

Э. У. Байков, А. С. Башкин, А. Н. Ораевский

НЕПРЕРЫВНЫЙ ХИМИЧЕСКИЙ HF-ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ
ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ С ТЕПЛОВЫМ МЕХАНИЗМОМ РАЗВЕТВЛЕНИЯ

Проанализированы условия создания непрерывного HF-лазера на основе цепной реакции с тепловым механизмом разветвления и предложены подходящие для этого молекулы. Проведенный анализ позволил выбрать форму лазерной камеры, необходимую для предотвращения теплового «кризиса» сверхзвукового потока в данном лазере.

Введение

При создании непрерывных химических HF-лазеров (НХЛ) одной из ключевых проблем является проблема быстрого смешения реагентов в сверхзвуковом газовом потоке [1]. Из-за конечной скорости смешения большого числа химически активных струй в области резонатора НХЛ могут формироваться оптические неоднородности (пограничные слои, слабые скачки уплотнения, волны разрежения), ухудшающие расходимость излучения. Конечность скорости смешения струй приводит также к ограничению степени использования запаса химической энергии в потоках: срыв генерации происходит до их полного перемешивания. Для устранения этих недостатков, как отмечалось в [2], желательно создать такую схему НХЛ, в которой области генерации и смешения потоков были бы пространственно разделены. При этом, естественно, необходимо сохранить автономность НХЛ и его высокий удельный энергосъем.

В случае использования цепной реакции фторирования водорода в принципе можно подобрать настолько слабое инициирование реакции, определяемое концентрацией активных центров (атомов F) в потоке окислителя (F_2-F-He), что смешение газовых потоков окислителя и горючего (H_2-He) будет осуществлено до того, как реакция пройдет на заметную глубину. Это, казалось бы, и требуется. Однако в этом случае, несмотря на хорошую однородность смеси, удельный энергосъем лазера будет низким вследствие того, что скорость протекания реакции будет недостаточна по сравнению со скоростью релаксационных процессов.

Устранить данное препятствие можно, если каким-либо образом обеспечить резкое ускорение такой реакции после того, как реагенты достаточно хорошо перемешаются. В этом случае можно было бы осуществлять предварительное смешение реагентов в медленной стадии реакции, а энергию лазерной генерации получать в быстрой стадии реакции. Как раз требуемый характер протекания имеет цепная реакция фторирования водорода при наличии теплового механизма разветвления. Она была рассмотрена в нашей предыдущей работе [3], посвященной возможности создания на ее основе импульсного H_2-F_2 -лазера. Тепловой механизм разветвления (ТМР) основан на термической диссоциации под действием тепловыделения реакции специально подобранных фторсодержащих молекул RF, введенных в обычную исходную смесь H_2-F_2 -лазера.

В работе [3] были рассмотрены лишь сравнительно высокие давления рабочей газовой смеси, близкие к атмосферному, причем с ростом давления смеси условия для термической диссоциации становятся благоприятнее и эффективность ТМР возрастает. В то же время типичные давления газа в области резонатора в разработанных на сегодня НХЛ [1] $p \approx 5-20$ мм рт. ст. При столь низких давлениях газа имеется опасность того, что ТМР в данном лазере может оказаться недостаточно быстрым и эффективным. Этот вопрос требует специального рассмотрения.

Кроме того, на пути использования режима с ТМР в НХЛ может возникнуть существенное препятствие, связанное со спецификой реакции с

ТМР и заключающееся в высоком нагреве газовой смеси к концу генерации. Так, согласно расчетам [3] в случае импульсной системы температура смеси T в лазере на этой реакции в зависимости от начальных условий может достигать к концу генерации $\sim 1,5\text{--}2,5$ кК. Столь сильный разогрев смеси может привести в случае непрерывного лазера к тепловому «запиранию» сверхзвукового газового потока и срыву генерации [4]. Следовательно, на применение реакции с ТМР в непрерывных фтороводородных лазерах можно будет в принципе надеяться, только если удастся нейтрализовать возникающий тепловой «кризис» сверхзвукового потока.

Таким образом, анализ возможности создания непрерывного HF-лазера на основе цепной реакции с ТМР должен включать в себя поиск условий эффективного вклада ТМР при давлениях, характерных для НХЛ, в энергию генерации лазера, а также определения возможности подавления теплового «кризиса» сверхзвукового потока в рассматриваемом лазере. Такой анализ и явился целью настоящей работы.

