

ОБЪЕМНЫЙ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В СОБСТВЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. В. Гадияк, В. А. Шейгерт

(Новосибирск)

Объемный разряд в газе, возбуждаемый электронным пучком, нашел широкое применение в электроионизационных лазерах [1]. За последнее время появился ряд работ, в которых исследуется влияние магнитного поля тока разряда и пучка электронов на однородность такого разряда [2—9].

Если выразить мощность разряда через напряженность электрического поля и ларморовский радиус электронов пучка [4], то энергию излучения Q , снимаемую с единицы длины импульсного лазера за один импульс, можно записать в виде

$$Q = 2\eta \frac{1}{e} \frac{E}{r} p t_n \sqrt{U_b (U_b + 2mc^2)} \frac{d}{r_n} \frac{1}{\eta_0},$$

где E — напряженность электрического поля; d — межэлектродное расстояние; p — давление лазерной смеси; U_b — энергия электронов пучка; t_n — время накачки активной среды лазера; η — КПД преобразования электрической энергии в энергию излучения; $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$; μ_0 , ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума; r_n — минимальный ларморовский радиус электронов пучка с энергией U_b в магнитном поле тока разряда. Из выражения для Q очевидны способы повышения энергии излучения — увеличение значения параметров E/p , $p t_n$, d/r_n и U_b при оптимальном η . Однако реальные возможности изменения этих параметров имеют существенные ограничения: E/p ограничено окрестностью значений, где эффективна накачка лазерных уровней, величина $p t_n$ ограничена нагревом газа и релаксацией верхнего лазерного уровня [1, 10]; использование высокоэнергетических пучков с энергией 0,5—1 МэВ требует специальных технических устройств и существенно снижает КПД всей лазерной системы. Поэтому единственным свободным параметром, позволяющим увеличивать энергию излучения, является d/r_n . Следовательно, созданию сверхмощных лазерных систем необходимо предварить детальное исследование однородности несамостоятельного разряда в собственном магнитном поле.

Теоретически влияние магнитного поля на распределение ионизационных потерь пучка впервые изучалось в [2, 3] методом Монте — Карло. Самосогласованная задача об однородности разряда в собственном магнитном поле рассматривалась в [6], нестационарное решение без учета рассеяния электронов пучка получено в [8], модельное кинетическое уравнение для электронов пучка исследовалось в [9]. В [5—7] показано, что при заданном магнитном поле существует предельная ширина пучка, с превышением которой увеличение ширины пучка не приводит к изменению активной области разряда. Существование оптимального магнитного поля, обеспечивающего наилучшую однородность ионизационных потерь пучка, и перспективность использования относительно узких электронных пучков ($h < d$, где h — ширина пучка до фольги) для создания сверхмощных лазерных систем обсуждается в [9]. Следует отметить, что во всех теоретических работах, посвященных однородности разряда в собственном магнитном поле, не рассматривались реальные лазерные конструкции, т. е. не учитывались некоторые важные факторы, влияющие на картину процесса. Так, в [6], где изучалась наиболее приближенная к реальности постановка задачи, не учитывается рассеяние электронов пучка в фольге и аноде разряда. Между тем в [11] показано существенное влияние рассеяния в аноде на распределение ионизационных потерь пучка. Поэтому

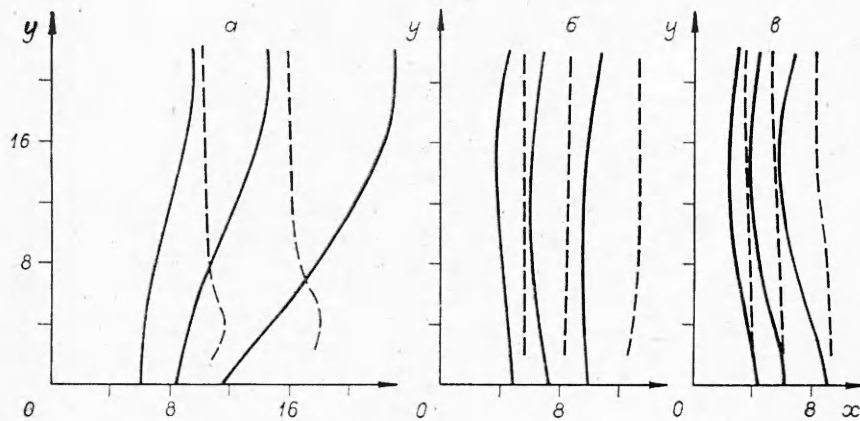
значительный практический интерес представляет изучение несамостоятельного разряда в типичной лазерной конструкции. Также остается открытым вопрос об оптимальных параметрах лазерной системы, позволяющих получить максимальную мощность лазера без существенного ухудшения пространственной однородности разряда.

