

Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 421 – 426

5 октября 1971 г.

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

*Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев,
О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. Ф. Сучков*

В настоящей работе рассматривается метод комбинированного возбуждения газового лазера при давлениях порядка десятков атмосфер, позволяющий получать мощные короткие импульсы когерентного света [1]. Активная среда лазера возбуждается электронами, создаваемыми источником ионизирующего излучения и нагревающимися в электрическом поле. При оценке эффективности подобного метода возбуждения необходимо выяснить механизм введения энергии в среду, найти условия устойчивости объемного разряда и показать, что тушашие процессы не приводят к срыву генерации лазера.

1. Мощность $p = IU$, выделяющаяся в активной среде лазера, определяется полным током I и напряжением U , приложенным к разрядному промежутку. Если пространственный заряд отсутствует, ток

создается в основном электронной компонентой I_e . Наоборот, при пространственном разделении зарядов, когда движение носителей принимает амбиполярный характер, ток определяется ионной компонентой I_i . Поскольку $I_e \gg I_i$, мощность, выделяющаяся в случае свободного движения электронов, на несколько порядков превышает мощность при амбиполярном движении носителей. Вкладываемая в разряд энергия, таким образом, существенно зависит от характера переноса зарядов. В общем случае процессы, протекающие в несамостоятельном разряде, можно описать следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial x} n_e v_e + \alpha n_e v_e + \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_i - b n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial x} n_i v_i + \alpha n_e v_e + \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_i - b n_e n_i, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\int_0^L E dx = U, \quad \int_0^L (n_i - n_e) dx = 0, \quad [j_i + \beta j_e + i_a]_{x=0} = [j_e]_{x=L},$$

где n_e, n_i, v_e, v_i — плотность электронов и ионов и их дрейфовые скорости соответственно, $\alpha(E)$ — первый коэффициент Таунсенда, описывающий лавинное размножение электронов в областях с большой напряженностью E поля, $(\partial n / \partial t)_i$ — скорость рождения электрон-ионных пар ионизирующим излучением, b — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, i_e, i_i, i_a — электронный, ионный ток и ток автоэлектронной эмиссии, β — коэффициент электронной эмиссии при ионной бомбардировке катода, $x \in [0, L]$ — расстояние от катодного промежутка.

Систему уравнений (1) можно приближенно проинтегрировать. Оказывается, что при величине $U/\rho L$, меньшей пробойной, поле, достаточное для лавинной ионизации газа, создается лишь в узкой прикатодной области Δx . При $x > \Delta x$ стационарная плотность электронов не зависит от x и определяется соотношением $n_{e0} = [(1/b)(\partial n / \partial t)_i]^{1/2}$. Если

$$\rho = 10^4 \text{ тор}; \quad \frac{U}{\rho L} \approx 10 \text{ в/см} \cdot \text{тор}; \quad b = 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}; \quad (2)$$

$(\partial n / \partial t)_i \approx 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$, то падение потенциала $E(0) \Delta x$ составляет величину $\approx 1 + 3 \cdot 10^2 \text{ в}$.

Область катодного падения $\Delta x \approx 0,5 + 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, следовательно, напряжение распределяется практически равномерно по всей длине L разрядного промежутка. Движение зарядов, очевидно, не носит амбиполярного характера и ток I определяется подвижностью электронной компоненты в поле напряженностью U/L . При условиях (2) и длитель-

ности импульса ионизации $\approx 2 \cdot 10^{-8}$ сек концентрация электронов $\approx 10^{15}$ см $^{-3}$, а вложенная в разряд удельная энергия $\approx 3 + 4$ дж/см 3 ¹⁾

При высоких концентрациях электронов предельная длина инфракрасных лазеров может ограничиваться тормозным поглощением света электронами. В случае лазеров с резонансной передачей возбуждения, например, на смеси CO $_2$: N $_2$, это ограничение отсутствует даже при коротких мощных импульсах ионизации вследствие низких значений концентрации электронов в момент импульса генерации.

2. При напряжении U больше пробойного объемный разряд устойчив в течение характерного времени развития искрового пробоя. Рассмотрим устойчивость объемного разряда при напряжениях, меньших пробойного. Пусть в какой-либо нити тока, берущей начало в точке (y, z) катода, из-за случайного увеличения плотности тока увеличилась температура и, следовательно, понизилась концентрация частиц газа. С уменьшением концентрации ток в нити возрастает, вызывая дальнейший рост температуры и соответствующее падение плотности газа. Когда плотность газа понизится до критической, произойдет обычный пробой разрядного промежутка.

