

04;07;12

Влияние удельного энерговклада на характеристики Ar/Xe лазера с ядерной накачкой

© М.В. Боховко, А.П. Будник, И.В. Добровольская,
В.Н. Кононов, О.Е. Кононов

Государственный научный центр РФ —
Физико-энергетический институт, Обнинск

Поступило в Редакцию 14 января 1998 г.

Представлены результаты экспериментов и модельных расчетов по накачке осколками деления ^{235}U в широком диапазоне удельных мощностей Ar/Xe лазера с длиной волны $1.73\ \mu\text{m}$. Рассмотрен механизм срыва генерации при большом удельном энерговкладе.

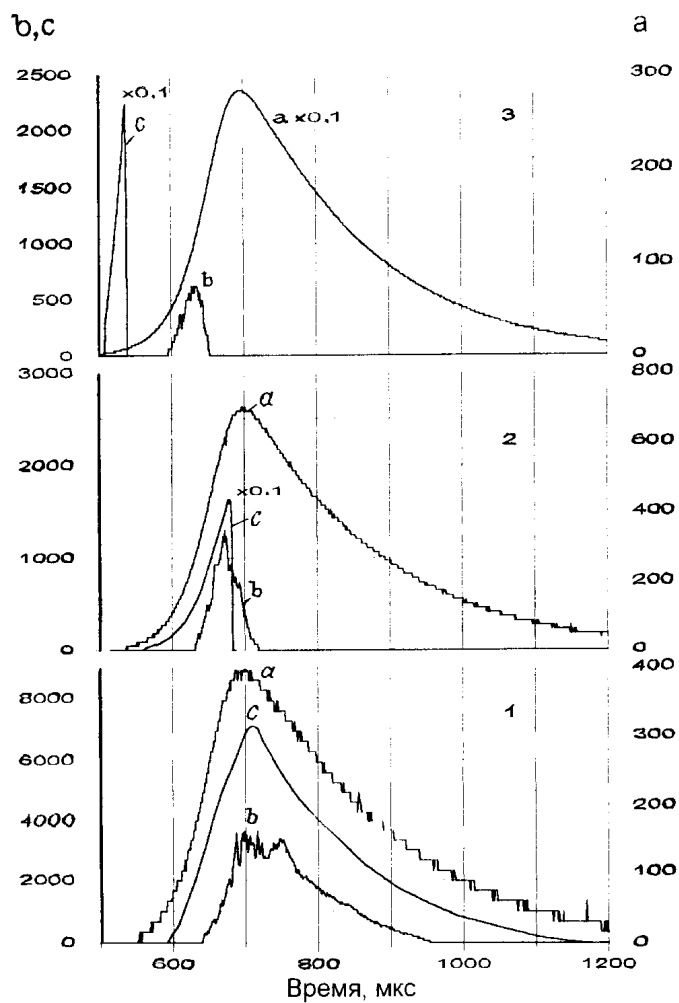
В создаваемом энергетическом макете большой лазерной системы с ядерной накачкой от импульса реактора [1] в качестве активной среды предполагается использовать смесь He/Ar/Xe, для которой сейчас достигнуты наилучшие энергетические характеристики (КПД, выходная мощность). При этом удельная энергия накачки осколками деления урана-235 в лазерном блоке будет составлять около $1\ \text{kJ/l}$, а предполагаемая величина выходной энергии лазерного излучения может достигать нескольких десятков kJ и зависит от предельного значения удельного энергосъема используемой активной среды. Достигнутая в настоящее время величина удельного энергосъема Ar/Xe лазера равна $\sim 1\ \text{J/l}$ и определяется срывом генерации при увеличении удельного энерговклада. Эта особенность лазера на $5d-6p$ переходах атома Xe исследовалась экспериментально и теоретически в ряде работ [2–4]. Однако полной ясности в понимании механизма энергетической перегрузки этого лазера и возможных путей ее преодоления в настоящее время нет [5,6].

В настоящей работе с целью изучения механизмов срыва генерации впервые в широком диапазоне удельных мощностей ядерной накачки (от 0.3 до $3\ \text{kW/cm}^3$) исследованы энергетические характеристики Ar/Xe лазера в режиме свободной генерации. С целью интерпретации

результатов экспериментов проведено математическое моделирование кинетических процессов в Ag/Xe лазере.

Эксперименты проводились на двухзонном импульсном реакторе БАРС-6, позволяющем получить на поверхности лазерной кюветы плотность потока тепловых нейтронов до $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ при длительности нейтронного импульса $200 \mu\text{s}$. Внутренняя поверхность лазерной кюветы была покрыта тонким слоем урана-235 с общим весом 1 г. Кювета объемом 550 cm^3 имела просветленные оптические окна и заполнялась смесью Ag/Xe в соотношении 200:1 при давлении 380 Торг. Резонатор состоял из двух диэлектрических зеркал. Лазерное излучение с длиной волны $1.73 \mu\text{m}$ направлялось в калориметр ИМО-2Н, размещенный в реакторном боксе, и частично выводилось в экспериментальный зал, где регистрировалось с помощью германиевых фотоприемников и цифрового запоминающего осциллографа [7]. Импульс тепловых нейтронов регистрировался с помощью вакуумных камер деления [8], а величина флюенса тепловых нейтронов измерялась методом активации золотых фольг. Эти данные использовались для расчета удельного энерговыклада и мощности накачки осколками деления урана-235. Эксперименты проводились при трех различных положениях лазерной кюветы относительно активных зон реактора. Пиковое значение плотности потока тепловых нейтронов на поверхности кюветы было в пределах $2.4 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, максимальный флюенс тепловых нейтронов составлял $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, а величина удельной мощности накачки осколками деления достигала $3 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-3}$. Максимальное значение энергии лазерного излучения, зарегистрированное в экспериментах, составляло 0.49 J и соответствовало удельному энерговыделению $0.9 \text{ J} \cdot \text{l}^{-1}$ и удельной мощности $5.5 \text{ kW} \cdot \text{l}^{-1}$.

