

УДК 621.375.826

ЗАКОНЫ МАСШТАБИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

В. В. Соковилов

Рассмотрены преобразования подобия параметров компактных CO_2 лазеров, возбуждаемых высокочастотным разрядом и разрядом постоянного тока, стабилизированным поперечным магнитным полем. На основе известной постоянно-токовой аналогии ВЧ разряда и менее известной аналогии между этими двумя разрядами выведены соотношения между параметрами разномасштабных лазеров с такими способами накачки активной среды.

Возможность физического и математического (численного) моделирования газоразрядных лазеров вообще и лазеров с ВЧ возбуждением и с возбуждением разрядом постоянного тока в поперечном магнитном поле, в частности, имеет важное практическое значение, состоящее в том, что, беря за основу оптимизированный прототип, можно проектировать и создавать приборы с нужными характеристиками. В основе моделирования лежит принцип подобия разномасштабных газовых разрядов [1]. Известно, что в описании двух последних разрядов имеется аналогия, отмеченная еще И. Е. Таммом [2] и состоящая в том, что проводимость плазмы одинаково зависит от частоты электромагнитного поля в одном случае и от ларморовой частоты в другом. Известна также и постоянно-токовая аналогия ВЧ разряда, заключающаяся в возможности введения вместо высокочастотного поля некоторого "эффективного" постоянного электрического поля с идентичной функцией распределения электронов по энергиям [3, 4]. Интерес к законам подобия этих двух типов разрядов недавно возродился в связи с их использованием в качестве активных сред малогабаритных газовых лазеров.

Первые конструкции CO_2 лазеров с ВЧ возбуждением, обладавшие значительной мощностью, были предложены и осуществлены в работах [6 – 8]. Наиболее подходящими для этой и ряда других целей оказались волноводные CO_2 лазеры с щелевой

разрядной камерой. В работах [9, 10] для накачки применялись разряды постоянного тока в узкой прямоугольной камере или между двумя цилиндрическими электродами, помещенные в поперечное магнитное поле. В последние годы, благодаря использованию указанных выше способов накачки, достигнут значительный прогресс в создании малогабаритных газовых лазеров. Однако, несмотря на неоспоримые экспериментальные достижения, теоретическое осмысление всей совокупности накопленных результатов для прогнозирования дальнейших возможностей таких лазерных систем пока отсутствует, в частности, отсутствуют данные о взаимосвязи параметров плазмы разномасштабных разрядов.

В качестве определения подобных высокочастотных разрядов наиболее общим является требование инвариантности у таких разрядов функции распределения электронов по энергиям [11] (см. также [12]). Для выполнения этого условия должно быть инвариантным относительно масштабных преобразований уравнение Больцмана, т.е. для ВЧ разрядов должно быть применимо больцмановское подобие, приводящее, в частности, к строгой инвариантности уравнения теплопроводности и, как следствие, к постоянству газовой температуры [13].

Рассмотрим преобразования параметров плазмы в двух разрядных камерах целевого типа ($d \times w \times l$), размеры которых связаны линейными преобразованиями

$$\tilde{d} = k_d d, \quad \tilde{w} = k_w w, \quad \tilde{l} = k_l l,$$

а площадь электродов $A = wl$ – преобразованием $\tilde{A} = k_A A$, где $k_A = k_w k_l$.

Преобразования больцмановского подобия для напряженности поля $E = E_0 \cos \omega t$ и плотности тока j имеют вид $\tilde{E}_0 = E_0/k$, $\tilde{\omega} = \omega/k$, $\tilde{j} = j/k$, $k = k_d$. Следовательно удельная мощность $W_V^{(in)} = jE$ преобразуется как

$$\tilde{W}_V^{(in)} = W_V^{(in)}/k^2,$$

а полная мощность $W^{(in)}$ – как $\tilde{W}^{(in)} = W^{(in)}(k_A/k)$. Аналогично преобразуется и полный ток I : $\tilde{I} = I(k_A/k)$.

Преобразования подобия для коэффициента усиления слабого сигнала g_0 и параметра насыщения I_s не зависят от способа возбуждения активной среды и определяются следующим образом [14]. В случае доплеровского уширения спектральных линий

$$\tilde{g}_0 = g_0/k, \quad \tilde{I}_s = I_s/k.$$

В случае лоренцевского уширения

$$\tilde{g}_0 = g_0, \quad \tilde{I}_s = I_s/k^2.$$

И в случае смешанного уширения (контур Фойхта)

$$\tilde{g}_0 = (g_0/k)\varphi(a, k), \quad \tilde{I}_s = (I_s/k)\varphi^{-1}(a, k),$$

где $\varphi(a, k) = H(a, k)/H(a)$, H – интеграл Фойхта, a – отношение лоренцевской и доплеровской ширин линий.