В данной работе рассматривается стационарная самосогласованная двумерная задача о пространственном распределении электромагнитного поля, концентрации электронов разряда и мощности разряда. Исследуется зависимость пространственной однородности разряда от величины магнитного поля тока разряда, ширины пучка и энергии электронов пучка. Самосогласованная система уравнений [6, 12], описывающих несамостоятельный разряд, решалась методом итераций. Распределение ионизационных потерь электронного пучка в газе находилось методом Монте — Карло, учитывалось влияние электромагнитного поля на движение электронов пучка и процессы рассеяния быстрых электронов в фольге, газе и аноде разряда. Длина лазерной системы считалась много больше поперечных размеров лазера; электронный пучок до фольги — моноэнергетичным и мононаправленным; магнитное поле тока разряда значительно превосходило магнитное поле тока пучка. Рождение электронов разряда обуславливалось ионизацией газа электронным пучком (учет собственной ионизации незначительно меняет результаты [12]), а гибель — процессами рекомбинации. Подвижность электронов разряда и коэффициент рекомбинации считались не зависящими от напряженности электрического поля; прикатодный и прианодный слои бесконечно тонкими, падение напряжения на них равным нулю. Стационарная задача с учетом вышеперечисленных условий удовлетворительно описывает реальную лазерную систему, если время инжекции пучка значительно превышает характерное время развития разряда. Тестовые расчеты по используемой программе показали удовлетворительное согласие с имеющимися экспериментальными и теоретическими данными о распределении ионизационных потерь пучка [12].

Большинство расчетов проводилось для смеси газов $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 3$ под давлением $1,01 \cdot 10^5$ Па; межэлектродное расстояние 20 см; расстояние между алюминиевой фольгой толщиной 25 мкм и катодомсеткой с прозрачностью 100% равнялось 2 см; межэлектродное падение напряжения U выбиралось равным 100 кВ; анод разряда считался железным.

Представление о характере влияния магнитного поля на движение электронов пучка можно получить, исходя из результатов [5, 8], где не учитывалось рассеяние электронов. В относительно слабом магнитном поле электронный пучок сжимается, и в межэлектродном промежутке может образовываться несколько перетяжек пучка. Достаточно сильное магнитное поле заворачивает часть электронов пучка назад в фольгу, и существует предельная ширина области разряда, которую может возбудить электронный пучок в данном магнитном поле. Рассеяние электронов пучка в газе и элементах лазерной конструкции приводит к расплыванию пучка [12], и поэтому в [2] отмечается, что влияние упругого рассеяния и магнитного поля может в некоторой мере взаимно компенсироваться. Это приводит к существованию оптимального поля, обеспечивающего наилучшую однородность разряда [9].

Изолинии полей $f_1(x, y) = \int_0^x D(x, y) dx \Big|_0^l \int_0^l D(x, y) dx$ и $f_2(x, y) = \int_0^x M(x, y) dx \Big|_0^l \int_0^l M(x, y) dx$ (сплошные и штриховые линии на фиг. 1 соответственно, $h = 20$ см, $U_b = 180$ кВ, $a - d/r_n = 0$, $b - d/r_n = 3,6$, $c - d/r_n = 6,6$) наглядно показывают характер влияния упругого рассеяния и магнитного поля тока разряда на пространственное распределение



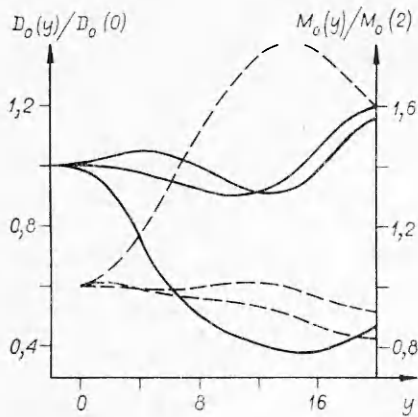
Ф и г. 1

ионизационных потерь пучка $D(x, y)$ и мощности $M(x, y)$ разряда. Здесь ось y направлена вдоль, а ось x — поперек направления инжекции электронного пучка, l — расстояние от середины разряда до стенок разрядной камеры. Вследствие перераспределения электрического поля изолинии мощности разряда менее искажены, чем изолинии ионизационных потерь пучка. Образование перетяжки пучка посередине межэлектродного промежутка (фиг. 1, в), наблюдавшееся и в эксперименте [4], связано со сжатием пучка в магнитном поле и рассеянием электронов пучка в аноде. Среднее расстояние, которое проходит электрон пучка,двигающийся от катода к аноду, и, следовательно, потери энергии быстрых электронов в неупругих столкновениях возрастают с увеличением магнитного поля. Последнее обстоятельство совместно с запиранием части электронов пучка приводит к существенной неоднородности не только пространственного,

но и усредненного по поперечной координате $D_0(y) = \int_0^l D(x, y) dx$ (сплош-

