

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ НАКАЧКЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. В. Богданкевич,  
В. А. Данильчев, С. Г. Дарзник, А. Ф. Сучков

1. В настоящей работе сообщается о возможности создания импульсных газовых лазеров со смешанным возбуждением, когда накачка газа производится одновременно электронным пучком и электрическим полем. Предлагаемый метод возбуждения принципиально позволяет получать большие мощности излучения лазера благодаря равномерному возбуждению при высоких давлениях больших объемов газа. Роль электронного пучка сводится фактически к созданию условий для бесстримерного развития разряда, энергия возбуждения поступает в основном из внешнего электрического поля.

2. Рассмотрим динамику развития плазмы, возбуждаемой электрическим полем и пучком быстрых электронов. Кинетическое уравнение для сферически симметричной части функции распределения электронов плазмы по энергиям  $\epsilon$  в момент времени  $\tau$   $f(\epsilon, \tau)$  запишем в следующем виде:<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ -\beta f + 2\beta\epsilon \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right\} + 2,7 \frac{\gamma_m}{\delta_{\text{eff}}} \left\{ f(\epsilon + 1) \frac{\ln(\epsilon + 1)}{\sqrt{\epsilon + 1}} - \right. \\ \left. - f(\epsilon) \frac{\ln \epsilon}{\sqrt{\epsilon}} \right\} + \varphi(\epsilon) 2,7 \frac{\gamma_m i}{\delta_{\text{eff}}} \int_1^{\infty} f(\delta) \frac{1}{\sqrt{\delta}} \left( 1 - \frac{1}{\delta} \right) d\delta + \frac{j}{e} \frac{I}{\delta_{\text{eff}}} \frac{\pi z e^4}{I^3 \epsilon_0} \times \\ \times \left\{ 1 - \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \right)^2 \right\} \frac{\epsilon}{\epsilon^2 + w^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где 
$$\beta = \frac{1}{3} \frac{e^2 E^2}{m(\gamma_{\text{eff}})^2},$$
  $e, m$  - заряд и масса

электрона,  $E$  - напряженность электрического поля,  $\gamma_{\text{eff}}$ ,  $\gamma_m$  и  $\gamma_{m1}$  - соответственно частота упругих столкновений электрона с атомом и максимальные частоты неупругих столкновений и столкновений с ионизацией,  $I$  - потенциал ионизации газа,  $N_0$  - концентрация нейтральных атомов,  $z$  - заряд ядра,  $\delta_0 = (1 - \eta^2)^{-1/2}$ ,  $\eta$  - отношение скорости электронов пучка к скорости света,  $j$  - ток пучка,  $\mathcal{E}_0$  - начальная энергия электронов пучка,  $w = \theta/I$ ,  $\theta \sim 1 + 1,5 \text{ эВ}$ ,  $\varphi(\mathcal{E})$  - энергетическое распределение первичных и вторичных электронов, возникающих при ионизации

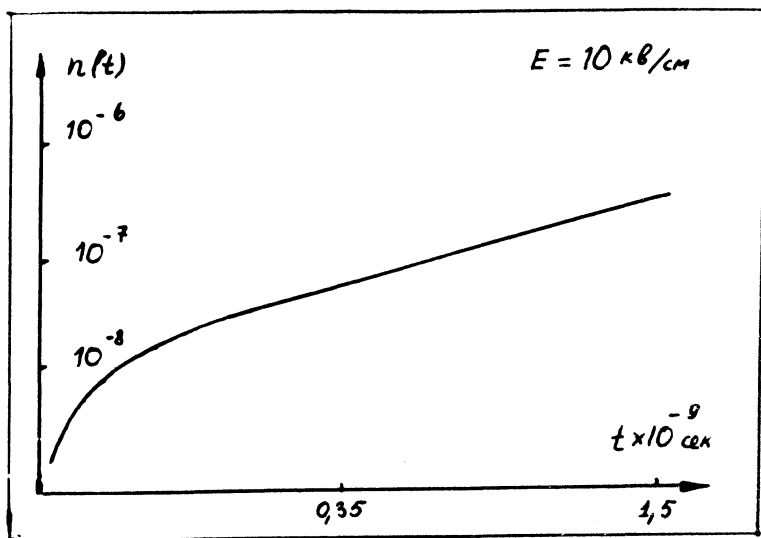
$$\left( \int_0^{\infty} \varphi(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = 1 \right), \quad n(\tau) = \int_0^{\infty} f(\mathcal{E}, \tau) d\mathcal{E} - \text{приведенная}$$

(в единицах  $N_0$ ) концентрация электронов в момент времени  $\tau$ . Дифференцирование и интегрирование в (1) производится по безразмерным времени  $\tau$  (в единицах  $\gamma_{\text{eff}}^{-1}$ ) и энергии  $\mathcal{E}$  (в единицах  $I$ ).

Структура уравнения (1) следующая. Первое слагаемое в правой части описывает в приближении Фоккера-Планка набор энергии электронами в поле. Эффективность этого процесса характеризуется коэффициентом  $\beta$ . Остальные слагаемые правой части являются различными аппроксимациями столкновительных интегралов. Второе слагаемое учитывает влияние неупругих столкновений электронов в предположении, что энергия, переданная атомному электрону, близка к потенциалу ионизации газа; третье слагаемое отвечает изменению функции распределения из-за ионизации газа, причем сечение ионизации аппроксимируется классической формулой Томсона; наконец, последнее слагаемое описывает ионизацию газа электронным пучком.

