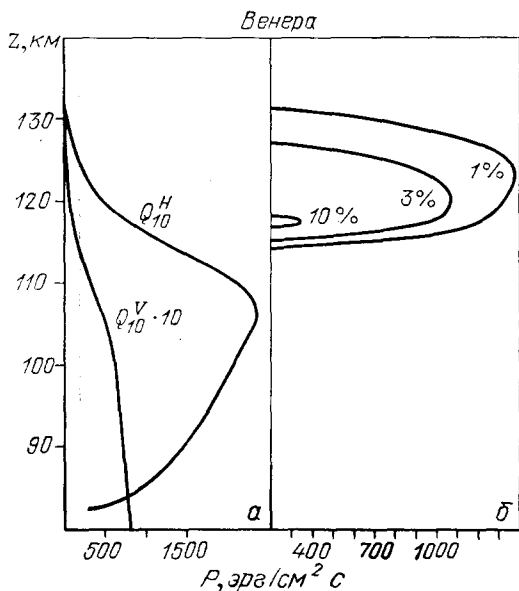
В общем случае уравнение (5.3) должно решаться совместно с уравнениями для колебательной температуры T_{010} , температуры газа T и плотности газа ρ на данной высоте. В работах ^{68, 69}, однако, T и ρ считались известными, и для нахождения их высотных профилей в атмосфере Венеры использовалась среднесуточная модель Дикинсона ⁶⁰, а в атмосфере Марса — модель с умеренной температурой, рекомендуемая COSPAR ⁸⁰. Кроме того, анализировались модели, в которых температура на всех исследуемых высотах отличалась от температуры основного профиля на $\pm 20^\circ$ для Венеры и $\pm 10^\circ$ для Марса.

Уравнение для колебательной температуры T_{010} также специально не анализировалось, и для нахождения T_{010} использовались результаты работы ⁵⁸ по расчету функции источника для фундаментальной полосы 15 мкм (переход $00^00 \rightarrow 01^10$) в атмосфере Венеры. Для нахождения высотного профиля T_{010} в атмосфере Марса проводился дополнительный пересчет этой функции источника на марсианскую шкалу высот.

На основе такой модели в ^{67, 68} был выполнен расчет среднего запаса колебательных квантов в асимметрической моде CO_2 и колебательной температуры этой моды.

Одним из интересных следствий анализа явилось обнаружение эффекта непосредственного (без участия поступательных степеней свободы) преобразования поглощаемого в ближней ИК области спектра ($\lambda \leq 4,3$ мкм) солнечного

Рис. 11. *a* — Поток ИК излучения в полосах 10,6 и 9,4 мкм CO_2 в атмосфере Венеры; Q_{10}^H — поток на лимбе планеты, т. е. при горизонтальном визировании из космоса, Q_{10}^V — вертикальный поток в космос со столба атмосферы с основанием на высоте Z . *b* — Мощность генерации лазера в линии 10,6 мкм в атмосфере Венеры в зависимости от высоты лазерной оси над поверхностью и при трех значениях коэффициента потерь на зеркалах



излучения в собственное излучение атмосфер в полосах 10,6 и 9,4 мкм. Найдено, что в освещенных солнцем атмосферах существует слой неравновесного ИК излучения в этих полосах с интенсивностями, значительно (в 10^3 — 10^4 раз)

