

В. А. БАТАНОВ, Ф. В. БУНКИН, академик А. М. ПРОХОРОВ, В. Б. ФЕДОРОВ

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ЛАЗЕР С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Преимущества молекулярных газов в лазерах с оптической некогерентной накачкой хорошо известны и обусловлены, с одной стороны, относительно широкой спектральной полосой поглощения света накачки, а с другой — относительно узкой шириной линии рабочего перехода. Один из таких лазеров — фотодиссоционный лазер ⁽¹⁾ — уже давно осуществлен. В настоящей работе предлагается и.к. молекулярный лазер с оптической накачкой в колебательно-вращательную полосу молекулы, находящуюся в основном электронном состоянии, некогерентным излучением от «неподвижной» ударной волны (у.в.), возникающей при стационарном истечении рабочей газовой смеси из сопла в режиме недорасширения в атмосферу газа. Состав этого газа может либо совпадать, либо не совпадать с составом рабочей смеси. Везде ниже для конкретности под рабочей смесью будет подразумеваться смесь $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$. При этом гелий играет ту же роль, что и в CO_2 -лазерах с электрическим разрядом (см. обзоры ^(2, 3)). Примесь азота не является необходимой для получения инверсии, однако она оказывается благоприятной, приводя, во-первых, к увеличению эффективного времени жизни верхнего лазерного уровня 00^1 и, во-вторых, к уширению эффективной колебательно-вращательной полосы поглощения накачки.

Отметим, что возможность осуществления и.к. молекулярных лазеров с оптической накачкой в традиционном «ламповом варианте» теоретически рассматривалась в работах ^(4, 5) (на примере молекул CO_2 и CH_4 с примесью буферных газов). Там же отмечались существующие технические трудности в осуществлении такого лазера, обусловленные, во-первых, ограниченным выбором оптических материалов в и.к. диапазоне для лазерной трубки с CO_2 -газом и для ламп накачки, а во-вторых, требованием поддержания достаточно низкой температуры рабочей смеси ($\approx 200^\circ \text{K}$). В предлагаемом варианте лазера эти трудности не возникают.

Рассмотрим имеющее форму плоской щели сопло, на выход которого поступает рабочая смесь с температурой T_0 и давлением p_0 . Предлагается, что сопло работает в режиме недорасширения, так что давление на его выходе $p_e > p_\infty$, где p_∞ — давление газа в камере, в которую происходит истечение сверхзвуковой струи. Известно, что при таком истечении в пространстве вне сопла возникает неподвижная относительно него цилиндрическая у.в., на фронте которой происходит преобразование сверхзвукового течения в дозвуковое. Везде далее мы будем предполагать, что режим работы выбран таким, что у.в. является сильной. При этом, как известно ⁽⁶⁾, температура газа за ее фронтом равна $T_2 = 4\gamma T_0 / (\gamma + 1)^2 \approx T_0$, где γ — показатель адиабаты Пуассона *, давление за фронтом у.в. p_2 лишь незначительно превышает давление p_∞ , и поэтому далее мы будем полагать $p_2 = p_\infty$.

* Эта и все последующие формулы справедливы, если теплоемкость газа не зависит от температуры. Это условие нарушается при следующем ниже рассмотрении температурного интервала $140 \div 1500^\circ \text{K}$, где приведенные формулы носят лишь оценочный характер.

В качественной форме рассматриваемая схема лазера выглядит следующим образом. Натекающий на фронт у.в. со сверхзвуковой скоростью $v_1 = c_0 / \sqrt{2 / (\gamma - 1)}$ (c_0 — скорость звука на входе в сопло) сильно охлажденный в результате адиабатического расширения газ подвергается оптической накачке излучением с температурой T_2 . Если при этом режим работы сопла подобран таким образом, что в области существенного охлаждения газовой смеси нижний лазерный уровень молекул CO_2 в результате соударений оказывается дезактивированным*, то оптическая накачка должна привести к инверсии в слое газа, непосредственно примыкающем к фронту у.в. (с толщиной k^{-1} , где k — коэффициент поглощения в полосе накачки). Если расположить зеркала перпендикулярно оси этого слоя, то должна возникнуть лазерная генерация.