ные), $M_0(y) = \int_0^l M(x, y) dx$ (штриховые линии) распределения характеристик разряда в сильном магнитном поле (фиг. 2, $h = 20$ см, $U_b = 180$ кэВ, $1 - d/r_{\text{д}} = 0$, $2 - d/r_{\text{д}} = 3,6$, $3 - d/r_{\text{д}} = 6,6$). Хотя изолинии ионизационных потерь и мощности разряда дают качественное представление о характере пространственной неоднородности разряда, они не позволяют сравнивать однородность разрядов с различными параметрами. Поэтому желательно иметь количественные интегральные критерии, характеризующие однородность двумерного разряда. В пространстве, занимаемом разрядом, мы выделяли области, в которых поглощается соответственно 50; 70 и 90% полной энергии разряда, критерии неоднородности разряда в этих областях выбирались в виде отношений $E_{\text{max}}d/U$ и $M_{\text{max}}/\langle M \rangle$.

Здесь E_{max} , M_{max} и $\langle M \rangle = \int \int M(x, y) dx dy / S$ находились для области площадью S , в которой поглощается определенный процент полной энергии разряда. Эти критерии не адекватны друг другу, но качественное соответствие в описании неоднородности разряда между ними есть (фиг. 3, где показана зависимость неоднородности электрического поля (а) и мощности разряда (б) от отношения $h/r_{\text{д}}$ при различной ширине пучка. Сплошные линии — неоднородность в области, где поглощается 90% полной энергии разряда, а штриховые — 70%; $U_b = 180$ кэВ, $1 - h = 40$ см, $2 - h = 20$ см, $3 - h = 10$ см). Оптимальное магнитное поле, обеспечивающее наилучшую однородность разряда при различной ширине пучка, можно определить из соотношения $(h/r_{\text{д}})_{\text{опт}} \approx 3-4$ при заданных остальных параметрах разряда и пучка. Интересно отметить, что характер за-

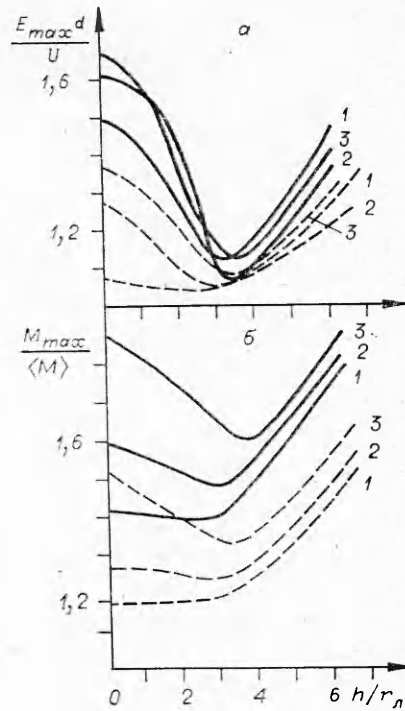


Ф и г. 2

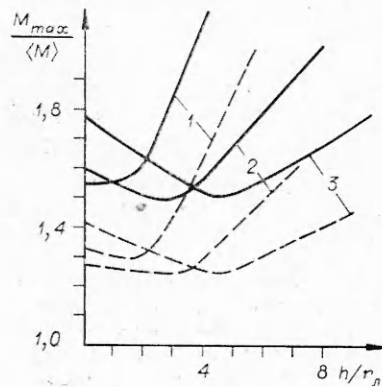
висимости неоднородности разряда от величины магнитного поля при $h/r_{\text{л}} \geq (h/r_{\text{л}})_{\text{опт}}$ определяется лишь значением параметра $h/r_{\text{л}}$ и не зависит от h/d . В слабом магнитном поле однородность разряда улучшается с увеличением h/d и в маломощных лазерных системах для достижения удовлетворительной однородности разряда необходимо выполнение условия $h \sim (2-4)d$ [12]. При этом оптимальную энергию электронов пучка можно определить, исходя из результатов оптимизации параметров одномерного разряда. В мощных лазерных системах увеличение энергии электронов пучка позволяет уменьшить влияние неупругого рассеяния на движение быстрых электронов и, следовательно, увеличить значение $(h/r_{\text{л}})_{\text{опт}}$ (фиг. 4, где показана зависимость неоднородности мощности разряда от отношения $h/r_{\text{л}}$ при различной энергии электронов пучка. Сплошные линии — неоднородность в области, где поглощается 90% полной энергии разряда, а штриховые — 70%; $h = 20$ см, 1 — $U_b = 150$ кэВ, 2 — $U_b = 180$ кэВ, 3 — $U_b = 210$ кэВ). Аналогичный эффект дает увеличение напряженности электрического поля.

