

ПРЕДЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ В НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

Ю.В. Афанасьев, Э.М. Беленов, И.Н. Князев

1. Метод импульсного возбуждения инверсии в газовом разряде является одним из немногих перспективных методов получения генерации в коротковолновом диапазоне спектра¹⁻³. Наиболее благоприятные условия для этого возникают при предельно быстром развитии разряда. В настоящей работе проведён теоретический анализ свойств активной среды, образующейся на фронте импульса возбуждения для случая максимально возможной скорости развития разряда в нейтральном газе.

2. Рассматривается динамика развития плазмы с низкой степенью ионизации в электрическом поле E . Возбуждение и ионизация молекул газа происходит в этом случае за счёт соударения электронов с молекулами, находящимися в основном состоянии. Уравнения, описывающие нестационарные процессы в плазме разряда, имеют вид:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\alpha F - 2\alpha \varepsilon \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right) = \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{cm} \quad (1)$$

$$L \frac{\partial J}{\partial t} + rJ + R\{F\}J = U_0 - \frac{1}{c} \int_0^t J dt \quad (2)$$

В кинетическом уравнении (1) $F(\varepsilon, t)$ - функция распределения электронов по энергии ε , $\alpha = \frac{1}{6} \frac{e^2 E^2}{m \nu_{pp}}$ - скорость набора электроном энергии в поле E , ν_{pp} -

- эффективная частота упругих столкновений электрона с молекулами, e и m - заряд и масса электрона. В уравнение (2) L, c, r, R, J, U_0 - соответственно индуктивность, ёмкость, активное сопротивление цепи, сопротивление разрядного промежутка, ток и начальное напряжение.

Функцию распределения $F(\epsilon, t)$ представим в виде

$$F(\epsilon, t) = n_0 f(\epsilon, E) \exp \int_0^t \gamma dt, \quad (3)$$

$$\int_0^{\infty} f(\epsilon, E) d\epsilon = 1,$$

где $\gamma(E^2)$ - постоянная развития лавины, параметрически зависящая от E^2 .

Как показано в [4] γ является универсальной функцией параметра $\beta_0 = 2,7 \frac{\delta_m I_0}{\alpha}$ (δ_m - максимальная частота неупругих соударений), причём при малых интенсивностях E^2 поля γ - возрастающая функция E^2 ; при больших - убывающая. В широкой области изменения E^2 (E^2 меняется на два порядка) $\gamma(E^2)$ мало отличается от своего максимального значения. Полагая поэтому на фронте импульса возбуждения γ постоянной величиной ($\delta = \delta_0$), получаем для напряжённости поля $E(t)$ соотношение

$$E(t) = -E(0) z Ei(-z), \quad z = a \exp(-\gamma_0 t), \quad (4)$$

где $Ei(z)$ - интегральная экспонента, $a = R_0 / L \gamma_0$,

$R_0 = \frac{m v_{эф}}{n_0 e^2} \frac{1}{S}$ - начальное напряжение разрядного

промежутка длины l и сечения S . Время τ_k в тече-

ние которого напряжение $E(t)$ падает в $1/K$ раз,

$$\tau_k = \gamma_0^{-1} \ln \frac{a}{z_k}, \quad (5)$$

где z_k - корень уравнения $k = -z_k \text{Ei}(-z_k)$. Из (5) следует, что концентрация электронов при $t = \tau_k$ равна

$$n(\tau_k) = n_0 \frac{a}{z_k}. \quad (6)$$

Приведём явные выражения для времени развития лавины τ_k и концентрации электронов $n(\tau_k)$:

$$\tau_k = \frac{1}{\gamma_0} \ln \left\{ \frac{md}{z_k Le^2 n_0 S} \frac{\delta_{эфф}}{\gamma_0} \right\} \quad (7)$$

$$n(\tau_k) = \frac{1}{z_k} \frac{md}{Le^2 S} \frac{\delta_{эфф}}{\gamma_0}$$

Для $L = 10^{-9}$ гн, $d = 10$ см, $S = 10^2$ см², $K = 0,1$, $\gamma_0 \sim \delta_{эфф} \sim 10^{10}$ сек⁻¹ получаем $n(\tau_k) \sim 10^{12}$, $\tau_k \sim 10^{-9}$ сек.