1. Эффективность теплового механизма разветвления в непрерывном HF-лазере

Прежде всего представляется необходимым, используя модель импульсного $\text{H}_2\text{--F}_2$ -лазера, определить, при каких характерных константах скорости диссоциации молекул RF можно ожидать эффективного вклада ТМР в энергию генерации $\text{H}_2\text{--F}_2$ -лазера при давлениях, характерных для непрерывного режима. Это необходимо для того, чтобы понять, могут ли существовать подходящие молекулы RF, а также вести их поиск. С этой целью были проведены расчеты на ЭВМ кинетики реакции и генерации $\text{H}_2\text{--F}_2$ -лазера при различных возможных значениях константы скорости термической диссоциации молекул.

Как известно [5], в зависимости от давления газа реакция термической диссоциации молекул может протекать с различными константами скорости. В пределе «низких давлений» мономолекулярная диссоциация молекул протекает по кинетическому закону второго порядка, а константа скорости этой реакции может быть оценена с помощью следующего выражения [5]:

$$K_0(T) \approx Z_0^* \frac{(E_a/RT)^{s-1}}{(s-1)!} \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right),$$

где E_a — энергия активации мономолекулярной реакции; T — температура газа; R — универсальная газовая постоянная; s — число колебательных степеней свободы данной молекулы RF, зависящее от числа атомов в ней; $Z_0^* \lesssim 10^{-10}\text{--}10^{-11}$ см³/с — скорость дезактивирующих столк-

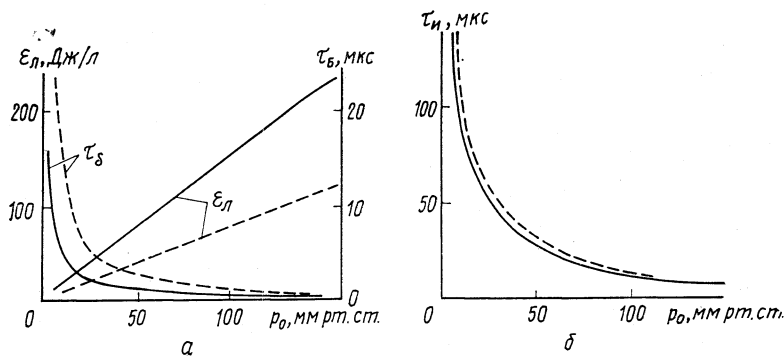


Рис. 1. Зависимости удельного энергозатрата ϵ_L , длительности быстрой стадии реакции τ_b (а) и длительности периода индукции τ_n (б) от полного давления смеси при константах скоростей диссоциации молекул $K_1 = \exp(-30 \text{ ккал/моль}/RT) \cdot 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (сплошные кривые) и $K_2 = \exp(-25 \text{ ккал/моль}/RT) \cdot 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (пунктир)

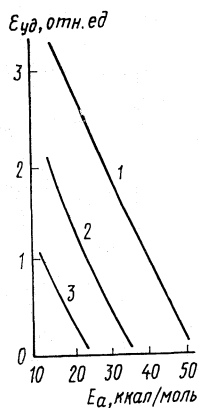


Рис. 2. Удельный энергосъем $\epsilon_{уд}$ H_2 — F_2 -лазера в зависимости от энергии активации E_a тепловой диссоциации молекул RF при $A=5 \cdot 10^{12}$ (1), $2 \cdot 10^{10}$ (2) и $5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ (3)

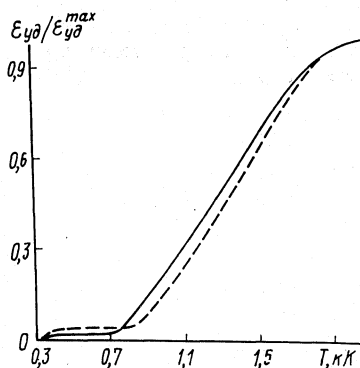


Рис. 3. Относительный удельный энергосъем в зависимости от температуры рабочей смеси. Константы скорости диссоциации те же, что на рис. 1

новений. В противоположном пределе «высоких давлений» реакция диссоциации протекает по кинетическому закону первого порядка, а ее константа скорости имеет более простой вид [5]:

$$K_{\infty} = A \exp(-E_a/RT),$$

где предэкспоненциальный множитель A имеет размерность обратной секунды и не зависит от температуры. Эти два предельных случая соответствуют двум условиям: $M \ll K_{\infty}/K_0(T)$ и $M \gg K_{\infty}/K_0(T)$, где M — полная концентрация компонентов данной газовой смеси. Отметим, что в случае промежуточных давлений ($M \approx K_{\infty}/K_0(T)$) константа скорости диссоциации имеет наиболее сложный вид, представляя собой довольно громоздкое выражение, содержащее K_{∞} и $MK_0(T)$ [5].

К какому из этих случаев относятся интересующие нас давления $p \approx 5$ — 20 мм рт. ст., зависит от конкретной молекулы RF. В принципе не исключен ни один из них.

