

03;04;07

Неэлектрический метод накачки твердотельных лазеров

© В.М. Шмелев¹, А.Д. Марголин¹, Н.Я. Василик¹, В.Г. Крупкин¹, В.Т. Волов², Д.Б. Волов²¹ Институт химической физики РАН
117977 Москва, Россия² Самарский институт инженеров железнодорожного транспорта,
443066 Самара, Россия

(Поступило в Редакцию 28 апреля 1997 г.)

Исследуются альтернативный, неэлектрический метод получения плотной излучающей плазмы и возможности использования данного метода для накачки твердотельных лазеров. Экспериментально плазма получена путем нагрева рабочего газа в двухстадийном баллистическом плазмотроне. Для передачи энергии в системе плазмотрон–лазер предлагается новое устройство — вихревая камера.

Введение

Для проведения различных фотохимических превращений и решения ряда технологических задач [1,2], оптической накачки элементов квантовых генераторов [3–5] и т.д. необходимы мощные источники видимого и УФ излучения. В настоящее время для этих целей нашли широкое применение импульсные газоразрядные лампы [6]. Источником излучения является плазма с температурой 10...12 тысяч градусов, получаемая при электрическом разряде.

Альтернативным, неэлектрическим методом получения излучающей плазмы может быть нагрев рабочего газа до температуры 6–12 тысяч градусов при его адиабатическом сжатии в специальном устройстве — баллистическом плазмотроне. Однако эксперименты [7–9] по однократному адиабатическому сжатию газа свободнолетающим поршнем показали низкую энергетическую эффективность баллистического плазмотрона как источника оптического излучения по сравнению с импульсными газовыми лампами.

Эффективным способом увеличения удельной энергии плазмотрона является предварительный нагрев рабочего газа [10–12]. Это может быть достигнуто путем применения нескольких стадий сжатия и перепуска с использованием в конструкции системы промежуточных мембран, клапанов, поршней.

В настоящей работе предложен неэлектрический метод получения плазмы с температурой до 15 000 К с использованием неизоэнтропического нагрева рабочего газа в баллистической установке двухстадийного сжатия.

Многостадийное сжатие

Как известно [2], в баллистическом устройстве объемом V_0 при однократном сжатии газа до давления P_m и температуры T_m может быть достигнута энергия плазмы

$$E = \frac{P_m V_0}{1 - \gamma} \left(\frac{T_0}{T_m} \right)^a \left(1 - \frac{T_m}{T_0} \right), \quad a = \frac{\gamma}{\gamma - 1},$$

где T_0 — начальная температура рабочего газа, γ — показатель адиабаты.

Если процесс нагрева газа проводить в несколько последовательных стадий (сжатие–перепуск в вакуумированный объем–сжатие и т.д.), то при бесконечно большом количестве таких циклов предельная энергия плазмы может быть доведена до величины E_∞ , равной [10,11]

$$E_\infty = \frac{P_m V_0}{\gamma - (T_0/T_m)}.$$

Например, для одноатомного газа ($\gamma = 1.67$) при $T_0 = 300$ К и его нагреве до температуры 6000 К предельная эффективность многостадийного сжатия E_∞/E_1 в 39 раз выше одностадийного. В отличие от многостадийного нагрева, где промежуточные ступени нагрева газа разделены в пространстве, существует и другая возможность увеличения удельной энергии плазмы, связанная с постепенным накоплением энергии в системе [11]. В этом случае промежуточные стадии нагрева газа разделены во времени и система через некоторое количество циклов сжатие–расширение выходит на квазинепрерывный режим излучения.

Двухстадийный нагрев газа

Существенное увеличение эффективности нагрева рабочего газа может быть достигнуто в относительно простых устройствах двухстадийного адиабатического сжатия — баллистических плазмотронах с двумя свободно движущимися поршнями (рис. 1). Один из поршней массой m_1 помещается в начале ствола установки, другой массой $m_2 < m_1$ — на некотором расстоянии X_0 от первого поршня. Второй поршень имеет клапан для перепуска газа (в простейшем случае сквозное отверстие). Для вывода оптического излучения к торцу ствола плазмотрона подсоединяется колба с прозрачными стенками, куда через сверхзвуковое сопло перетекает созданная при адиабатическом сжатии плазма. Перед соплом может устанавливаться разрывная диафрагма, а сама колба предварительно вакуумироваться.