3. Описанная выше импульсная плазма может быть использована в качестве активной среды газового лазера в коротковолновой области спектра. Основные свойства этой среды проиллюстрируем на примере трёхуровневой лазерной схемы. Для получения инверсии наиболее благоприятен случай, когда верхний рабочий уровень (1) связан с основным состоянием (0) резонансным переходом (сечение σ_{01}), а нижний рабочий уровень (2) метастабилен. Примерно по такой схеме происходит возбуждение импульсной генерации в Cu^5 и He и в некоторых других импульсных лазерах в видимой и инфракрасной областях спектра.

Функция возбуждения резонансного перехода $1 \rightarrow 0$ при энергии верхнего рабочего уровня $\epsilon_1 \sim 1_0$ аналогична зависимости эффективного сечения ионизации от

энергии. Поэтому величина $N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle$ пропорциональна $\gamma(t)$. Вплоть до момента времени τ_k $\gamma(t)$ и $N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle$ примерно постоянны, а затем резко уменьшаются. Из уравнений заселения при учёте радиационного распада верхнего рабочего уровня с вероятностью A следует, что инверсия ΔN_{12} нарастает во времени по экспоненте с показателем γ_0 :

$$\Delta N = N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle n_0 \frac{\gamma_0 - A \frac{g_1'}{g_2'}}{\gamma_0 (\gamma_0 + A)} \exp \gamma_0 t \quad (8)$$

(g_1, g_2 - статистический вес уровней 1 и 2). В оптимальных условиях возбуждения при $\gamma_0 \gg A$ в интервале времени $0 < t < \tau_k$ число активных молекул не зависит от давления газа. Энергия импульса генерации в режиме насыщения ($N_1 \sim \frac{g_1}{g_2} N_2$)

$$W = \frac{h \nu_{12}}{(1 + \frac{g_1}{g_2})} \frac{N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle}{\gamma_0} n_0 e^{\gamma_0 t} \frac{\gamma_0 - A \frac{g_1}{g_2}}{2 \gamma_0} \quad (9)$$

В этом интервале также не зависит от плотности газа N_0 , в то время как мощность генерации

$$P = \frac{h \nu_{12}}{1 + \frac{g_1}{g_2}} N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle n_0 e^{\gamma_0 t} \frac{\gamma_0 - A \frac{g_1}{g_2}}{2 \gamma_0} \quad (10)$$

пропорциональна N_0 .

Инверсия возникает при $\gamma_0 > \frac{g_1}{g_2} A$. Это условие накладывает ограничения на минимальную длину волны генерации λ_{min} , которая может быть получена в импульсном разряде с предельно быстро нарастающей концентрацией

электронов. Увеличение γ_0 за счёт повышения давления газа возможно лишь до некоторого предела, связанного с нарушением однородности разрядной плазмы. Величина же A при продвижении в коротковолновый диапазон увеличивается пропорционально λ^{-2} . При давлении газа 10 мм. рт. ст. ($\gamma_{эфф} \approx 2 \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$) и силе осциллятора перехода $f_e = 0,5$ величина $\lambda_{min} \sim 400 \text{Å}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бакулин П.А., Князев И.Н., Петраш Г.Г. *ЖЭТФ*, 48, 975 (1965).
2. Ali A.W., Colb A.C., Anderson A.D. *Appl. Opt.*, 6, 2115 (1967).
Ali A.W., Colb A.C., *Appl. Phys. Lett.*, 13, 259 (1968).
3. Афанасьев Д.В., Беленов Э.М., Полуэктов И.А. *Письма ЖЭТФ*, 10, 201 (1969).
4. Афанасьев Д.В., Беленов Э.М., Крохин О.Н., Полуэктов И.А. *ЖЭТФ*, 57, 981 (1969).
5. Walter W.T., Solimene N., Pilton M. *JEE J. of C.E.* Q.E. - 2, 474 (1966).