Поскольку нас прежде всего интересует принципиальная возможность осуществления генерации H_2 — F_2 -лазера за счет ТМР при давлениях смеси, характерных для непрерывного режима, то имеет смысл провести в первую очередь расчеты для самого простого случая — предела «высоких давлений», когда константа скорости диссоциации зависит от наименьшего числа параметров. Расчеты проводились для различных значений A и E_a .

Для расчетов использовалась та же численная модель импульсного H_2 — F_2 -лазера, что и в работе [3]. Таким же, как в [3], бралось и соотношение компонентов в газовой смеси: $\text{F}_2:\text{H}_2:\text{RF}:\text{He}=10:5:1:(0-60)$, с тем отличием, что в ней отсутствовал кислород, поскольку в смесь непрерывного HF-лазера его не добавляют. Как и в [3], уровень начального иницирования $\alpha = [\text{F}]_0/[\text{F}_2] = 3 \cdot 10^{-4}$, где $[\text{F}]_0$ — начальная концентрация атомов фтора в смеси; $[\text{F}_2]$ — исходная концентрация молекулярного фтора. Исходная температура смеси $T_0 \approx 300$ К.

Как показали проведенные расчеты, в пределе «высоких давлений» в импульсном H_2 — F_2 -лазере на основе ТМР удельный энергосъем прямо пропорционален давлению (рис. 1, а). Отсюда следует, что для различных исходных давлений p_0 имеем $\epsilon_{уд} = (\epsilon_{п} - \epsilon_0)/p_0 = \text{const}(p_0)$, где $\epsilon_{п}$ и ϵ_0 — удельный энергосъем с единицы объема активной среды соответственно при наличии и в отсутствие ТМР в H_2 — F_2 -лазере. Это позволяет результаты расчета удельного энергосъема $\epsilon_{уд}$ для H_2 — F_2 -лазера с ТМР представить на одном графике (рис. 2). На его основе уже может вестись целенаправленный поиск молекул RF, подходящих для создания рассматриваемого лазера.

Таблица 1

Вычисленный предэкспоненциальный множитель константы скорости диссоциации некоторых молекул для $T_3 = 1,5$ кК

Молекула	E_a , ккал/моль	$\lg A$	s	$(E_a/RT_3)^{s-1}/(s-1)!$
F_2SO_3	33 [6]	15,13 [6]	12	7100
F_2O_2	17,3 [6]	12,8 [6]	6	53
KrF_2	23,8 [7]	12,3 [7]	3	32

Таблица 2

Удельный энергозъем $\epsilon_{уд}$ (отн. ед.) для давлений 5 и 15 мм рт. ст. при различных значениях параметра Z_0^*

Молекула	$p_0 = 5$ мм рт. ст.		$p_0 = 15$ мм рт. ст.	
	$Z_0^* = 10^{-11}$ см ³ /с	$Z_0^* = 10^{-10}$ см ³ /с	$Z_0^* = 10^{-11}$ см ³ /с	$Z_0^* = 10^{-10}$ см ³ /с
F_2SO_3	0	0,60	0,26	0,95
F_2O_2	0,03	0,72	0,36	1,1
KrF_2	0	0	0	0,24

Значения предэкспоненциального множителя $A \approx 5 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, приведенные на рис. 2, типичны для констант скоростей мономолекулярных реакций в пределе «высоких давлений» [5], поэтому надежды на существование подходящих молекул RF не лишены основания. Однако пока молекулы RF, для которых исходные давления газовой смеси лазера $p_0 \approx 5-20$ мм рт. ст. соответствовали бы пределу «высоких давлений», найти не удалось.

Характерное значение параметра $K_\infty/K_0(T)$ для конкретной молекулы RF следует, очевидно, оценивать при такой температуре рабочей смеси лазера T_3 , при достижении которой ТМР уже внесет достаточно эффективный вклад в энергию генерации H_2-F_2 -лазера. Согласно настоящим расчетам практически во всем представляющем для нас интерес диапазоне изменения величин A и E_a (см. рис. 2) в H_2-F_2 -лазере с ТМР удельный энергозъем к моменту достижения рабочей смесью температур $T \approx 1,0-1,5$ кК уже превышает 50-80 % полного, получаемого к моменту окончания генерации энергозъема (для примера см. рис. 3). Поэтому оценки характерных значений параметра $K_\infty/K_0(T)$ различных молекул RF и производились для $T_3 \approx 1,5$ кК.

Результаты расчета, приведенные на рис. 2, можно использовать и в пределе «низких давлений». Для этого необходимо, как уже было сделано в работе [3], вместо константы скорости диссоциации в пределе «низких давлений» взять ее «эффективное значение». Эта «эффективная» константа скорости диссоциации отличается от $K_0(T)$ тем, что в ней предэкспоненциальный множитель взят постоянным при $T=T_3$:

$$A_3 \approx MZ_0^*(E_a/RT_3)^{s-1}/(s-1)!$$

После этого преобразования константы скорости диссоциации уже можно рассматривать в пределе «высоких давлений», т. е. использовать рис. 2.