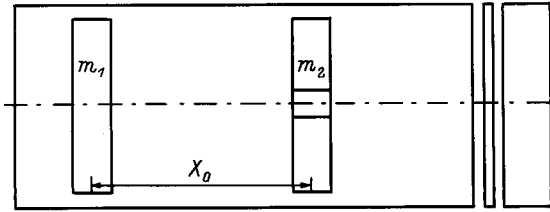


Рис. 1.

Рабочий цикл сжатия газа и генерации плазмы происходит следующим образом. Под действием толкающего газа тяжелый поршень сжимает газ в области между двумя поршнями, причем второй поршень, обладая достаточной инерцией, играет роль стенки. Далее через клапан (или отверстие) второго поршня предварительно нагретый рабочий газ перетекает в пространство перед поршнями. На второй стадии адиабатического нагрева газа происходит его одновременное сжатие двумя поршнями, двигающимися примерно с одинаковой скоростью. Образовавшаяся плазма при конечном сжатии перетекает через сопло в прозрачную колбу, где и происходит ее быстрое высвечивание при пониженном давлении.

Неизотропичность нагрева газа связана с его перетеканием через клапан второго поршня. Расчеты показывают, что степень роста удельной энтропии \varkappa , определяемая через приращение удельной энтропии газа в конце сжатия Δs и удельную теплоемкость C_v , есть

$$\varkappa = \exp(\Delta s/c_v) = (\rho/\rho_0)^{\gamma(\gamma-1)}\gamma^{\gamma-1}/(\gamma+1)^\gamma, \quad (1)$$

где ρ_0 и ρ — плотность газа до и после сжатия.

Рост энтропии (1) зависит от степени сжатия газа и может достигать большой величины ($\varkappa \gg 1$).

Оценим максимально достижимую удельную энергию плазмы E_2 при заданной конечной температуре T_m и давлении P_m , оптимизируя выходные параметры системы. Если в начальный момент времени весь рабочий газ массой M_2 заключен в объеме V_1 между поршнями, то на первой стадии сжатия до некоторого давления P_3 он нагревается до промежуточной температуры T_3

$$\frac{T_3}{T_0\gamma} = \left(\frac{P_3}{P_0}\right)^c, \quad c = \frac{\gamma-1}{\gamma}.$$

Из условия достижения конечных значений температуры T_m и давления P_m на второй стадии сжатия уже нагретого газа получим соотношение, определяющее требуемую массу рабочего газа,

$$M_2 = \frac{\mu V_0}{RT_0} (T_0/T_m)^{\gamma^2/(\gamma^2-1)} P_3^{1/(\gamma+1)} \times P_m^{\gamma/(\gamma+1)} \beta^{1/(1+\gamma)} (1-\beta)^{\gamma/(1+\gamma)}, \quad (2)$$

где $\beta = V_1/V_0$, μ — молекулярный вес газа, R — газовая постоянная.

Наибольшая энергия плазмы E_2 достигается при максимальной массе рабочего газа, которая является функцией положения второго поршня $M_2 = f(\beta)$ [11]. Легко видеть, что экстремум функции (2) достигается при значении параметра $\beta = 1/(1+\gamma)$. Если положить $P_3 = P_m$ (т.е. выбор максимального давления сжатия определяется только прочностными характеристиками устройства), то в этом случае выражение для оптимальной массы газа будет выглядеть следующим образом:

$$M_2 = \frac{\mu V_0 P_m}{RT_0} (T_0/T_m)^{\gamma^2/(\gamma^2-1)} \gamma^{\gamma/(\gamma+1)} / (\gamma+1). \quad (3)$$

Требуемая масса газа M_1 для установки однократного сжатия

$$M_1 = \frac{\mu V_0 P_m}{RT_0} \left(\frac{T_0}{T_m}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}. \quad (4)$$

