

К ПЕРЕОЦЕНКЕ ПАРАМЕТРОВ НАКАЧКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА-ЛАЗЕРА НА СВЯЗАННО-СВОБОДНОМ ПЕРЕХОДЕ МОЛЕКУЛЫ МОНОФТОРИДА КСЕНОНА

И. С. Лакоба

УДК 621.039.5/.6

На основании новых данных проведена переоценка пороговой удельной мощности и длительности накачки, а также возможного состава среды реактора-лазера на смеси неон/ксенон/гексафторид урана. Рабочим лазерным переходом выбрана фотодиссоциация  $\text{XeF}$  (переход  $\text{C} \rightarrow \text{A}$ ). Рассмотрены возможности и условия обеспечения необходимого энерговыделения за счет реакции деления.

В работе /I/ было проведено предварительное обсуждение модели реактора-лазера (РЛ) на смеси  $\text{R/Xe/UF}_6$  (R - легкий инертный газ) для случая, когда усиление ожидается на связанно-свободном переходе из низшего ионного состояния молекулы  $\text{XeF}^{\text{III}}$ . Ко времени опубликования /I/ сама возможность генерации на данном переходе (в современных обозначениях -  $\text{C}(3/2) \rightarrow \text{A}(3/2)$ ) оставалась неясной, хотя лазеры на связанно-связанном переходе  $\text{B}(1/2) \rightarrow \text{X}(1/2)$  уже были запущены. Изучение лазерных свойств моногалогенидов инертных газов тогда только начиналось. Поэтому в /I/ из-за практически полного отсутствия необходимых для оценки характеристик активной среды их зачатую приходилось вводить почти произвольно. Сейчас, благодаря в основном многочисленным исследованиям  $\text{XeF}$ -лазеров и лазеров с ядерной накачкой, появился некоторый материал для более обоснованного рассмотрения схемы генерации на  $\text{XeF}^{\text{III}}$  в смеси  $\text{R/Xe/UF}_6$ .

О достижениях генерации на  $\text{C} \rightarrow \text{A}$ -переходе  $\text{XeF}^{\text{III}}$  ( $\lambda_0 \approx 470 \text{ нм}$ ) в средах иного состава сообщалось в /2,3/. Напомним, что выбор  $\text{C} \rightarrow \text{A}$  (а не  $\text{B} \rightarrow \text{X}$ ) в качестве рабочего перехода РЛ, содержащего  $\text{UF}_6$ , обусловлен двумя основными причинами: пренебрежимо малой абсорбцией  $\text{UF}_6$  в спектральной области  $\lambda \sim 470 \text{ нм}$  и отталкива-

тельным характером нижнего терма, быстрая очистка которого обеспечивается самопроизвольным распадом молекулы. Заселение верхнего рабочего уровня в среде R/He/UF<sub>6</sub> может происходить не только за счет непосредственного образования ХеF C(3/2) в ходе ион-ионной рекомбинации Хе<sup>+</sup> (Хе<sub>2</sub><sup>+</sup>) с фторсодержащими отрицательными ионами (UF<sub>6</sub><sup>-</sup>, F<sup>-</sup>, UF<sub>5</sub><sup>-</sup>, UF<sub>7</sub><sup>-</sup>) и гарпунных реакций возбужденных частиц ксенона с молекулами фторагентов<sup>\*)</sup>, но и при релаксации состояния В(1/2), энергетически локализованного на ~ 0,08 эВ /4/ выше С(3/2), под действием ударов тяжелых частиц. Публикаций о прямой экспериментальной проверке возможности усиления на ХеF<sup>\*\*</sup> в смесях R/He/UF<sub>6</sub> пока нет. Правда, в обзоре /5/ имеется упоминание (со ссылкой на частное сообщение) о том, что в лаборатории NASA-Langley подобные эксперименты проводились, причем в каких-то условиях получена генерация на переходе В→Х. Добавим, что в работе /6/ при импульсном фотоллизе и последующем лазерном возбуждении смесей He/He/UF<sub>6</sub> наблюдалась интенсивная люминесценция в полосе перехода С→А. Таким образом, в настоящее время возможность генерации на смесях R/He/UF<sub>6</sub> вызывает значительно меньше сомнений, чем к моменту выполнения /1/.