Перейдем к рассмотрению конкретных молекул F_2O_2 , F_2SO_3 и KrF_2 , которые были подобраны в работе [3] для осуществления импульсного H_2-F_2 -лазера на основе ТМР с атмосферным давлением смеси. Согласно оценкам [3] для всех указанных молекул интересующие нас $p_0 \approx 5-20$ мм рт. ст. соответствуют пределу «низких давлений». Эффективные константы скорости диссоциации этих молекул приведены в табл. 1. Они были непосредственно использованы для расчета $\epsilon_{уд}$ H_2-F_2 -лазера с ТМР при давлениях смеси, характерных для непрерывного режима (см. табл. 2). Из табл. 2 видно, что для осуществления НХЛ на основе ТМР предпочтительнее молекулы F_2O_2 и F_2SO_3 . Не исключено, что существуют и другие молекулы, более эффективные для осуществления такого лазера. Поиск

их следует продолжить. Тем не менее и приведенные результаты расчета дают основания надеяться на получение генерации за счет ТМР в $\text{H}_2\text{—F}_2$ -лазере при давлениях, характерных для непрерывного режима, даже при использовании рассмотренных молекул F_2O_2 и F_2SO_3 .

Интересно сравнить удельный энергозатрат $\epsilon_{\text{уд}}$, ожидаемый в $\text{H}_2\text{—F}_2$ -лазере на основе ТМР при давлениях, характерных для непрерывного режима, и при давлениях, близких к атмосферному. Проведенный с целью сравнения расчет для молекул F_2O_2 показал, что при снижении исходного давления p_0 смеси $\text{H}_2\text{—F}_2$ -лазера с ТМР от 250 до 15 мм рт. ст. $\epsilon_{\text{уд}}$ должен снизиться всего в 2—4 раза. Однако дальнейшее снижение давления до $p_0 \approx 5$ мм рт. ст. может согласно расчету более резко снизить $\epsilon_{\text{уд}}$ — еще в $\sim 1,5\text{—}10$ раз. Отсюда следует вывод о том, что снижение исходного давления смеси ниже $p_0 \approx 5$ мм рт. ст. в рассматриваемом лазере вряд ли целесообразно.

Прежде чем перейти к рассмотрению газодинамических особенностей НХЛ на основе ТМР, кратко приведем еще некоторые характеристики реакции с ТМР, полученные в проведенных расчетах, которые будут необходимы для дальнейшего анализа. Быстрая стадия реакции с ТМР в зависимости от константы скорости диссоциации конкретной молекулы RF и состава смеси, как показали проведенные расчеты, начинается при температурах рабочей смеси $T \approx 0,7\text{—}1,0$ кК. Окончание генерации в зависимости от условий наступает при $T \approx 1,5\text{—}2,5$ кК (см. рис. 3). Длительность быстрой стадии, как было показано в [3], слабо зависит от начального инициирования и определяется только давлением и составом исходной смеси, а также конкретной молекулой RF. В зависимости от условий для $p_0 \approx 5\text{—}15$ мм рт. ст. характерная длительность быстрой стадии $\tau_6 \approx 5\text{—}30$ мкс (см. рис. 1). Длительность индукционного периода согласно [3] примерно обратно пропорциональна уровню начального инициирования. Это и открывает принципиальную возможность за счет подбора в исходных потоках содержания реагентов (H_2 и F_2) и атомарного фтора обеспечить такую начальную скорость реакции, чтобы период индукции был не меньше времени перемешивания потоков. Например, при диффузионном механизме смешения потоков в НХЛ типичные длины зоны смешения $l \approx 10\text{—}15$ см [1]. При типичных скоростях таких потоков $u \approx (1\text{—}3,5) \cdot 10^5$ см/с требуемое время индукции $\tau_{\text{и}} \approx l/u \approx 30\text{—}150$ мкс. Для примера, приведенного на рис. 1, б, это время соответствует $p_0 \approx 5\text{—}50$ мм рт. ст. При изменении уровня инициирования α изменится и время индукции.

2. Выбор формы лазерной камеры

В непрерывных HF-лазерах на цепной неразветвленной реакции, а также на нецепной реакции фторирования водорода для нейтрализации теплового эффекта реакции и преодоления теплового «кризиса» сверхзвукового газового потока используются два способа [4]. Первый из них заключается в создании условий для расширения сверхзвукового потока реагирующих компонентов. Другой способ состоит в увеличении теплоемкости смеси и соответственно снижении ее температуры за счет разбавления смеси достаточным количеством буферного газа (обычно используются He, Ar или N_2).

