

0.2;0.7

©1994

О СВЯЗИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НАКАЧКИ С МОЩНОСТЬЮ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ УРАНА

А.Н.Сизов

В работе [1] рассмотрена кинетика газовых лазеров с накачкой осколками деления урана на переходах $4d-5p$ атома Кг и $3d-4p$ атома Аг и выполнены расчеты параметров плазмы и лазерных характеристик для смесей Не-Кг и Не-Аг. Поскольку константы скоростей процессов столкновительного тушения уровней $4d$ атома Кг и $3d$ атома Аг неизвестны, то при расчете лазерных характеристик проводился подбор этих констант так, чтобы получить наиболее близкое соответствие расчетных и экспериментальных зависимостей. Влияние неоднородного распределения энерговклада [2-4], согласно [1,5], в таких расчетах может быть учтено через вредные потери в резонаторе, которые обусловлены возникающими в ходе накачки оптическими неоднородностями. Последние являются следствием термогазодинамических процессов, вызываемых совокупным воздействием неоднородностей энерговклада и теплопереноса, включая и теплообмен с подложками урановых слоев и стенками лазерной кюветы [6-8]. В расчетах [1,5] для упрощения коэффициент вредных потерь принимался равным нулю.

Однако влияние неоднородностей на лазерные характеристики может проявлять себя не только через вредные потери. Характерное время выравнивания температуры в газе $\tau_T \sim d^2/a \sim 1$ с. Здесь a — коэффициент температуропроводности газа, d — внутренний поперечный размер кюветы ($d \approx 2$ см). Поэтому если длительность возбуждающего нейтронного импульса $\tau < 10^{-2}$ с, как это имеет место в экспериментах [1,5,9-12], распределение температуры и плотности газа в лазере, за исключением узкой пристеночной области, определяется функцией распределения удельного энерговклада $F(\mathbf{r})$ [7,8]. Эта функция спадает с удалением от урановых слоев к центру кюветы, а плотность газа соответственно растет по мере приближения к оптической оси. Образуется фокусирующая газовая линза. В ходе генерации световые лучи как из приосевых, так и из периферийных

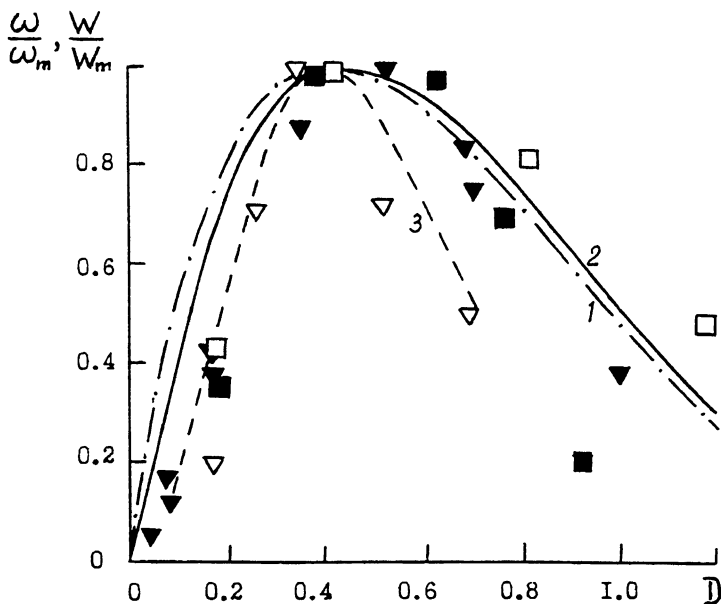
областей лазера при многократном проходе резонатора осциллируют около оптической оси системы. Следовательно, приосевая область может оказывать наибольшее влияние на параметры лазерного излучения.

Характеристики энерговыклада осколков деления будем определять через приведенный поперечный размер газового объема $D = d/R_0$ и приведенную толщину урансодержащего слоя $\delta = l/R_1$. Здесь l — толщина урансодержащего слоя; R_0, R_1 — длины пробега среднего осколка деления в газе и в материале урансодержащего слоя. Такой подход удобен [2], так как свойства тормозящих осколков сред заложены в величинах R_0 и R_1 , и замедление осколков в различных средах, но с одинаковым значением приведенных размеров должно быть одинаковым. Отметим, что поскольку потери энергии осколков на единице пути пропорциональны плотности тормозящей среды, то приведенный поперечный размер кюветы пропорционален начальному давлению газовой смеси.