Ориентировочные ограничения на состав лазерно-активной среды R/He/UF<sub>6</sub> можно получить на основе следующих простых соображений: скорости тушения ХеF C(3/2) частицами исходных компонентов не должны существенно превышать частоту спонтанного радиационного распада этого состояния, т.е.  $A_C \gg k_1^C N_1$ , где  $A_C$  - коэффициент Эйнштейна для перехода С→А,  $N_1$  - плотность частиц сорта  $i^{***}$ ,  $k_1^C$  - константы скорости парного тушения; во избежание значительных потерь возбужденных молекул потребуем, чтобы скорость перехода В→С в столкновениях ХеF В(1/2) с атомами буферного газа ( $k_1^{BC} N_1$ ) была больше коэффициента Эйнштейна  $A_B$  состояния В(1/2) и скоростей тушения  $k_1^B N_1$  его частицами Хе и UF<sub>6</sub>. Отметим, что состояние С(3/2) тушится намного менее эффективно, чем В(1/2) /4/. Еще одно возможное преимущество С→А как рабочего перехода РЛ представляется в том, что вследствие меньшей энергии кванта излучение С→А будет, по-видимому, значительно

\*) Такие процессы принято считать основными каналами образования ХеF В(1/2).

\*\*) Пусть  $i = 1$  относится к R,  $i = 2$  - к Хе,  $i = 3$  - к UF<sub>6</sub>.

слабее, чем излучение В→Х, поглощаться такими частицами активной среды, как  $R_2^+$ ,  $He_2^+$  и отрицательные ионы. В качестве буферного газа целесообразно выбрать неон <sup>\*)</sup>, отличающийся минимальными значениями  $k_1^C$  и  $k_1^B/4$ . Величины соответствующих констант для  $UF_6$  в литературе не приводились, однако из обработки данных /6/ следует  $k_2^B \approx 5 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с. Предположим, что  $k_3^{BC} \approx k_2^B$ , а  $k_3^C \approx 0,1 k_3^{BC}$  - это характерно для бинарных фторидов /4/. Воспользовавшись также значениями  $A_C = 10^7$  с<sup>-1</sup> /2/,  $A_B \approx 5 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> /6/,  $k_1^{BC} \approx 7,4 \cdot 10^{-13}$  см<sup>3</sup>/с,  $k_1^C \approx 3,5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>3</sup>/с,  $k_2^B \approx 6 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с и  $k_2^C \approx 1,5 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с /4/, найдем:  $7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>  $< N_1 \leq 3 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>;  $N_2 \leq 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_3 \leq 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Поскольку в данной смеси  $UF_6$  является одновременно фторагентом и ядерно-активным компонентом (см. /1/), его содержание должно быть как можно более высоким. Ксенона же, по-видимому, следует взять больше, чем  $UF_6$ , чтобы в релаксации плазмы преобладал канал, связанный с частицами ксенона. Для определенности зададимся таким составом:  $N_1 = 10^{21}$  см<sup>-3</sup>,  $N_2 = 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_3 = 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. В приближении стационарности оценим для этой смеси величину пороговой энергонапряженности РЛ (см. /1/):  $W_{th} = \gamma E^{\#} K / q \sigma_c L$ . Здесь  $\gamma$  - коэффициент потерь в резонаторе,  $E^{\#}$  - энергия образования пары  $He^+ - e$ ,  $K = A_C + k_1^C N_1 + k_2^C N_2 + k_3^C N_3$  - суммарный коэффициент скорости распада  $HeF$  (3/2),  $\sigma_c$  - сечение индуцированной эмиссии,  $q$  - эффективный квантовый выход  $HeF^{\#}$  на один акт ионизации,  $L$  - длина активной зоны. Подставив сюда  $\gamma/L \approx 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>,  $E^{\#} \approx 22$  эВ,  $q \approx 0,5/7$ ,  $K \approx 3 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $\sigma_c \approx 5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> /2/, получим:  $W > W_{th} \approx 4,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>3</sup>. Для существующих импульсных реакторов такая величина  $W$  вполне достижима, но в случае обсуждаемой схемы РЛ, ввиду ограничения на  $N$ , возможность обеспечения требуемого уровня накачки за счет реакции деления  $^{235}U$  пока остается проблематичной. Тем не менее, ситуация здесь, по-видимому, не безнадежна.

Прежде всего, важно выяснить, реально ли создание критического РЛ при  $N_3 \leq 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Результаты расчетов (/8/, с. 102) гомогенных реакторов показывают, что в некоторых случаях среднюю концентрацию ядер  $^{235}U$  можно снизить до  $\sim 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Не исклю-

<sup>\*)</sup> При использовании неона достигается наиболее высокая эффективность генерации на переходе В→Х.