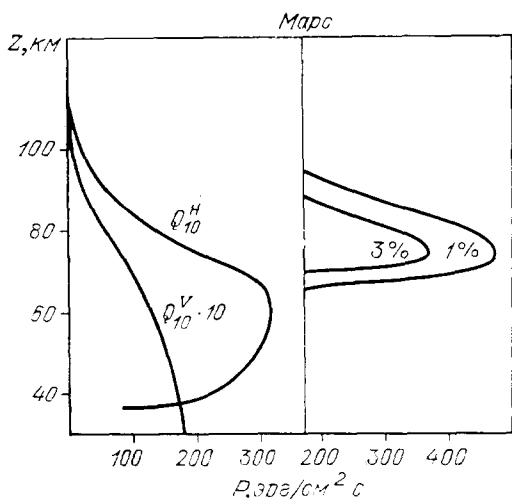


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, для Марса

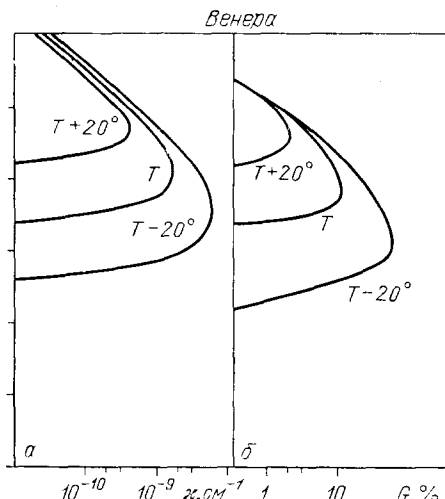


Рис. 13. Высотный ход коэффициента усиления ИК излучения на единицу длины (*a*) и усиления на одном проходе при горизонтальном визировании (*b*) на переходе 00° — 10° в атмосфере Венеры. Расчет выполнен для модели атмосферы с «умеренной» температурой, а также для «холодной» и «горячей» атмосфер

превосходящими равновесные значения и имеющими при визировании по лимбу планет максимум на высоте ~ 108 км для Венеры и ~ 60 км для Марса. Этот факт иллюстрируется рис. 11, 12.

Превышение колебательной температуры над T и T_{010} обуславливает не только неравновесный характер ИК излучения, но приводит и к возникновению инверсной заселенности уровней 00^01 и 10^00 , 02^00 (см. рис. 9, 10) и усилению излучения в полосах 10,6 и 9,4 мкм. Рассчитанные высотные профили коэффициента усиления и общего усиления на одном проходе представлены на рис. 13, 14. Видно, что усиление имеет максимум на высотах 110—125 км для Венеры и 70—80 км для Марса и достигает в этом максимуме значений 3—50% для Венеры и 5—15% для Марса. Такое усиление — вполне достаточное для экспериментального обнаружения его.

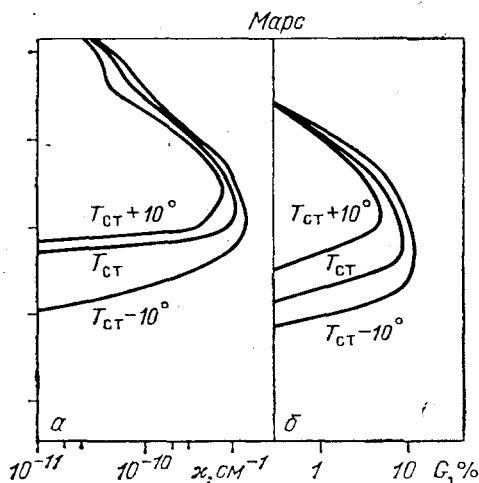


Рис. 14. То же, что и на рис. 9, для Марса

10^00 в области 85—95 км. Однако в этом случае из-за малой концентрации CO_2 усиление пренебрежимо мало.

5.3. Наземная экспериментальная техника наблюдения инфракрасного излучения в атмосферах планет

