

**МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО ВУФ ЛАЗЕРА НА АТОМАРНОМ АЗОТЕ**

В.И. Держиев, А.Г. Жидков, А.В. Карелин, С.И. Яковленко

*Предлагается реализовать генерацию на переходе 174 нм атома азота. Инверсия должна возникать в рекомбинирующей плазме за счет разгрузки нижнего рабочего состояния электронными ударами. Построена кинетическая модель He-N<sub>2</sub> лазера, накачиваемого мощным протонным пучком.*

В данной работе предлагается использовать переход  $2p^2 3s^2 P - 2p^3 \ ^2P$  (174 нм) для создания плазменного лазера /1/. Инверсия на этом переходе может возникать за счет рекомбинационной накачки верхних атомарных уровней и девозбуждения холодными электронами нижнего рабочего уровня. Такой механизм инверсии (подробнее см. /1/, с. 140 – 143, 191 – 193) реализован для Sr II (430 нм) и Ca II (374 нм) /2/.

Азот – молекулярный газ с большой энергией диссоциации. Поэтому необходимо существенное разбавление азота инертным газом (He, Ne, Ar) и использование достаточно мощного источника, который бы обеспечил переработку молекулярного газа в атомарный.

Для рассмотрения возможности генерации была построена кинетическая модель плазмы He-N<sub>2</sub>, накачиваемой жестким ионизатором. Рассматривались следующие ионы, атомы и молекулы: He<sup>+</sup>, He (2<sup>3</sup>S), He<sub>2</sub><sup>+</sup>, HeN<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>-</sup>, N<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup> (X<sup>2</sup>Σ), N<sub>2</sub><sup>+</sup> (C<sup>2</sup>Σ), N<sub>3</sub><sup>+</sup>, N<sub>4</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub> (X<sup>1</sup>Σ), N<sub>2</sub> (A<sup>3</sup>Σ), N<sub>2</sub> (B<sup>3</sup>Π), N (2p<sup>3</sup> <sup>4</sup>S). В кинетической схеме атома азота кроме основного состояния 2p<sup>3</sup> <sup>4</sup>S учитывались 8 возбужденных состояний: 2p<sup>3</sup> <sup>2</sup>D, 2p<sup>3</sup> <sup>2</sup>P, 3s<sup>4</sup>P, 3s<sup>2</sup>P, 3p<sup>2</sup>L, 3p<sup>4</sup>L, 3d<sup>2</sup>L, 3d<sup>4</sup>L (рис. 1).

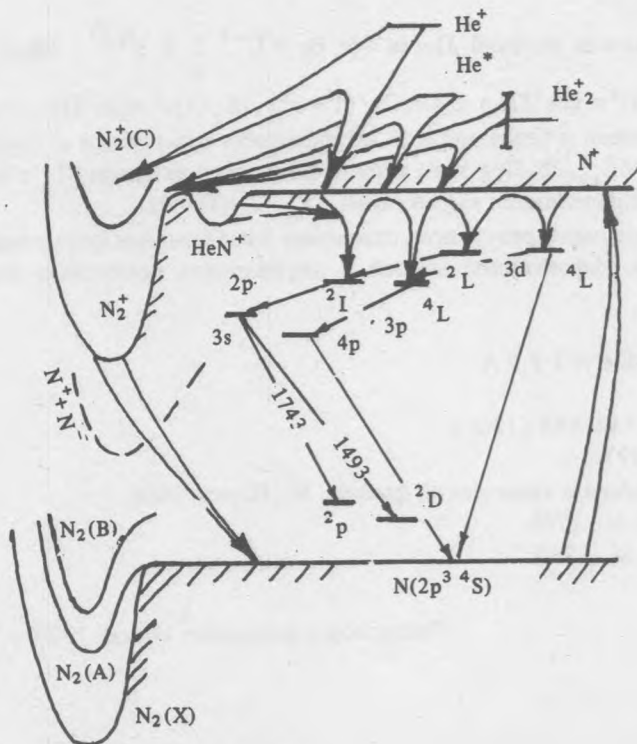


Рис. 1. Схема релаксации плазмы He-N<sub>2</sub>.

Под действием жесткого ионизатора в среде образуются атомарные и молекулярные ионы, возбужденные атомы и молекулы, преимущественно буферного газа. Далее энергия от гелия передается азоту. Накачка верхнего рабочего состояния осуществляется за счет рекомбинационного потока, порождаемого актами тройной ( $N^+ + 2e$ ) и диссоциативной ( $HeN^+ + e, N_2^+ + e$ ) рекомбинаций. Поскольку нижнее рабочее состояние  $2p^2P$  находится существенно ближе к низлежащим состояниям ( $2p^2D$  и основному  $2p^4S$ ), скорость соответствующего столкновительного перехода выше скорости девозбуждения верхнего рабочего состояния, что обеспечивает инверсию при достаточно большой плотности электронов ( $N_e > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).

Учитывалось поглощение рабочего излучения за счет фотодиссоциации и фотоионизации молекул, молекулярных ионов и возбужденных атомов азота; соответствующие сечения порядка  $10^{-18} - 10^{-20} \text{ см}^2$ .

Ширина линии рабочего перехода полагалась равной  $10^{12} P \text{ с}^{-1}$ , где  $P$  измерялось в атмосферах. В качестве источника накачки рассматривался протонный пучок (ср. /3/) со следующими параметрами: энергия протонов 500 кэВ, длительность импульса накачки по основанию 80 нс, длительность переднего фронта 10 нс, заднего 20 нс. Плотность тока пучка варьировалась. Численные расчеты проводились с использованием комплекса программ "ПЛАЗЕР-1" /4/. Всего с учетом поуровневой кинетики в модели рассматривалось около 150 плазмохимических реакций.