Относительную долю энергии, вкладываемой осколками в центральную часть кюветы, характеризует величина $k = F_0/\langle F \rangle$, где F_0 — значение удельного энерговыклада в центре кюветы, $\langle F \rangle$ — среднее по сечению кюветы значение удельного энерговыклада. Полная энергия, вкладываемая осколками в газ, пропорциональна эффективности урансодержащих слоев $\varepsilon(D, \delta)$ и количеству урана в них, т.е. толщине этих слоев δ . Эффективность ε определяет относительную долю энергии, передаваемой осколками газу, от полной энергии, выделенной в уране в результате деления его ядер [2,3]. Таким образом, энергию, выделяемую осколками на оси лазерной кюветы, можно охарактеризовать безразмерным параметром

$$\omega = \delta \cdot \varepsilon \cdot k = \delta \cdot \varepsilon \cdot \frac{F_0}{\langle F \rangle}.$$

Зависимость параметра ω от D для системы, образованной двумя параллельными плоскими бесконечно протяженными урановыми слоями при $\delta = 0.4$ (что соответствует слою окиси-закиси U^{235} толщиной $l = 3.2 \text{ мг/см}^2$, использованному в экспериментах [1,5,9-12]), полученная расчетом по методу [2], показана на рисунке кривой 1. Соотношения работы [3] позволяют учесть влияние краевых эффектов, обусловленное конечным поперечным размером урановых слоев h . В названных экспериментах $h = 6 \text{ см}$. Результаты расчета ω с учетом краевых эффектов представлены кривой 2. Там же нанесены экспериментальные значения мощностей генерации для различных смесей [1,5,9-12]. Кривая 3 отражает расчеты мощности генерации в смеси He-Kr(1000:1)



Зависимости параметра оптимизации энерговклада и мощности генерации от приведенного поперечного размера лазерной кюветы. ∇ — (He-Kr) [1,9]; \blacktriangledown — (He-Xe) [5,10]; \square — (Ar-Xe) [11]; \blacksquare — (чистый Xe) [12].

[1], выполненные с подгонкой констант скоростей столкновительного тушения уровней атома Kr. На рисунке для удобства сопоставления значения как параметра ω , так и мощности генерации W отнесены к их максимальным значениям ω_m и W_m .

Параметр ω совершенно не зависит от констант скоростей процессов, протекающих в плазме. Соответствие его поведения экспериментальной зависимости $W(D)$ свидетельствует о возможном существенном влиянии, кроме рассмотренных в [1,5] явлений, еще и закономерностей передачи газу энергии заряженных частиц, термогазодинамических процессов и геометрии системы.

Если указанное утверждение верно, то для лазеров с накачкой осколками деления от плоских урановых слоев оптимальным для любых смесей является приведенный поперечный размер $D \approx 0.45$. Так, при $d = 2$ см для смеси, основным компонентом которой является He, данное значение D соответствует начальному давлению смеси $P_0 \approx 240$, на основе Ar ≈ 55 , на основе Xe ≈ 25 кПа. Все эти значения неплохо согласуются с экспериментальными результатами [1,5,9-12].

Автор выражает благодарность С.П.Мельникову и А.А.Синянскому за полезные обсуждения и проявленный к данной работе интерес.

Список литературы

- [1] Мельников С.П., Синянский А.А. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 6. С. 159-169.
- [2] Казаян В.Т., Литвиненко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск: Наука и техника, 1972. 246 с.
- [3] Матвеев В.Ю. // Тр. конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Т. 2. Обнинск, 1993. С. 79-81.
- [4] Матвеев В.Ю., Сизов А.Н. // Тр. конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Т. 2. Обнинск, 1993. С. 209-218.
- [5] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 10. С. 100-113.
- [6] Сизов А.Н., Дерюгин Ю.Н., // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 9. С. 107-111.
- [7] Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54, В. 10. С. 2009-2015.
- [8] Torczynski J.R. // J. of Thermophysics and Heat Transfer. 1991. V. 5. N 3. P. 318-326.
- [9] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 7. С. 1346-1350.
- [10] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. С. 80-83.
- [11] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 16. С. 1016-1020.
- [12] Конак А.И., Мельников С.П., Синянский А.А. // Тр. конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Т. 2. Обнинск, 1993. С. 121-129.

Поступило в Редакцию
31 января 1994 г.