Инверсная заселенность колебательно-вращательных уровней CO_2 в атмосфере Марса экспериментально впервые была обнаружена в работе ⁶⁶. В ней с помощью наземного инфракрасного телескопа-спектрометра при визировании на освещенный Солнцем диск планеты измерялись интенсивность и форма отдельной колебательно-вращательной линии полосы 10,6 мкм, попадающей в окно прозрачности атмосферы Земли. По измеренной ширине линии была определена температура газа в излучающем столбе атмосферы, а по интенсивности одной линии авторы ⁶⁶ путем суммирования по вращательным подуровням определили общий поток энергии во всех линиях, принадлежащих полосам 10,6 и 9,4 мкм CO_2 , и нашли общую заселенность уровня 00^01 , которая оказалась выше, чем соответствующая измеренной температуре газа равновесная заселенность нижнего уровня 10^00 . Аналогичные измерения были проведены и для Венеры ⁸². Для подсолнечной точки измерения дали значения вертикального потока в полосах 10,6 и 9,4 мкм ~ 80 эрг/(см²с) для Венеры и ~ 18 эрг/(см²с) для Марса, что совпадает с расчетными величинами вертикального потока со столба с нижним основанием на высотах Z , меньших ~ 40 км для Марса и ~ 85 км для Венеры (см. рис. 11, 12).

Измерение профиля отдельных колебательно-вращательных линий в атмосферных ИК спектрах требует создания спектрометров с разрешающей силой $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^7$ (это на два порядка превосходит значения $\lambda/\Delta\lambda$, реализуемые в современных ИК-спектрометрах высокого разрешения типа Фурье-спектрометров и эталонов Фабри — Перо). Таких высоких значений $\lambda/\Delta\lambda$ можно достичь при использовании техники лазерных ИК гетеродинных спектрометров (ЛИКГС). Подробную информацию о технике ЛИКГС и обзор литературы можно найти в работе ⁸³.

Остановимся кратко на описании ЛИКГС Годдарского космического полетного центра НАСА, с помощью которого уже в течение ряда лет исследуются различные спектральные линии в атмосферах Земли, Венеры, Марса, Юпитера ^{66, 83, 84}, а также в хвостах комет ⁸⁵. С помощью этого прибора и была впервые обнаружена природная лазерная среда в верхней атмосфере Марса ⁶⁶. Схема ЛИКГС приведена на рис. 15.

Сигнал от источника ИК излучения $E_s \exp(i\omega_s t)$, принятый через телескоп, смешивается с опорным сигналом высокостабильного CO_2 -лазера $E_L \exp(i\omega_L t)$. Фотосмеситель (на кристалле HgCdTe) вырабатывает разностный сигнал $2E_L E_s \cos[(\omega_L - \omega_s)t]$, который может быть усилен и обработан с помощью электроники радиочастотного диапазона. В схеме на рис. 15 разностный сигнал поступает на вход 128-канального радиочастотного приемника (РЧП) спектральной линии, где он интегрируется, синхронно детектируется и обрабатывается на ЭВМ.

На описанном выше ЛИКГС было реализовано спектральное разрешение $0,00017 \text{ см}^{-1}$ для линии $\text{CO}_2 \text{R}8 \text{ } 967,707 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda/\Delta\lambda \approx 5,7 \cdot 10^6$). Чувствительность ИК спектрометра может быть охарактеризована минимальной температурой регистрируемого излучения черного тела при заданном отношении сигнал/шум. В указанном выше случае для $\lambda_L = 10,6 \text{ мкм}$ чувствительность ЛИКГС позволяла регистрировать излучение черного тела с температурой 130 К на уровне сигнал/шум ≈ 1 . Аналогичная система с $\lambda_L \approx 30 \text{ мкм}$ могла бы позволить детектировать излучение черного тела с $T = 50 \text{ К}$ (на уровне сигнал/шум ≈ 1), а излучение черного тела с $T = 130 \text{ К}$ на уровне сигнал/шум $\approx 10^3$ ⁸³.

Из данных по форме интенсивности линий, полученных с помощью описанного выше ЛИКГС, помимо измерения поступательных и колебательных температур CO_2 в атмосферах Венеры и Марса и обнаружения инверсной населенности молекулярных уровней, были определены также скорости ветра (с точностью до нескольких метров в секунду) в атмосферах этих планет, измерено содержание молекул C_2H_6 в атмосфере Юпитера ⁸⁵, дана верхняя оценка содержания NH_3 в атмосфере кометы, зарегистрированы примесные молекулы SiO , COS , O_3 , NH_3 , HNO_3 , C_2H_4 в атмосфере Земли ⁸³⁻⁸⁵.