Для выяснения механизма срыва генерации в настоящей работе проведено математическое моделирование кинетических процессов в Ag/Xe лазере, возбуждаемом осколками деления. Кинетическая модель построена на основе данных, приведенных в работах [9,10]. В ней учитывалось 46 компонент, участвующих в 389 реакциях и радиационных переходах. При моделировании учитывалось отклонение функции распределения электронов по энергиям от максвелловской, рассчитывалось изменение температуры среды во время импульса накачки и принималась во внимание зависимость от температуры констант скоростей реакций и сечения вынужденного излучения. Мощность импульса накачки, параметры резонатора и среды задавались согласно условиям эксперимента.



Осциллограммы импульсов накачки (a , $W \cdot \text{cm}^{-3}$) и лазерного излучения (b , W) и результаты расчета (c , W) для трех значений удельного энерговклада: 1 — $0.1 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$, 2 — $0.17 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$, 3 — $0.7 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Осциллограммы импульсов накачки и лазерного излучения с длиной волны $1.73 \mu\text{m}$, полученные в экспериментах при трех значениях удельного энерговклада, а также результаты расчетов по математическому моделированию, представлены на рисунке. При энергокладе $0.1 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$ энергетическая перегрузка Ar/Xe лазера проявляется в ограничении наблюдаемой в эксперименте выходной мощности на уровне 3 kW при достижении энерговклада $\sim 20 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-3}$. КПД лазера по вложенной энергии при этом составляет 1.5% . Рассчитанные по кинетической модели выходная мощность и КПД вдвое превышают экспериментальные, а эффект энергетической перегрузки заметно не проявляется. Увеличение удельного энерговклада до $0.17 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$ приводит к сильному сокращению длительности генерации (с 300 до $80 \mu\text{s}$), уменьшению пиковой мощности в ~ 2 раза и снижению КПД до $5 \cdot 10^{-2}\%$. В результатах расчетов также проявляется энергетическая перегрузка в виде срыва генерации, а ее длительность хорошо согласуется с наблюдаемой в эксперименте. Ограничения мощности при этом не происходит, а КПД уменьшается в ~ 3 раза и составляет 0.8% . При дальнейшем увеличении удельного энерговклада до $0.7 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$ эта тенденция сохраняется. Таким образом, наблюдаемая в эксперименте энергетическая перегрузка Ar/Xe лазера с ядерной накачкой на переходе $1.73 \mu\text{m}$ атома Xe в общих чертах достаточно хорошо воспроизводится использованной в расчетах кинетической моделью. Расхождение между экспериментом и расчетом в величине порога и пиковой мощности может произтекать от неполного соответствия параметров резонатора, реальных и использованных в расчетах.

Анализ кинетических процессов показал, что при большой мощности накачки срыв генерации обусловлен столкновительными процессами с участием электронов, а не ростом температуры газовой среды. При этом скорость заселения атомов Xe, находящихся на верхнем лазерном уровне, резко падает из-за возрастания концентрации электронов и особенно их средней энергии, так как образующиеся в результате диссоциативной рекомбинации иона ArXe высоковозбужденные атомы Xe в основном ионизируются электронами, а не тушатся атомами Ar с заселением верхнего лазерного уровня. В конечном итоге это и приводит к срыву генерации. В отличие от предлагаемого механизма срыв генерации при небольших мощностях накачки объясняется, согласно работе [10], простым перемешиванием электронами лазерных уровней.

Таким образом, результаты настоящих исследований показывают, что увеличение предельного энерговклада Ar/Xe лазера с накачкой

осколками деления может быть достигнуто введением в смесь добавок молекулярных газов, снижающих электронную температуру, а также, возможно, электроотрицательных газов, снижающих их концентрацию. Вместе с тем понижение начальной температуры газовой смеси, предлагавшееся в работе [11], не представляется эффективным.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 96-02-16922.

Список литературы

- [1] Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В. и др. // Атомная энергия. 1966. Т. 80. В. 5. С. 361–365
- [2] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. С. 80.
- [3] Alford W.J., Hays G.N. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 3760.
- [4] Alford W.J., Hays G.N., Ohwa M., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 1843.
- [5] Середа О.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. С. 535.
- [6] Карелин А.В., Синявский А.А., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. С. 387.
- [7] Регушевский В.И., Кононов О.Е., Боховко М.В., Кононов В.Н. Препринт ФЭИ-2478. Обнинск, 1995.
- [8] Регушевский В.И., Боховко М.В., Кононов В.Н. и др. Препринт ФЭИ-2531. Обнинск, 1996.
- [9] Ohwa M., Moratz T.J., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 5131.
- [10] Shon J.W., Kushner M.G., Hebner G.A., Hays G.N. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 2686.
- [11] Hebner G.A. // IEEE. J. Quantum Electronics. 1995. V. 31. N 9. P. 1262.