Для осуществления ТМР в данной реакции смесь должна достичь температур $T \approx 0,7\text{—}1,0$ кК. Если разогрев смеси до указанных температур в потоке на участке от соплового блока (вход в смесительную камеру) до области резонатора, где начинает действовать ТМР, осуществлять за счет тепловыделения реакции, то расширение потока до области резонатора представляется нецелесообразным. Расширять газовый поток следует лишь в области, соответствующей быстрой стадии реакции. Отсюда вытекает невозможность использовать в данном лазере наиболее удобную для создания расширяющихся потоков кольцевую модель НХЛ [1], в ко-

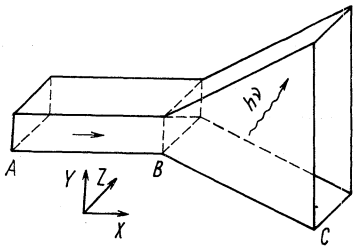


Рис. 4. Принципиальная схема лазерной камеры непрерывного HF-лазера на основе реакции с ТМР.

В сечении A располагается сопловой блок, из которого производится инжекция реагентов, на участке $A-B$ реагенты смешиваются, $B-C$ — область резонатора. Направление газового потока совпадает с осью X , расширение потока на участке $B-C$ производится вдоль оси Y , оптическая ось резонатора параллельна оси Z .

торой поток расширяется с самого начала — с момента инжекции реагентов.

Требуемый вид формы газового потока условно изображен на рис. 4. Здесь предполагается, что в сечении A находится сопловой блок, через который производится инжекция реагентов в смесительную камеру (участок $A-B$) со сверхзвуковой скоростью. На участке $A-B$ должно произойти полное перемешивание реагентов, а также разогрев смеси до температуры начала теплового разветвления. Длина смесительной камеры l определяется условием полного перемешивания потоков. При этом начальная скорость реакции подбирается так, чтобы к участку B смесь прогрелась до температуры начала ТМР.

Следует отметить, что в принципе достижение требуемой температуры смеси в потоке на участке $A-B$ возможно не только за счет тепла, выделяемого в реакции, а также за счет принудительного сужения сверхзвукового потока [8]. Данный метод разогрева смеси привлекателен тем, что позволяет уменьшить долю энергии реагентов, которую необходимо затратить исключительно только для подогрева смеси до температур начала ТМР. Геометрический разогрев потока в данном лазере непосредственно стыкуется со способом, основанным на прохождении потока через стационарную ударную волну, который был разработан сравнительно недавно для иницирования непрерывного HF-лазера на реакции без разветвления [2, 9]. Неисключено, что оптимальным является комбинированный метод повышения температуры смеси потока, сочетающий как разогрев за счет сужения канала, так и тепловыделение реакции. Однако вопросы разогрева потока геометрическим способом, а также при прохождении его через стационарную ударную волну выходят за рамки настоящей работы. Для получения же принципиального ответа на вопрос о возможности создания непрерывного HF-лазера на основе реакции с ТМР достаточно рассмотреть более простую с точки зрения анализа смесительную камеру постоянного сечения, где разогрев потока происходит только за счет тепловыделения реакции.

На участке $B-C$ (см. рис. 4), соответствующем области резонатора лазера, реакция резко ускоряется и осуществляется лазерная генерация. Расширение газового потока на этом участке и позволяет в принципе ослабить нагрев смеси за счет тепловыделения реакции.

3. Условия нейтрализации теплового «кризиса» сверхзвукового потока в HF-лазере на основе реакции с ТМР

Качественно рассмотреть тепловой «кризис» в данном лазере удобно в рамках одномерной модели, описывающей сверхзвуковой поток с предварительно перемешанными реагентами. Критический режим течения, отвечающий термическому «запиранию» сверхзвукового канала, как известно [4], может в данном лазере наступить тогда, когда в результате повышения температуры газа число Маха газового потока уменьшится до $M=1$. Следовательно, для работоспособности рассматриваемого лазера необходимо, чтобы нигде на участке $B-C$ (см. рис. 4) число Маха газового потока не уменьшалось до единицы.

Таблица 3

Параметры газового потока и размеры зоны генерации в зависимости от температуры T_B

T_B , КК	M_B	F_C/F_B	Δy_C , см	Δx_{BC} , см
0,7	2,51	10,7	16	20
0,8	2,35	6,23	9,3	11
0,9	2,21	4,21	6,3	7,0
1,0	2,01	3,22	4,8	4,8

Оценим, до какой степени необходимо расширить поток на участке $B-C$, где происходит основное тепловыделение реакции, чтобы предотвратить тепловой «кризис» потока. Необходимое расширение потока зависит от числа Маха M_B и температуры T_B в сечении B . Температура T_B , как уже говорилось, задается условием начала ТМР. В свою очередь, M_B зависит от параметров газового потока на входе в смесительную камеру M_A и T_A , поэтому анализ разбивается на два этапа. Сначала, исходя из заданных M_A , T_A и T_B , найдем число Маха в сечении B . Затем рассмотрим поток на участке $B-C$ и найдем связь между параметрами потока в сечениях B и C . После этого, используя M_B и T_B , оценим степень расширения потока, необходимую для того, чтобы в сечении C число Маха потока M_C было бы больше единицы.