Динамику развивающихся в газе возмущении будем описывать следующими уравнениями гидродинамики

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v \rho, \quad \rho \frac{\partial v}{\partial t} = - v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \epsilon + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r v \rho \left(\epsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] = Q,$$

где ρ и p — плотность и давление газа, v — скорость, $r = \sqrt{y^2 + z^2}$; $\epsilon = p / [\rho(\kappa - 1)]$ удельная энергия, κ — показатель адиабаты, Q — джоулево тепло, выделяющееся в единице объема в 1 сек. Будем считать коэффициент рекомбинации степеней функций E/ρ : $b \sim (E/\rho)^{-k}$. В этом случае $Q = Q_0 (\rho/\rho_0)^{-(1+k)/2}$, где Q_0 — мощность, выделяющаяся в невозмущенной ($\rho = \rho_0$, $v = 0$) среде. Из линеаризованной системы (2) можно найти закон нарастания флуктуаций. В частности, для флуктуации плотности $\delta \rho = \rho - \rho_0$ имеем

$$\delta \rho = \Delta \rho \exp \gamma t, \quad \gamma = \frac{(\kappa - 1)(k + 1) Q_0}{2\kappa \rho}.$$

¹⁾ Оценки, проведенные без учета рассмотренных выше прикатодных эффектов, приводят к уменьшению вкладываемой в разряд энергии по крайней мере в 10^3 раз, и возбуждение генерации постоянным током становится практически невозможным. На трудности возбуждения при наличии экранирующих внутренних полей указано в [2]; например, применение СВЧ требует мощных источников с длиной волны $\sim 1 + 3$ мм.

Если приложенное напряжение составляет половину пробойного, а начальная флуктуация плотности $\Delta\rho \approx 10^{-3}\rho_0$, то пробой промежутка ($\Delta\rho = \rho_0$) произойдет после того, как в единице объема газа выделился энергия

$$Q_0\tau = 15 \frac{\kappa}{(\kappa - 1)(\kappa + 1)} \quad (4)$$

При $p = 10^4$ тор, $k = 3$, $\kappa = 7/5$, $Q_0\tau \approx 20$ дж/см³.

Критерий (4) устойчивости, полученный из (3) при условии, что за время разряда давление в системе успевает выравниваться, несправедлив при коротких ($\tau < 5 \cdot 10^{-7}$ сек) временах. В последнем случае пробой вообще не успевает развиться и вкладываемая энергия достигает $\approx 10^2$ дж/см³.

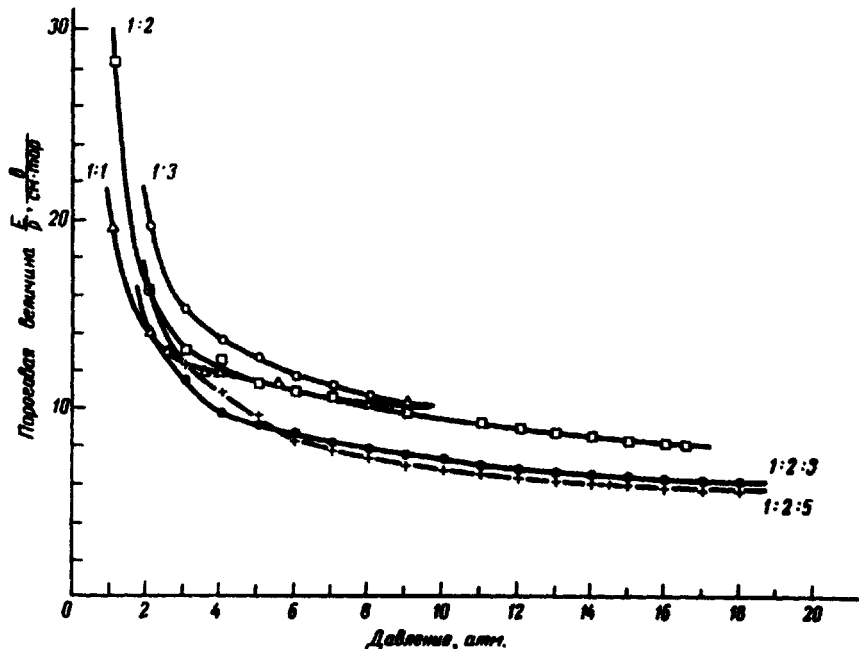


Рис. 1. Зависимость (E/p) порог от давления смеси. На кривых указаны пропорции составления смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2$ и $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$. Во всех смесях присутствовали пары воды при давлении ≈ 10 тор

Можно предполагать, что электрические процессы, протекающие в лазерной плазме, могут качественно повторять процессы в электрических разрядниках. В работе Месяца и др. [3] при исследовании быстродействующих разрядников с внешним инициированием разряда было экспериментально получено значение вкладываемой энергии до нескольких десятков дж/см³.