Для достижения удовлетворительной однородности разряда при максимальной энергии излучения с единицы длины лазера необходимо выполнение условия $h/r_{\text{л}} \approx (h/r_{\text{л}})_{\text{опт}}$. Тогда выражение для энергии излучения можно записать в виде $Q \sim (d/h)(h/r_{\text{л}})_{\text{опт}}$. Поэтому при заданном $(h/r_{\text{л}})_{\text{опт}}$ энергию излучения можно увеличить за счет увеличения отношения d/h . Наиболее сильное ограничение снизу на ширину электронного пучка связано с зависимостью эффективности преобразования энергии, вложенной в разряд, в энергию излучения от удельной плотности вкладываемой энергии $q/p = \langle M \rangle t_{\text{н}}/p$. В [10] показано, что КПД лазерной системы падает при $q/p \geq (q/p)_*$. Исходя из соотношения $q/p = (q/p)_*$, выражение для оптимальной ширины электронного пучка можно записать в виде

$$h^2 = 2/\eta_0 e (E/p) t_{\text{н}} \sqrt{U_b (U_b + 2mc^2)} \times (h/r_{\text{л}})_{\text{опт}} (q/p)_*^{-1}.$$



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Если взять типичные параметры лазерной системы $E/p \sim 0,075$ В/см/Па, $(q/p)_* \sim 0,5 \cdot 10^{-5}$ Дж/см³/Па, $p \sim 1,01 \cdot 10^5$ Па, $t_n \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с, $U_b = 200$ кэВ и $(h/r_n)_{\text{опт}} \sim 4$, то можно получить значение оптимальной ширины пучка $h \sim 20$ см. Предварительные расчеты показали, что, используя электронный пучок с энергией электронов $U_b \approx 250-300$ кэВ, можно с удовлетворительной однородностью возбуждать несамостоятельный разряд при $d = 40-50$ см. Это позволяет увеличить энергию излучения с единицы длины лазера при оптимальном значении h и h/r_n примерно в 5—8 раз по сравнению с предельной энергией, указанной в [4]. Таким образом, результаты данной работы позволяют выбрать оптимальную геометрию и мощность разряда при конструировании сверхмощных электроионизационных лазерных систем.

Авторы приносят искреннюю благодарность А. М. Оришичу и А. Г. Пономаренко за полезные консультации и плодотворные дискуссии.

Поступила 23 IV 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М. и др. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе.— УФН, 1974, т. 114, вып. 2.
2. Boyer K., Henderson D. B., Morse R. L. Spatial distribution of ionization in electron-beam-controlled discharge lasers.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 12.
3. Henderson D. B. Electron transport in gas discharge lasers.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 12.
4. Афонин Ю. В., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. Однородность объемного разряда, контролируемого электронным пучком в поперечном магнитном поле.— ПМТФ, 1979, № 5.
5. Владимиров В. В., Горшков В. Н. и др. Контракция собственным магнитным полем тока плазмы несамостоятельного разряда, возбуждаемого электронным пучком.— ЖТФ, 1979, т. 49, № 11.
6. Владимиров В. В., Горшков В. Н. и др. Магнитные пробки в мощных газовых лазерах на несамостоятельном разряде.— Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 3.
7. Владимиров В. В., Горшков В. Н. и др. Влияние собственного магнитного поля тока плазмы на движение пучка быстрых электронов в несамостоятельном разряде.— ЖТФ, 1980, т. 50, вып. 11.
8. Гадяк Г. В., Швейгерт В. А. Параксиальная модель развития несамостоятельного разряда в собственном магнитном поле.— ПМТФ, 1981, № 1.
9. Гадяк Г. В., Швейгерт В. А. О влиянии магнитного поля на однородность несамостоятельного разряда.— Численные методы механики сплошной среды, 1981, т. 12, № 5.
10. Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. Н. Оптимизация и предельные характеристики СО₂-лазеров. Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977.
11. Smith R. C. Use of electron backscattering for smoothing discharge in electron-beam-controlled lasers: computations.— Appl. Phys. Letts., 1974, vol. 25.
12. Гадяк Г. В., Оришич А. М. и др. Численное моделирование газового разряда, возбуждаемого электронным пучком. Препринт № 29, ИТПМ СО АН СССР, 1981.

УДК 621.375.82

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК РАБОЧЕЙ СРЕДЫ СО-ГДЛ

Н. Я. Василик, А. Д. Марголин, В. М. Шмелев
(Москва)

Расчет коэффициента усиления рабочей среды СО-ГДЛ представляет собой сложную задачу. Обычно приходится рассматривать систему более 20 дифференциальных уравнений, описывающих детальную кинетику $V-T$ - и $V-V$ -процессов, совместно с уравнениями газодинамики [1—3].

В данной работе установлены параметрические соотношения, позволяющие рассчитать максимальный коэффициент усиления рабочей среды газодинамического СО-лазера и расстояние, на котором он достигается, исходя из двух входных параметров