На участке $A-B$ лазерной камеры поток имеет постоянное сечение. В таком случае параметры потока в сечениях A и B связаны соотношением [10], учитывающим повышение температуры за счет тепловыделения:

$$T_B/T_A = M_B^2 (1 + \gamma M_A^2)^2 / [M_A^2 (1 + \gamma M_B^2)^2], \quad (1)$$

где $\gamma = c_p/c_v = \text{const}$; c_p и c_v — молярные теплоемкости газовой смеси при постоянных давлении и объеме соответственно. Отсюда, решая квадратное уравнение относительно M_B^2 , находим

$$M_B = \sqrt{[(\beta - 2\delta\gamma) + \sqrt{(\beta - 2\delta\gamma)^2 - 4(\delta\gamma)^2}] / 2\delta\gamma^2}, \quad (2)$$

где для упрощения записи использованы обозначения $\delta = T_B/T_A$; $\beta = (1 + \gamma M_A^2)^2 / M_A^2$.

Поскольку M_B^2 находилось из квадратного уравнения, то, вообще говоря, у этого уравнения возможны два решения: $M_B^2 < 1$ и $M_B^2 > 1$. Однако в смесительной камере поток из сверхзвукового в дозвуковой превратиться не может [10]. Поэтому исходя из требования $M_B \geq 1$, в подкоренном выражении в (2) и взят знак «+». Для НХЛ с цепным механизмом возбуждения типичны следующие параметры потока на входе в смесительную камеру [4]: $M_A \approx 6$, $T_A \approx 150$ К, $\gamma \approx 1,5$. Типичные значения требуемой температуры смеси на выходе из смесительной камеры лежат в диапазоне $T_B \approx 0,7-1,0$ КК. Поэтому, при вычислении M_B по формуле (2) берем T_B в качестве параметра. Результаты этих вычислений представлены в соответствующей строке табл. 3.

Для получения формул, связывающих параметры потока в области резонатора (участок $B-C$, см. рис. 4), воспользуемся уравнением, описывающим изменение числа Маха в канале с переменным поперечным сечением $F(x)$ в присутствии тепловых источников [11]:

$$\frac{1}{M^2} \frac{dM^2}{dx} = \frac{1 + \gamma M^2}{1 - M^2} \left(\frac{1}{H} \frac{dQ}{dx} - \frac{1}{F} \frac{dF}{dx} \right) - \frac{1}{F} \frac{dF}{dx}, \quad (3)$$

где x — координата вдоль по потоку; $H = c_p T / W$ — энтальпия смеси; W — молекулярный вес смеси; dQ/dx — удельная скорость тепловыделения (в расчете на 1 г смеси). В общем случае ($F(x) \neq \text{const}$) переменные в (3) не разделяются и получить явное аналитическое решение не удастся. Тем не менее оценку сверху все же можно провести.

Для этого переищем уравнение (3) в следующем виде:

$$\frac{1 - M^2}{1 + \gamma M^2} \frac{dM^2}{M^2} = \frac{dQ}{H} - \frac{dF}{F} \frac{2 + (\gamma - 1) M^2}{1 + \gamma M^2}. \quad (4)$$

Это уравнение можно проинтегрировать, если положить в нем множитель $[2 + (\gamma - 1)M^2]/[1 + \gamma M^2]$ постоянным. Если взять минимальное его значение на участке $B-C$, то получаемая при этом требуемая степень расширения может быть только завышена. Непосредственная численная проверка показывает, что на участке $B-C$ величина $[2 + (\gamma - 1)M^2]/(1 + \gamma M^2)$ минимальна в сечении B .