3. Были выполнены эксперименты по возбуждению молекулярного CO_2 -лазера при давлениях до 25 атм при инициировании разряда электронным пучком. Схема эксперимента и параметры установки приведены в работе [1]. На рис. 1 показана полученная экспериментально зависимость пороговой величины электрического поля от давления газа. Видно уменьшение порога генерации при высоких давлениях, что

говорит о сравнительно слабом влиянии тушащих столкновений на инверсию населенностей молекул CO_2 при высоких давлениях. При повышении давления рабочей смеси увеличивается предельное значение

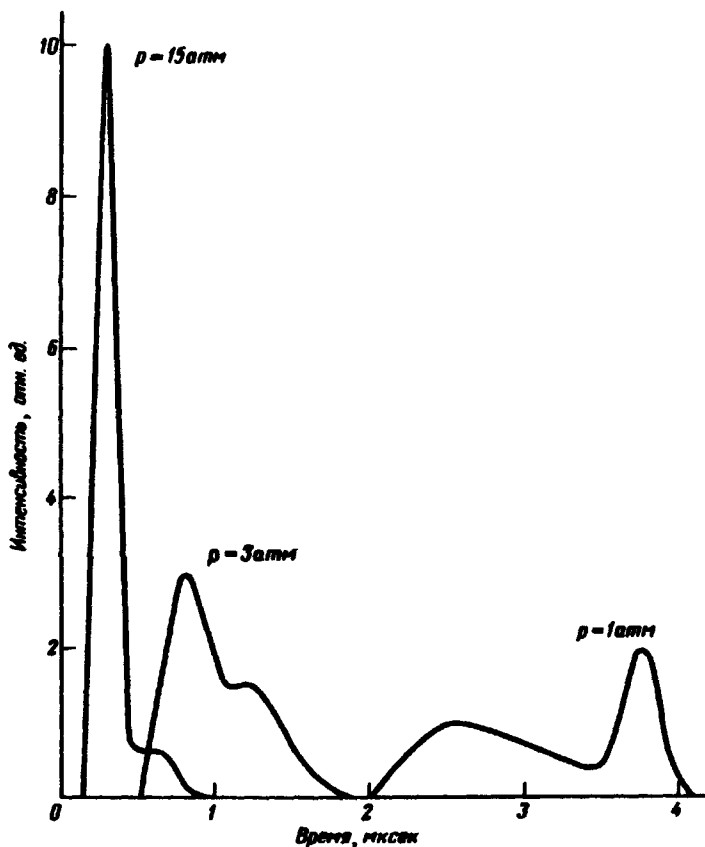


Рис. 2. Форма импульса генерации при различных давлениях. Импульсы получены при следующих превышениях энергии, вкладываемой в разряд, над пороговой: для $p = 1$ атм, $W/W_{\text{пор}} = 1,5$; для $p = 3$ атм, $W/W_{\text{пор}} = 1,1$; для $p = 15$ атм, $W/W_{\text{пор}} = 1,02$. Состав смеси — $\text{CO}_2 : \text{N}_2 - 1:2$

электрического напряжения на разрядном промежутке, возрастает энергия, вкладываемая в 1 см^3 газа, и, вследствие увеличения частоты столкновений возбужденных молекул N_2 с молекулами CO_2 , сокращается длительность импульса генерации и величина задержки импульса генерации относительно импульса ионизации (см. рис. 2).

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 августа 1971 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, Э.Н.Беленов, В.А.Данилычев, А.Ф.Сучков, Квантовая электроника, №3, 121, 1971.

- [2] А.В.Елецкий, Б.М.Смирнов, ДАН СССР, 190, 809, 1970.
- [3] Б.М.Ковальчук, Г.А.Месяц, Ю.Ф.Поталицын. Журнал прикладной механики и технической физики, №6, 120, 1971.
-