5.4. Проекты лазерных систем в атмосферах Венеры и Марса

Обнаружение инверсной населенности и весьма заметного усиления излучения $10,6 \text{ мкм}$ на касательных направлениях в атмосферах Венеры и Марса позволило предложить проект космического лазерного генератора в этих атмосферах ^{67, 68, 86}. Установив на двух искусственных спутниках этих планет и нужным образом сориентировав зеркала, можно получить лазерную резонаторную систему. Высота орбит этих спутников и расстояние между ними должны быть подобраны так, чтобы линия, соединяющая оси зеркал,

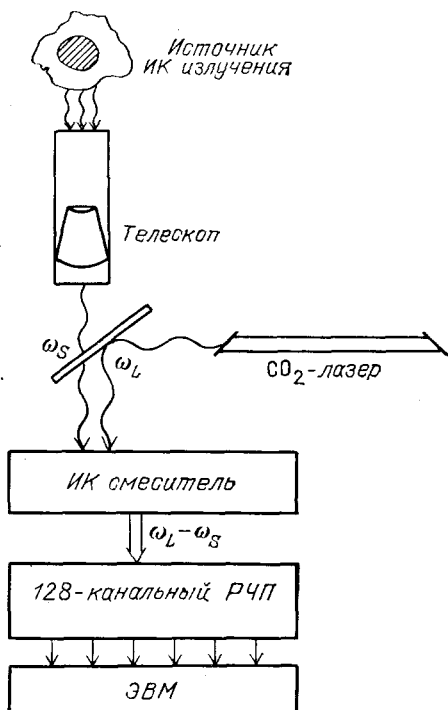


Рис. 15. Блок-схема лазерного ИК гетеродинного спектрометра (по данным ⁸³)

проходила на высотах, где усиление максимально. В ⁶⁷, ⁶⁸ был выполнен расчет мощности генерации таких лазеров в предположении, что одно зеркало глухое, а потери на втором обусловлены пропусканием, необходимым для вывода излучения из резонатора. Результаты расчета иллюстрируются на рис. 11 и 12. Видно, что мощность генерации венерианского лазера может составлять 10^{-4} Вт/см², а марсианского $4 \cdot 10^{-5}$ Вт/см². При этом площадь зеркал, определяющая общую мощность генерации, может составлять более 100 км². Такие лазеры могли бы, в принципе, использоваться в энергетике или служить своеобразными космическими маяками цивилизации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продолжающиеся уже почти десять лет исследования привели к определенным успехам и позволили найти газовые среды, которые могут обеспечить прямое преобразование солнечного излучения в лазерное. В проведенных экспериментах с имитаторами Солнца достигнуты КПД преобразования $\sim 0,2\%$. Однако для практического использования лазеров в энергетике этого недостаточно. Поэтому поиски новых сред продолжаются. Весьма перспективным здесь представляется поиск молекул типа RI с широким спектром поглощения в видимой области (а не в ближнем ультрафиолете, как для C_3F_7I) и с полной восстанавливаемостью после фотодиссоциации (подобно C_4F_9I), изучение возможностей сред с парами щелочных металлов, поиск молекул, эффективно поглощающих ИК излучение при умеренных давлениях (для схем с накачкой излучением черного тела). Если такие среды будут найдены, то, несомненно, мощные газовые лазеры с солнечным возбуждением смогут занять достойное место в гелиоэнергетике и лазерной технологии.

Наземные измерения неравновесного ИК излучения атмосфер Марса и Венеры, проведенные с помощью лазерных инфракрасных гетеродинных спектрометров, в совокупности с теоретическими исследованиями позволяют отнести верхние атмосферы этих планет к первым, ставшим известными нам, космическим лазерным объектам ИК диапазона. В дальнейшем здесь представляется интересным провести космический эксперимент (технически выполнимый уже сегодня) по лазерному зондированию и прямому измерению усиления излучения в этих средах, а в более отдаленном будущем — и создание космических лазеров.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить признательность С. А. Ахманову за поддержку и постоянное внимание к работе, а также многочисленные плодотворные обсуждения. Авторы благодарны В. С. Зуеву и М. Дж. Мумме (США) за полезные обсуждения.