При таком условии переменные в уравнении (4) разделены и его можно проинтегрировать:

$$\ln \left\{ \frac{M_C^2}{M_B^2} \left[\frac{1 + \gamma M_B^2}{1 + \gamma M_C^2} \right]^{(\gamma+1)/\gamma} \right\} \leq \int_B^C \frac{W}{c_p} \frac{dQ}{T} - \frac{2 + (\gamma - 1) M_B^2}{1 + \gamma M_B^2} \int_B^C \frac{dF}{F}, \quad (5)$$

где интегрирование проводится вдоль по потоку от начала его расширения (сечение B) до точки окончания генерации (сечение C). Входящий в

выражение (5) интеграл $\int_B^C W (c_p T)^{-1} dQ$ в общем виде не берется, поэтому

оценим его сверху. Так как температура в потоке возрастает, то справедливо соотношение $\int_B^C \frac{W}{c_p} \frac{dQ}{T} \leq \frac{W}{c_p} \frac{1}{T_B} \int_B^C dQ$. Правую часть этого соотноше-

ния можно привести к виду $W (c_p T_B)^{-1} \int_B^C dQ = (\theta_{\max} - T_B)/(\gamma T_B)$, где

$$\theta_{\max} = \left(W \int_B^C \frac{dQ}{c_p} \right) + T_B.$$

Физический смысл величины θ_{\max} следующий: это температура, до которой мог бы разогреться к концу генерации газ за счет тепловыделения реакции в лазере на реакции с ТМР, если бы не было компенсации нагрева смеси расширением потока.

Теперь, учитывая, что $M_C \geq 1$, выражение (5) можно привести к виду

$$\ln (F_B/F_C) \geq \frac{1 + \gamma M_B^2}{2 + (\gamma - 1) M_B^2} \left\{ \ln \left[\frac{(1 + \gamma M_B^2)^{(\gamma+1)/\gamma}}{(1 + \gamma) M_B^2} \right] - \frac{1}{\gamma} \frac{\theta_{\max} - T_B}{T_B} \right\}. \quad (6)$$

С помощью этой формулы уже можно оценить степень расширения потока, необходимую для преодоления в нем теплового «кризиса». Величины M_B и T_B были получены выше и приведены в табл. 3, θ_{\max} выбиралось равным $\sim 2,5$ кК, т. е. максимальным из диапазона, указанного выше. Полученные в результате вычислений по формуле (6) требуемые отношения площадей сечения потока F_B и F_C соответственно в сечениях B и C в рассматриваемом лазере приведены в табл. 3.

Возникает вопрос о том, при каких размерах лазерной камеры можно обеспечить найденные степени расширения газового потока. Для ответа необходимо проанализировать требования, которые наряду с заданным отношением сечений потока на входе и на выходе из области резонатора накладываются на эти размеры.

Прежде всего необходимо учесть, что имеется ограничение на возможность расширения сверхзвукового потока, связанное с существованием предельного угла расширения лазерной камеры. При превышении этого угла может произойти отрыв сверхзвукового потока от стенок камеры и контроль температуры потока за счет изменения сечения канала станет невозможным. В случае свободного расширения сверхзвукового потока в вакууме скорость его расширения в перпендикулярном направлении определяется тепловыми процессами, т. е. равна скорости звука (течение Пранд-

тля — Майера [8, 10]). Поэтому для оценок можно предположить, что в лазерной камере на участке $B-C$ скорость расширения потока в перпендикулярном направлении также равняется скорости звука ($M_{\perp}=1$). Из этого условия можно получить следующее соотношение между длиной зоны генерации Δx_{BC} , на которой должно происходить это расширение, и размером Δy_C , которого поток достигнет в сечении C :

$$\Delta y_C \approx 2\Delta x_{BC}M_{\perp}/M_B, \quad (7)$$

где двойка учитывает, что расширение потока происходит в двух противоположных направлениях вдоль оси Y (см. рис. 4).

В рассматриваемой лазерной камере размер потока вдоль оси Z не изменяется. Это позволяет установить связь между размерами потока по оси Y в сечениях B и C и отношением площадей потока в сечениях B и C :

$$\Delta y_B/\Delta y_C = F_B/F_C. \quad (8)$$

Существует также ограничение снизу на размер Δy_B . Оно обусловлено наличием у стенок лазерной камеры пограничного газового слоя, типичная толщина которого для таких потоков $\delta_{\text{п}} \approx 1-2$ мм. Влияние пограничного слоя будет очевидно мало только в том случае, если он будет существенно тоньше высоты потока ($\Delta y_B \gg \delta_{\text{п}}$). Для оценок возьмем размер потока на входе в область резонатора $\Delta y_B \approx 1,5$ см. Тогда, используя формулы (7) и (8), можно вычислить и Δy_C , а также необходимую длину зоны генерации Δx_{BC} (см. табл. 3). Следует отметить, что приведенные в табл. 3 длины зоны генерации в НХЛ с ТМР близки к длинам зоны генерации в некоторых режимах НХЛ на цепной реакции без разветвления [4]. Остается проанализировать вопрос о возможности достижения приведенных длин зоны генерации в рассматриваемом лазере.