Как показывают расчеты, инверсия возникает на заднем фронте или в ближнем послесвечении импульса накачки, когда электроны охлаждаются до температуры  $< 0,6 \text{ эВ}$ , что необходимо для эффективной очистки нижнего рабочего состояния. Небольшой положительный коэффициент усиления возникает также на переднем фронте импульса и существует 2 – 3 нс. Он обусловлен, по-видимому, задержкой накопления атомов азота в основном состоянии.

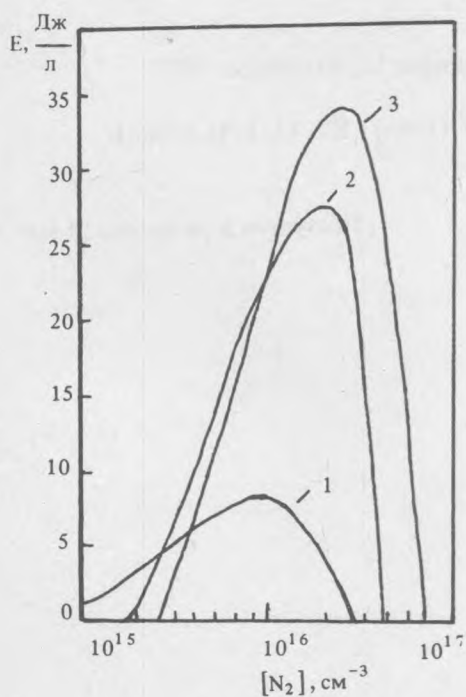


Рис. 2. Зависимость удельного энергосъема  $E$  от концентрации молекул  $[N_2]$  при давлениях гелия 1 атм (1), 3 атм (2), 4 атм (3). Пропускание выходного зеркала 80%, потери в зеркалах 30%, плотность тока  $100 \text{ А/см}^2$  ( $\nu_i = 3,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ).

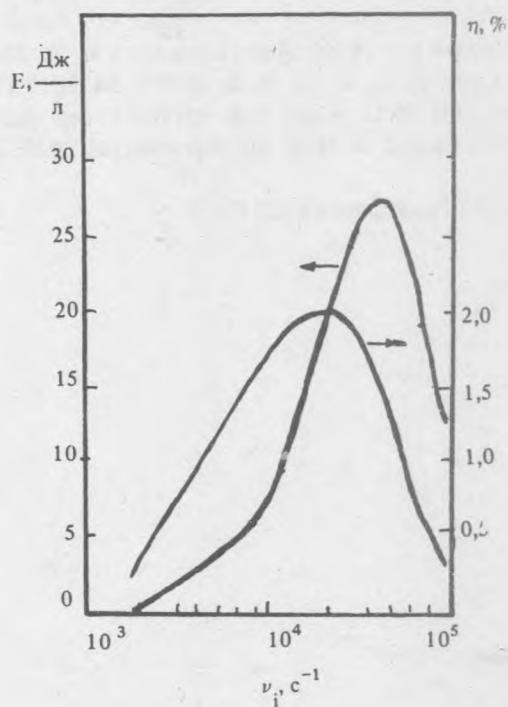


Рис. 3. Зависимость КПД  $\eta$  и удельного энергосъема  $E$  от частоты ионизации гелия. Давление гелия 3 атм,  $[N_2] = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , пропускание зеркал 80%, паразитные потери 30%.

Смесь He-N<sub>2</sub> очень чувствительна к начальной концентрации азота. Уже при парциальных давлениях N<sub>2</sub> порядка 2 торр генерация даже при высоких давлениях (~ 4 атм) относительно слаба (рис. 2). Срыв генерации с ростом концентрации обусловлен падением плотности электронов и ростом их температуры вследствие мощной диссоциативной рекомбинации молекулярного иона N<sub>2</sub><sup>+</sup>. Данная смесь предъявляет достаточно жесткие требования к чистоте среды (менее 0,01% посторонних примесей в буферном газе). С ростом давления гелия выходная энергия растет вплоть до давления гелия ~ 5 атм, но КПД достигает максимума при 3 атм, а затем начинает постепенно снижаться. Расчетный КПД He-N<sub>2</sub> лазера достигает 1,5 – 2%.

В рамках приводимой в данной работе кинетической модели пороговый энергозатрат составляет примерно 80 Дж/л, что соответствует плотности тока  $\cong 5$  А/см<sup>2</sup> при давлении 3 атм. Максимальный энергозатрат достигается при энергозатрате  $E_p = 1,5$  кДж/л, а максимум КПД – при более низких  $E_p = 0,8$  кДж/л. С ростом накачки выше оптимального значения интенсивное депопулирование верхнего уровня и рост температуры электронов приведет в конечном итоге к срыву генерации (рис. 3).

Таким образом, в рамках рассматриваемой модели He-N<sub>2</sub> лазер на переходе с  $\lambda = 174,3$  нм представляется перспективным. Интерес представляет сравнительно высокий расчетный КПД (2%) и то, что исследуемая смесь неагрессивна (в отличие от лазеров на галогенидах инертных газов). Аналогичный механизм инверсии в принципе может реализоваться для перехода 248 нм атома углерода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М., Атомиздат, 1978.
2. Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. ЖЭТФ, **64**, 2017 (1973).
3. Артеев М. С. и др. Изв. АН СССР, сер. физич., **48**, 2321 (1984); КЭ, **13**, 2191 (1986).
4. Бойченко А. М. и др. Препринт ИОФАН № 282, 1987.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 11 мая 1989 г.