Физический институт АН СССР
им. П. Н. Лебедева

Научно-исследовательский центр
по технологическим лазерам
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Панченко В. Я. // Письма ЖЭТФ, 1977. Т. 26. С. 7163.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. // УФН, 1972. Т. 108. С. 655.
3. Джиджоев М. С., Платоненко В. Т., Хохлов Р. В. // УФН. 1970. Т. 100. С. 641.
4. Джиджоев М. С., Пименов М. И., Платоненко В. Т., Филиппов Ю. В., Хохлов Р. В. // ЖЭТФ, 1969. Т. 757. С. 411.
5. Джиджоев М. С., Королев В. В., Марков В. Н., Платоненко В. Т., Хохлов Р. В. // Письма ЖЭТФ, 1971. Т. 13. С. 73.
6. Осипов А. И., Хмелевский А. Н., Хохлов Р. В. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика, астрономия». 1974. Т. 15. С. 126.
7. Осипов А. И., Хмелевский А. Н., Хохлов Р. В. // ЖЭТФ, 1970. Т. 58. С. 537.

8. Мкртчян М. М., Платоненко В. Т., Хохлов Р. В. // ЖЭТФ, 1973. Т. 65. С. 145.
9. Артамонова Н. Д., Платоненко В. Т., Хохлов Р. В. // ЖЭТФ, 1970. Т. 58. С. 2195.
10. Djidjoev M. S., Khokhlov R. V., Kiselev A. V., Lygin V. J., Namiot V. A., Osipov A. T., Panchenko V. Ya; Provotorov B. I., Shaitan K. V. Laser Chemistry at Surface // Tunable Laser and Applications Proceeding of Loen Conference. Norway, 1976/Eds A. Mooradian, T. Julger, P. Stokseth.— Berlin; Heidelberg; Tokyo: Springer-Verlag, 1976.— P. 100.
11. Джиджоев М. С., Осипов А. И., Платоненко В. Т., Панченко В. Я., Хохлов Р. В., Шайтан К. В. // ЖЭТФ, 1978. Т. 74. С. 1307.
12. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. // ЖТФ, 1974. Т. 44. С. 1063.
13. Ахманов С. А., Гордиенко В. М., Панченко В. Я. // Изв. вузов. Сер. «Физика», 1977. № 11. С. 14.
14. Ахманов С. А., Гордиенко В. М., Михеевко А. В., Панченко В. Я. // Письма ЖЭТФ, 1977. Т. 26. С. 603.
15. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Панченко В. Я., Хохлов Р. В. // Тезисы докладов, представленных на VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ташкент, 1974.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1974.— С. 483.
16. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Панченко В. Я. // ПМТФ. 1976, № 1. С. 10.
17. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Панченко В. Я. // ДАН СССР. 1977. Т. 234. С. 1302.
18. Копылова И. М., Сухоруков А. П. // Изв. вузов. Сер. «Физика». 1977. Т. 11. С. 154.
19. Glaser R. E. // Science, 1968. V. 162, P. 857.
20. Гудзенко Л. И., Барчуков А. И., Кайтмазов С. Д., Шкловский Е. И. // Тр. ФИАН. СССР. 1980. Т. 120. С. 100.