Длина зоны генерации в таком лазере зависит от ряда факторов, а именно от соотношений реагентов в потоке, температуры и плотности газа, скорости газового потока, геометрии лазерной камеры и т. д. Отметим, что расширение сверхзвукового потока в области резонатора данного лазера, необходимое для предотвращения теплового «запирания», должно еще привести и к увеличению длины зоны генерации по сравнению со случаем нерасширяющегося потока. Причиной этого удлинения зоны генерации является снижение плотности газа в результате расширения потока, а также уменьшение температуры по сравнению с нерасширяющимся потоком. Дополнительный расчет кинетики реакции и генерации H_2-F_2 -лазера с ТМР, проведенный с целью проверки, показал, что более медленный подъем температуры смеси в быстрой стадии реакции (в расчете это было достигнуто за счет увеличения (путем разбавления гелием) теплоемкости смеси в ~ 2 раза) не должен привести к снижению удельного энергосъема. При этом должна снизиться температура окончания генерации (в конкретном случае $T \sim 1,7$ кК вместо $\sim 2,3$ кК), а ее длительность возрасти (в данном случае в ~ 2 раза).

Оценим диапазон давлений газа, при которых достижимы требуемые длины Δx_{BC} . Эту оценку можно провести в предположении, что расширение потока приводит к примерно пропорциональному увеличению длины зоны генерации. При несколько меньших степенях расширения потока (в 2—3 раза) существование такой пропорциональности подтверждается расчетами [4]. Тогда при тех же начальных условиях, но в отсутствие расширения потока, если бы не было теплового «кризиса», длина зоны генерации $\Delta x \approx \Delta x_{BC}F_B/F_C$. Отсюда, используя табл. 3, получаем $\Delta x \approx 2$ см. При типичных скоростях потока в НХЛ [1] $u \approx 3,5 \cdot 10^5$ см/с такая длина зоны генерации соответствует характерному времени генерации $\Delta t \approx \Delta x/u \approx \approx 6$ мкс. Для примера, приведенного на рис. 1, а, такие длительности генерации соответствуют давлениям газа $\sim 10-20$ мм рт. ст. Эти давления, как уже отмечалось, типичны и для разработанных на сегодня НХЛ на цепной реакции без разветвления [1, 4]. Следует отметить, что для меньших

констант скорости диссоциации, чем использованные на рис. 1, а, давление смеси может быть выше.

Заключение

Проведенный анализ показал, что возможность создания НХЛ на основе цепной реакции с ТМР достаточно реальна. При этом чем выше удастся поднять давление смеси, тем более высокий удельный энергосъем (на единицу веса смеси) можно ожидать в данном лазере, что связано с повышением эффективности ТМР. Наличие периода индукции в реакции с ТМР обеспечивает принципиальную возможность предварительного смешивания реагентов перед их попаданием в область резонатора, что и позволяет повысить давление смеси. Однако при этом имеются и ограничения повышения этого давления: повышение давления не должно слишком сильно уменьшить длину зоны лазерной генерации. Кроме того, существует предел, обусловленный лучевой стойкостью оптики.

Ожидаемый удельный энергосъем в НХЛ в ТМР, согласно проведенным оценкам по табл. 2, должен составлять ~ 300 Дж/г, что близко к энергосъему цепных НХЛ без разветвления [1].

1. А. С. Башкин, В. И. Игошин, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. Химические лазеры. — М.: Наука, 1982, с. 274—333.
2. В. И. Львов, А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Препринт ФИАН, М., 1984, № 219; *Квантовая электроника*, 12, 1034 (1985).
3. Э. У. Байков, А. С. Башкин, А. Н. Ораевский. *Квантовая электроника*, 14, 151 (1987).
4. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Препринт ФИАН, М., 1978, № 269.
5. В. И. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газозафазных реакций. — М., Наука, 1975, с. 214—241.
6. В. И. Веденев, А. А. Кибкало. Константы скорости газозафазных мономолекулярных реакций. — М.: Наука, 1972, с. 104.
7. В. Н. Прусаков, В. Б. Соколов. *Кинетика и катализ*, 12, № 1, 33 (1971).
8. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1976, с. 117—145.
9. *Laser Focus*, 19, № 3, 46 (1983).
10. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1976, с. 117—145.
11. Бай Ши-и. Введение в теорию сжимаемой жидкости. — М.: ИЛ, 1961, с. 48.

Физический институт

им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступила в редакцию

9 апреля 1986 г.

E. U. Baikov, A. S. Bashkin, A. N. Oraevskii. A CW HF Chemical Laser Utilizing the Chain Reaction With the Thermal Branching Mechanism.

Conditions are analyzed for development of a CW HF laser utilizing the chain reaction with the thermal branching mechanism and molecules are suggested which are suitable for it. The performed analysis made it possible to choose the shape of the laser chamber which is needed for the prevention of a thermal «crisis» of the supersonic flow in the laser.