чено, что применение такой плотности  $UF_6$  при высокой ( $\geq 90\%$ ) степени обогащения изотопом  $^{235}U$  допустимо для генерации. (При этом величина  $W_{th}$  должна возрасти менее чем вдвое по сравнению с полученной выше оценкой.) Если же окажется, что для смесей, содержащих только газообразный расщепляющийся материал ( $UF_6$ ), критичность при  $N_3 \leq 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  принципиально недостижима или для этого требуется установка нереально больших размеров, то недостающее количество делящегося изотопа целесообразно ввести в активную зону в виде твердого  $UF_4$ . Технически это можно осуществить, либо нанося покрытия (толщиной порядка нескольких микрон) из  $UF_4$  на внутренние поверхности энерговыделяющих элементов, либо продувая через рабочий объем тонкодисперсный (с размерами частиц  $< \lambda_0$ ) аэрозоль  $UF_4$  в  $Ne/Xe/UF_6$ . Эффективность второго способа существенно зависит от того, насколько сильно при этом могут возрасти потери излучения. Отметим, что в любом варианте имеет смысл проводить прокачку газовой смеси, чтобы продукты разложения  $UF_6$  не накапливались в объеме и не загрязняли выходных окон резонатора (см., например, /6/).

Обеспечив критичность, импульсный режим работы РЛ можно организовать с помощью традиционных для реакторной техники схем формирования всплеск энерговыделения: например, используя, автономную реактивности или воздействуя на реактор нулевой мощности импульсами стороннего источника нейтронов. Чтобы оценить оптимальную длительность всплеска  $\tau$ , нужно знать температуру газа  $T_{сг}$ , выше которой происходит срыв усиления на переходе  $C \rightarrow A$ . Таких данных пока нет. Полученная в /1/ оценка  $T_{сг} \sim 0,3 \text{ эВ}$ , по-видимому, завышена, так как она не учитывает возможного влияния температуры  $T$  на коэффициенты скоростей образования и тушения  $XeF^{\#}$ . В случае перехода  $B \rightarrow X$  показано /9/, что срыв генерации происходит при  $T \approx 500 \text{ К}$  (смесь  $Ne/Xe/NF_3$ ). Если и для перехода  $C \rightarrow A$  положить  $T_{сг} \sim 500 \text{ К} \approx 0,045 \text{ эВ}$ , то даже тогда при  $W \sim 10^4 \text{ Вт/см}^3$ ,  $N \approx N_3 \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  получается сравнительно жесткое условие, ограничивающее длительность импульса делений:  $\tau \leq (3/2)(T_{сг} - T_0)N/W \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . Здесь  $T_0 \sim 300 \text{ К}$  - начальная температура среды РЛ.

<sup>\*)</sup> Вместо  $UF_4$  можно использовать твердые фториды трансурани-вых элементов. Возможно, они потребуются в меньших количествах.

В заключение обсудим возможность достижения  $W_{th}$  в подкритической системе  $Ne/Xe/UF_6$ . Помещая сосуды с рабочей смесью вблизи мощного источника нейтронов, можно добиться достаточно интенсивного протекания реакции деления  $UF_6$ , только в этом случае она не будет самоподдерживающейся. В работе /5/ приведен график удельного энерговыделения  $Q$  в зависимости от давления  $UF_6$ , облучаемого нейтронами от быстрого реактора ZPR-III (время импульса  $\tau_0 \approx 100$  мкс). Из графика следует, что  $Q \approx 0,35$  Дж/см<sup>3</sup> при  $N_3 \approx 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, то есть  $Q/\tau_0 < W_{th}$ . Однако, при  $N_3 \approx 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> достигается величина  $Q > 1$  Дж/см<sup>3</sup>, в то время как  $W_{th} \approx 0,8$  Вт/см<sup>3</sup>; следовательно, имеет место обратное неравенство. А если, например, использовать импульсный источник с более высоким потоком нейтронов, то условие  $Q/\tau_0 > W_{th}$  может выполняться при меньших значениях  $N_3$ .

Поступила в редакцию  
3 июля 1979 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Гудзенко, И. С. Лароба, Докл. АН СССР, 233, 1083 (1977).
2. R. M. Hill, P. L. Trevor, D. L. Huestis, D. C. Lorents, Appl. Phys. Lett., 34, 137 (1979).
3. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, А. В. Канаев, Л. Д. Михеев, Д. Б. Ставровский, Квантовая электроника, 6, 1074 (1979).
4. H. C. Brashears, D. W. Setser, Appl. Phys. Lett., 32, 821 (1978).
5. G. H. Milley, Laser interaction and related plasma phenomena, 1977, vol. 4A, p. 181.
6. C. H. Fisher, R. E. Center, J. Chem. Phys., 69, 2011 (1978).
7. G. H. Milley, S. J. S. Nagalingam, F. P. Boody, M. A. Prelas, Trans. Am. Nucl. Soc., 30, 26 (1978).
8. Г. И. Марчук, В. П. Кочергин, А. И. Невиница, О. П. Узнадзе, Критические параметры гомогенных размножающих систем, М., "Атомиздат", 1965 г.
9. J. C. Hsia, J. A. Mangano, J. H. Jacob, M. Rokni, Appl. Phys. Lett., 34, 208 (1979).