21. Kiss R. J., Lewis H. R., Duncan R. C. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34, P. 93.
22. Каминский А. А., Корниенко Л. С., Прохоров А. М. // ДАН СССР, 1965. Т. 161. С. 1063.
23. Козлов Н. А., Мак А. А., Седов Б. М. // Опт.-мех. пром. 1966. № 11. С. 25.
24. Young C. G. // Appl. Opt. 1966, V. 5, p. 993.
25. Lee J. H., Willard R., Weaver W. A. IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. QE-17. P. 84.
26. Arashi H., Oka Y., Sasahara N., Kaimai A., Ishigame M. // Japan. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. P. 1051.
27. Голгер А. Л., Климовский И. И. // Квант. электрон. 1984. Т. 11. С. 233.
28. De Young R. J., Walberg G. D., Conway E. J., Jones L. W. A NASA High-power Space-based Laser Research and Applications Program.— NASA. SP-464, 1983.
29. Conway E. J., De Young R. J. // CLEO'85 Digest of Technical Papers.— 1985.— FC3, P. 264.
30. De Young R. J. // AIAA Paper. 1984.— No. 1653.— P. 1.; Proceedings of XVII AIAA Conference on Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers.— Show — Mass., Cal., June 25—27, 1984.
31. Собельман И. И. // УФН, 1976. Т. 120. С. 85.
32. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Панченко В. Я. // Тр. ФИАН СССР, 1980. Т. 120. С. 90.
33. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Панченко В. Я. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. С. 251.
34. Harris W. L., Wilson J. W. // Space Sol. Power Rev. 1981. V. 2. P. 367.
35. Petersen A. B., Braverman L. W., Witting C. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 230.
36. Бубнова Л. И., Гордон Е. Б., Надхин А. И., Светличный С. И., Сotниченко С. А. // Квант. электрон. 1983. Т. 10. С. 883.
37. Залесский В. Ю. // Ibidem. С. 1097.
38. Harries W. L., Meador W. E. // Space Sol. Power Rev. 1983. V. 4. P. 189.
39. Zarata L. E., De Young R. J. // CLEO'84 Digest of Technical Papers.— 1984.— FC5. P. 220.
40. Weaver W. R., Lee J. H. // J. Energy. 1983. V. 7, P. 498.
41. De Young R. J. // ³⁹— FC4. P. 219.
42. Lee J. H., Lee M. H., Conway D. H., Weaver W. A., Williams M. D. // Intern. Laser Science Conference. Dallas, Texas, 1985. Post-Deadline Program. NTL-25.
43. Андреева Т. Л., Бирич Г. Н., Собельман И. И., Сорокин В. Н., Струк И. И. // Квант. электр. 1977. Т. 4. С. 2950.
44. Андреева Т. Л., Бирич Г. Н., Сорокин В. Н., Струк И. И. // Ibidem. 1976. Т. 6. С. 781.