3. Кинетическое уравнение (1) решалось численно. Расчет показывает, что с течением времени рост чис-

ла свободных электронов принимает лавинообразный характер. К этому же моменту времени устанавливается средняя энергия электронов и стабилизируется



Р и с. 1.

энергетическая зависимость функции распределения:  $f(\epsilon, \tau) \sim e^{\lambda \tau} g(\epsilon)$ . Для иллюстрации на рис. 1 приведена зависимость логарифма плотности числа электронов от размерного времени  $t$  в неоне для следующих параметров разряда: давление неона  $p \approx \approx 200$  тор, напряженность поля  $E \sim 10$  кв/см, плотность тока  $j = 100$  а/см<sup>2</sup> и энергия электронов пучка 300 кэв.

Оценим мощность и энергию, генерируемые 1 см<sup>3</sup> газа. Будем считать, что верхний рабочий уровень близок к потенциалу ионизации. (Например, для Ne энергия возбуждения  $2S_2$  - уровня и потенциал ионизации равны 19,77 и 21,56 эв соответственно). В этом случае можно положить частоту возбуждения  $\nu_{ex}(\epsilon)$

пропорциональной частоте ионизации  $\nu_1(\varepsilon): \nu_{ex}(\varepsilon) = \alpha \nu_1(\varepsilon)$ . Если, кроме того, отсчитывать время  $t$  с момента выхода плотности электронов разряда на экспоненциальный закон и считать напряженность поля генерации достаточно большой, для мощности генерации  $p(t)$  нетрудно получить следующее выражение:

$$p(t) = (1/2)\hbar\omega\alpha\gamma n_0 \exp(\gamma t), \quad (2)$$

где  $\gamma$  - постоянная развития лавины,  $\hbar\omega$  - энергия кванта,  $n_0$  - константа размерности  $\text{см}^{-3}$ , определяемая параметрами пучка, напряженностью поля  $E$ , сортом и плотностью газа. (Отметим, что величина  $n_0$  численно равна плотности электронов при  $t = 0$ ).

Для случая, иллюстрируемого рис. 1,  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Приведем теперь численные оценки. Выберем в качестве рабочего газа неон и рассмотрим генерацию на переходе  $2S_2 - 2P_4$  ( $\hbar\omega \sim 1$  эв). Для рассмотренных выше параметров разряда при плотности атомов  $N(2S_2) = N_{kp}(2S_2) \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  на  $2S_2$  уровне (при этом концентрация электронов составляет  $n \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} = 3 \cdot 10^{-2} N_0$ ) заметную роль начинает играть ионизация рабочих уровней  $Ne$ . В момент времени  $t = T$ , когда  $N(2S_2) = N_{kp}(2S_2)$ , мощность генерации достигает величины

$$p \approx 3 \text{ Мвт/см}^3,$$

а энергия, генерируемая за время  $T$ ,

$$\Theta = \int_0^T p(t) dt \approx 10^{-3} \text{ дж/см}^3.$$

Отметим в заключение, что выбранный для оценок неон является далеко не оптимальным газом. Если в качестве рабочего газа рассмотреть молекулярный водород с генерацией в области вакуумного ультрафиолета ( $\hbar\omega \sim 10$  эв)<sup>2</sup>, выходная мощность и энергия увеличатся по сравнению с  $Ne$  на два-три порядка. По-

следнее является следствием значительно больших сечений возбуждения верхнего рабочего уровня и энергии кванта.

4. Нами были проведены предварительные эксперименты, подтверждающие возможность получения бесстримерного разряда. Электронный пучок с энергией электронов  $\sim 500$  кэВ, плотностью тока  $50$  а/см<sup>2</sup> и длительностью  $\sim 10^{-8}$  сек направлялся в газоразрядный промежуток с расстоянием между электродами  $1$  см и площадью  $3$  см<sup>2</sup>. Напряжение между электродами, достигавшее  $25$  кВ, подавалось от безиндуктивного (время нарастания тока  $2 \cdot 10^{-9}$  сек) конденсатора емкостью  $0,02$  мкФ. Эксперименты показали, что в ксеноне, воздухе и азоте в интервале давлений  $1-7$  атм наблюдается объемный бесстримерный разряд с длительностью порядка длительности импульса электронного тока; при этом напряжение на конденсаторе при первоначальном напряжении несколько меньше пробойного падало более чем в два раза. Последнее отвечает тому, что практически вся энергия конденсатора идет на возбуждение объемного разряда. Без электронного пучка разряд носит стримерный характер, ток разряда осциллирует с периодом  $200$  нсек.

Поступила в редакцию  
7 августа 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, И. А. Полуэктов. ЖЭТФ, 57, 581 (1969).
2. П. А. Бажулин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш. ЖЭТФ, 47, 1590 (1964); 48, 975 (1965).
3. A. W. Ali, A. C. Kolb. Appl. Phys. Lett., 13, 259 (1968).