Сравнивая (3) с (4), получим, что при оптимальном значении β удельные энергетические характеристики плазмотрона двухстадийного сжатия в $\eta = M_2/M_1$ раз выше

$$\eta = (T_m/T_0)^{\gamma/(\gamma^2-1)} \gamma^{\gamma/(\gamma+1)} / (\gamma+1). \quad (5)$$

При этом увеличение температуры рабочего газа на первой стадии сжатия равно

$$T_3/T_0 = (T_m/T_0)^{\gamma/(\gamma+1)} (1+\gamma)^{(\gamma-1)/\gamma} \gamma^{(1-\gamma)/(\gamma+1)}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) видно, что значения η и T_3 растут с увеличением T_m , причем для $T_m/T_0 = \text{const}$ η тем выше, чем меньше γ . Например, для одноатомного газа при его нагреве от комнатной температуры до $T_m = 8000$ К эффективность плазмотрона двухстадийного сжатия более чем на порядок выше, а предварительный нагрев газа не превышает 1500 К.

Рассмотрим теперь случай, когда в начальный момент времени рабочий газ занимал весь объем ствола плазмотрона V_0 . После первой стадии нагрева части рабочего газа при его сжатии между поршнями и перепуска его температура упадет примерно в $1/\beta$ раз в результате смешения с остальной частью газа, находящегося при начальной температуре.

Продельвая аналогичные вычисления, получим оптимальные значения параметров $\beta = 1/\gamma$, а также соответствующее выражение для требуемой массы газа и коэффициента увеличения эффективности установки η

$$M_2 = \frac{\mu V_0 P_m}{RT_0} (T_0/\gamma T_m)^{\gamma^2/(\gamma^2-1)} (\gamma-1)^{\gamma/(\gamma+1)},$$

$$\eta = (\gamma T_m/T_0)^{\gamma/(\gamma^2-1)} (\gamma-1)^{\gamma/(1+\gamma)} \gamma^{\gamma/(1-\gamma)}. \quad (7)$$

Величина предварительного нагрева газа на первой стадии сжатия равна

$$(T_3/T_0) = (\gamma-1)^{(1-\gamma)/(1+\gamma)} (\gamma T_m/T_0)^{\gamma/(\gamma+1)}.$$

Если в качестве входных параметров задачи выбрать начальный объем установки V_0 и конечный объем V_k ,

до которого происходит сжатие газа, то температура плазмы будет определяться степенью сжатия и в оптимальном режиме равна

$$T_m/T_0 = (\gamma - 1)^{\gamma(\gamma-1)} \gamma^{-\gamma^2} (V_0/V_k)^{(\gamma^2-1)}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что при $\gamma \sim 1.4$ имеет место линейная зависимость температуры плазмы от степени сжатия газа. При $\gamma < 1.4$ достижение высоких температур плазмы за счет увеличения степени сжатия рабочего газа становится неэффективным.

Энергетическая эффективность неизоэнтропического двухстадийного сжатия (7) при нагреве рабочего газа до температуры порядка 10 000 К примерно в 10 раз превосходит эффективность одностадийного адиабатического сжатия.

Накачка лазера излучением плазмы

Излучение ксеноновой плазмы, нагретой тепловым методом до температуры 10 000–15 000 К, может быть использовано с достаточной эффективностью для накачки твердотельного лазера [3–5].

В ИХФ РАН созданы экспериментальные установки, на которых получена плазма ксенона и аргона с температурой свыше 10 000 К и давлением сжатия около 1000 ат при удельной энергии плазмы свыше 10 кДж с одного литра внутреннего объема установки и КПД преобразования энергии толкающего газа во внутреннюю энергию плазмы до 80%. В ряде опытов при облучении неодимового стержня излучением плазмы была получена генерация лазерного излучения с энергией в импульсе до $E = 10$ Дж. Время генерации составляло 1 мс. Габариты баллистического плазмотрона в несколько раз меньше габаритов аналогичной по мощности установки с электрической ламповой накачкой.

Для накачки лазерного стержня возможны разнообразные схемы вывода излучения плазмы из баллистического плазмотрона. Например, вывод излучения может быть осуществлен непосредственно через прозрачное окно, устанавливаемое в торце установки [3–5], либо с использованием промежуточной камеры, куда через сверхзвуковое сопло перетекает плазма.