45. Залесский В. Ю., Ершов Л. С., Кокушкин А. М., Поликарпов С. С.//*Ibidem*. 1981. Т. 8. С. 830.
46. Голгер А. Л., Гудзенко Л. И., Яковленко С. И.//*Ibidem*. 1978. Т. 5. С. 1982.
47. Голгер А. Л., Гудзенко Л. И., Яковленко С. И.//*Тр. ФИАН СССР*. 1980. Т. 120. С. 84.
48. Янсон М. Л., Фербер Р. С.//*Тезисы докладов X Сибирского совещания по спектроскопии*.— Томск, 1981.— С. 49.
49. Christiansen W. H. *Radiation Energy Conversion in Space*//*Progress in Astronautics and Aeronautics*/Ed. K. W. Billman.— New York: AIAA, 1978.— V. 61. P. 346.
50. Jesil O., Christiansen W. H. *Ibidem*. P. 357.
51. Taussing R., Bruzzone C., Nelson I., Qimly D., Christiansen W. H.//*AIAA Paper*. 1979. No. 79.— P. 1015; *AIAA Terrestrial Energy Systems Conference*.— Orlando, Fl., 1979.— P. 1.
52. Лазарев В. В., Панченко В. Я.//*Тезисы докладов III Всесоюзной конференции «Оптика лазеров»*.— Л.: 1982.— С. 91.
53. Christiansen W. H., Insuik R. J.//*Proc. of the 1st Gas Flow and Chemical Laser Conference*.— Stresa, Italy, 1982.
54. Insuik P. J., Christiansen W. H.//*16th AIAA: Fluide Plasma Dynamics*, Danvers, Mass, 1983.
55. Лазарев В. В., Панченко В. Я. *Гелиотехника*. 1986. № 1. С. 89.
56. Бохан П. А.//*Опт. и спектр.* 1969. Т. 26. С. 773.
57. Бохан П. А.//*Ibidem*. 1972. Т. 32. С. 826.
58. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры*.— М.: Наука, 1980.
59. Kumer J. B., James T. S.//*J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 638.
60. Dickinson R. E.//*J. Atmospher. Sci.* 1972. V. 29. P. 1531.
61. Degges T. S.//*Report AFCRH-TR-0606*. VI.— 236.— Hanscom AFB, Mass., 01731, 1974.
62. Shved G. M., Ishov A. G., Kuterov A. A.//*J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer*. 1984. V. 31, P. 35.
63. Стрельницкий В. С.//*УФН*. 1974. Т. 113. С. 46.
64. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. *Физика межзвездной среды*. М.: Наука, 1979.
65. Стрельницкий В. С.//*Письма Астрон. ж.* 1983. Т. 9. С. 184.
66. Mumma M. J., Buhl D., Chin G., Deming D., Espenak F., Kostjuk T., Zirou D.//*Science*. 1981. V. 212. P. 45.
67. Гордиец Б. Ф., Панченко В. Я. *ИК излучение и инверсная заселенность лазерных уровней CO₂ в атмосферах Венеры и Марса*: Препринт ФИАН СССР № 107.— Москва, 1982, перевод: Gordiets B. F., Panchenko V. Ya.//*NASA Washington, Technical Memorandum 85057*.— 1983.
68. Гордиец Б. Ф., Панченко В. Я.//*Косм. исслед.* 1983. Т. 21. С. 929.
69. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А. *Ibidem*. 1970. Т. 8. С. 437.
70. Красовский В. И.//*ДАН СССР*. 1949. Т. 66. С. 53; 1950. Т. 70. С. 999.
71. Шкловский И. С.//*ДАН СССР*. 1950. Т. 75. С. 351.
72. Meinel A.//*Astrophys. J.* 1950. V. 111. P. 207.
73. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А.//*Тр. ФИАН СССР*. 1978. Т. 105. С. 7.
74. Gordiets B. F., Markov M. N., Shelepin L. A.//*Planet and Space Sci.* 1978. V. 26. P. 933.
75. Швед Г. М.//*Косм. исслед.* 1970. Т. 8. С. 896.
76. Deming D., Mumma M. J.//*NASA. Technical Memorandum 75045*.— Washington, 1983.
77. Deming D., Mumma M. J.//*Icarus*. 1983. V. 55, P. 356.
78. Степанова Г. И., Швед Г. М.//*Астрон. цирк.* 1983. № 1294.
79. Степанова Г. И., Швед Г. М.//*Письма Астрон. ж.* 1985. Т. 11. С. 390.
80. *The Mars Reference Atmosphere: COSPAR*.— Pasadena, Cal. Jet Propulsion Laboratory, 1978.
81. Швед Г. М., Степанова Г. И., Кутепов А. А.//*Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана»*. 1978. Т. 19. С. 833.
82. Johnson M. A., Betz A. H., McLaren R. A., Sutton E. C., Townes C. H.//*Astrophys. J.* 1976, V. 208, P. L145.
83. Kostjuk Th., Mumma M. J.//*Appl. Opt.* 1983. V. 22, P. 2644.
84. Deming D., Espenak F., Jennings D., Kostjuk T., Mumma M. J.//*NASA Technical Memorandum 85044*.— Washington, 1983.
85. Weaver H. A., Mumma M. J.//*Astrophys. J.*, 1984. V. 276. P. 782.
86. Eberhart J.//*Sci. News*. 1983. V. 124. P. 181.