Можно видеть, что максимальная мощность излучения с единицы объема активной среды $W_V^{(out)} = g_0 I_s$ при любом механизме уширения преобразуется как

$$\tilde{W}_V^{(out)} = W_V^{(out)}/k^2,$$

полная же излучаемая мощность $W^{(out)}$ – как $\tilde{W}^{(out)} = W^{(out)}(k_A/k)$, т.е. она пропорциональна площади электродов и обратно пропорциональна межэлектродному расстоянию. Этот с той или иной точностью экспериментально известный факт из теории Больцмановского подобия, как мы видим, следует строго.

Из приведенных законов преобразования параметров двух подобных лазерных ВЧ разрядов можно вывести инварианты подобия. Следует только вместо переменного поля $E = E_0 \cos \omega t$, в соответствии с постоянно-токовой аналогией, ввести "эффективное" постоянное поле $E_{eff} = (E_0/\sqrt{2})[1 + (\omega/\nu_m)^2]^{-1/2}$, в котором функция распределения электронов по энергиям совпадает с функцией распределения в переменном поле. Разделив E_{eff} на N (или p), мы видим, что наличие эффективного параметра E_{eff}/N эквивалентно существованию двух реальных параметров E_0/N и $\omega/N \sim f/p$ ($f = \omega/2\pi$). ВЧ разряду кроме инвариантных параметров E_0/N , pd , j/p , характерных для разряда постоянного тока и известных из литературы, присущи также и специфические параметры f/p , f/d , j/f , характеризующие только высокочастотный разряд и строго следующие из масштабной инвариантности уравнения Больцмана.

В случае физического моделирования лазеров с ВЧ накачкой активной среды на основе оптимизированного образца произвольных размеров с целью получения необходимых лазерных характеристик указанные выше инварианты должны быть обязательно сохранены при изменении любых параметров разрядов. Мы не касались вопроса о том, что ВЧ разряды имеют две сильно различающиеся формы, обладающие разными ионизационными процессами в приэлектродных слоях, разными токами и давлениями [4]. По аналогии с названиями первого и второго ионизационного коэффициентов Таунсенда слаботочная форма разряда называется α -разрядом, а сильноточная γ -разрядом. К механизму возбуждения CO_2 лазера имеет отношение только α -разряд, который поэтому только и имелся в виду при нашем рассмотрении. Однако в процессе горения разряда в

зависимости от изменившихся условий возможны переходы этих форм разряда друг в друга, чем и объясняются совершенно различные выводы из ряда экспериментальных работ по исследованиям CO_2 лазеров с ВЧ возбуждением, в частности, о влиянии частоты поля на характеристики разряда и параметры активной среды. Законы подобия сильноточной формы высокочастотного разряда требуют особого рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Рухадзе А. А., Соболев Н. Н., Соковиков В. В. УФН, **161**, 195 (1991); Соковиков В. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1-2, 29 (1993).
- [2] Тамм И. Е. В сб. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М., Изд. АН СССР, 1958, т. 1.
- [3] Райзер Ю. П. Физика газового разряда, М., Наука, 1987.
- [4] Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н., Яценко Н. А. Высокочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М., Наука, 1995.
- [5] Соболев Н. Н., Соковиков В. В. УФН, **91**, 425 (1967); **110**, 191 (1973); Квантовая электроника, **4(10)**, 3 (1973).
- [6] L a s h a m b r e J. L. et al. J. Appl. Phys., **32**, 652 (1978).
- [7] L a a k m a n n K. D. IEEE J. Quantum Electron., **17**, no. 12, pt. 2, 146 (1981).
- [8] H a l l D. R. et al. Opt. Commun., **37**, 49 (1981); Appl. Phys. Letts., **43**, 726 (1983).
- [9] M a s k e n J. A. et al. US Patent 4 755 999 (July 5, 1988); IEEE Quantum Electron., **25**, 1695 (1989).
- [10] S e g u i n H. J. J. et al. J. Appl. Phys., **68**, 3935 (1990); **70**, 6761 (1991).
- [11] M a r g e n a u H. Phys. Rev., **73**, 326 (1948).
- [12] Грановский В. Л. Электрический ток в газе, т. 1. ГИТТЛ, М.-Л., 1952.
- [13] Соковиков В. В. J. Russian Laser Research, **21**, 46 (2000).
- [14] Лоткова Э. Н., Соковиков В. В. Квантовая электроника, **10**, 1026 (1983).

Поступила в редакцию 27 декабря 1999 г.