Приведем количественные оценки. В стационарных условиях расстояние x_1 от выходного среза сопла до фронта у.в. вдоль струи может быть оценено по формуле

$$\frac{x_1}{d} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \left[1 + \frac{2}{\gamma - 1} M_e^{-2} \right]^{1/2} M_e^2 \frac{e}{p_\infty}, \quad (1)$$

где M_e — число Маха на выходе сопла; d — поперечный размер его выходного среза. Если условия на выходе сопла близки к критическим, то $M_e \simeq 1$, $p_e \simeq 0,5 p_0$, и при $\gamma = 1,4$ формула (1) дает $x_1 / d \simeq 0,8 p_0 / p_\infty$. Температура T_1 и давление p_1 перед фронтом у.в. определяются формулами (6)

$$T_1 = T_0 \left(\frac{\gamma^2 - 1}{4\gamma} \frac{p_\infty}{p_0} \right)^{\gamma-1}; \quad p_1 = p_\infty \frac{\gamma^2 - 1}{4\gamma} \frac{T_1}{T_0}. \quad (2)$$

Значения величин T_0 / T_1 и p_1 должны задаваться из условий оптимальности накачки и требования на температуру рабочей смеси (см. (4, 5)); после этого по формулам (2) определяются необходимые давления p_0 и p_∞ . Примем для определенности следующие параметры предлагаемого лазера: $T_0 \simeq T_2 = 1500^\circ \text{K}$, $T_1 = 140^\circ \text{K}$, $p_1 = 0,2$ атм., парциальное давление $p_{\text{He}} = p_{\text{N}_2} \simeq 10^2 p_{\text{CO}_2}$, $d = 2$ см. При этом $\gamma = 1,5$ и, согласно (2), необходимо обеспечить давления $p_0 = 245$ атм. и $p_\infty = 10,2$ атм., а расстояние от сопла до фронта у.в. оказывается равным $x_1 \simeq 32$ см. Как следует из (4), давление рабочей смеси 0,2 атм. при температурах 150—200° К не является оптимальным, поскольку при этом вращательные линии молекулы CO_2 в полосе поглощения ν_3 почти не перекрываются, и накачка происходит не эффективно. Существенное перекрытие линий наступает при давлении ~ 1 атм., когда коэффициент поглощения на крыльях линий (т. е. в минимумах полосы) равен $k \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ см, а в максимумах $\simeq 3$ см⁻¹. В рассматриваемых условиях адиабатического разлета такое давление имеет место в той точке, где температура рабочей смеси $T(x) = 240^\circ \text{K}$ ($p \sim T^3$); легко показать, что координата этой точки $x \simeq x_1 / 3 \simeq 11$ см. Нижний лазерный уровень в этой точке оказывается полностью дезактивированным, поскольку толщина релаксационного слоя по колебательным степеням свободы в этой точке $\simeq 1$ мм. Таким образом, следует считать, что при выбранных параметрах лазера будет осуществляться накачка и инверсия в слое газовой смеси с толщиной $\simeq 20$ см и с распределением температуры от 140 до 240°. Мощность генерации может быть оценена, исходя из мощности излучения черного тела при температуре $T_2 = 1500^\circ \text{K}$ в полосу накачки $\Delta\nu \simeq 100$ см⁻¹ и квантового выхода $\eta = 961/2350 = 0,41$. В рассматриваемой геометрии эффективный размер излучающей области газа составляет $\simeq 20$ см; мощ-

* Заметим, что на степень заселенности верхнего лазерного уровня (00^0_1) при этом никаких условий не налагается — он может быть также дезактивирован. Если же он в процессе адиабатического охлаждения не дезактивируется, то инверсия осуществляется и без оптической накачки. Такая схема газодинамического лазера была рассмотрена в работе (7).

ность лазерной генерации при этом равна приблизительно 500 вт с одного метра длины. При увеличении температуры $T_0 \simeq T_2$ мощность генерации также должна возрасти.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
27 I 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ И. И. Собельман, С. Г. Раутиан, ЖЭТФ, 43, 2018 (1962). ² В. П. Гычинский, УФН, 91, 389 (1967). ³ Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков, УФН, 91, 425 (1967). ⁴ П. А. Бохан, Г. И. Таланкина, Оптика и спектроскопия, 25, 536 (1968). ⁵ П. А. Бохан, Там же, 26, 773 (1969). ⁶ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., 1954. ⁷ В. К. Конюхов, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ, 3, 436 (1966).