Рассмотрим случай, когда нагретый газ после разрыва мембраны через входной канал вводится в оптическую камеру. Формируется ударная волна, движущаяся со сверхзвуковой скоростью к противоположному торцу камеры. В это время и происходит высвечивание энергии. Излучение попадает на активное тело и далее происходит генерация, как на обычном твердотельном лазере.

При накачке по такой схеме возможно возникновение потерь излучения непосредственно на входе в оптическую камеру, в обводном канале. Теоретический анализ показывает, что при такой газодинамике течения возникает система косых/прямых скачков уплотнения,

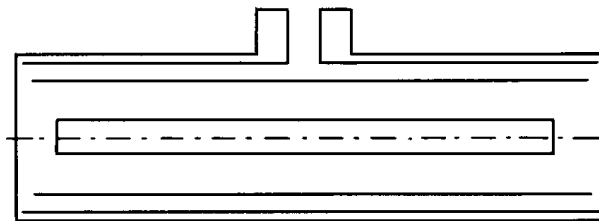


Рис. 2.

в которых высвечивается основная часть энергии излучения. Энергия рассеивается на большой поверхности каналов, а в камеру попадает сильно охлажденный газ. Освещение активного тела прямой волной излучения, движущейся вдоль стержня, не является оптимальным: в каждый момент времени накачивается лишь участок активного тела.

С целью устранения указанных недостатков и повышения надежности работы предложена принципиально новая конструкция оптической камеры. В ней вдув газа производится не с торца, а тангенциально с боковой поверхности. После прохождения укороченного входного канала газ, закручиваясь, движется в обоих направлениях (рис. 2).

В данной оптической камере отсутствуют потери, связанные в осевой камере со скачками уплотнения на входе. Рассеивание излучения на стенки входного канала снижено за счет уменьшения поверхности взаимодействия приблизительно в 2 раза, за счет сокращения длины входного участка потери снижены еще в 2 раза. Кроме того, здесь достигается более равномерное освещение активного тела, появляется возможность использования двухзеркального резонатора. Но движение газа в такой камере оказывается крайне сложным. Приходится решать газодинамическую задачу в трехмерной постановке.

Расчеты на ЭВМ по разработанной программе [13] показали, что после разрыва мембраны формируется головная волна. При отрыве с острой кромки волна дифрагирует под углом порядка 40° в сторону центрального тела, вследствие чего имеет место удар о кварцевую трубку той или иной интенсивности. Величина удара зависит главным образом от длины входного канала: чем длиннее канал, тем удар слабее. С другой стороны, при увеличении длины входного канала возрастают потери излучения. Расчеты показывают, что оптимальным здесь является калибр канала $L/d = 1$ [14]. Уже первые эксперименты с вихревой камерой показали, что кварцевые трубки с толщиной стенки почти в два раза тоньше, чем в обычной камере, успешно работают на расчетных режимах плазмотрона. Для предложенной конструкции оптической камеры проведены теоретические расчеты движения газа и ожидается повышение КПД установки в целом не менее чем на порядок.

Список литературы

- [1] Бугаенко Л.Т., Кузьмин М.Г., Полак Л.С. Химия высоких энергий. М.: Химия, 1988. 366 с.
- [2] Колбановский Ю.А., Щипачев В.С., Черняк Н.Я. и др. Химимпульсное сжатие газов в химии и технологии. М.: Наука, 1982. 240 с.
- [3] Smith C.L., Homentowski E., Stokes C.S. // Appl. Opt. 1967. Vol. 6. P. 1130.
- [4] Grosdy G.K., Honey R.C. // Appl. Opt. 1963. N 2. P. 1339.
- [5] Landerman A.J., Byron S.R., Lawrece W.W. // Appl. Opt. 1969. N 8. P. 1743.
- [6] Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
- [7] Dowling J.A., Shumsky J., Echerman J., Schelier R.E. // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 12. N 5. P. 184.
- [8] Dowling J.A. et al. // Appl. Opt. 1969. N 8. P. 1867.
- [9] Рябишин Ю.Н. Газы при больших плотностях и температурах. М.: Физматгиз, 1959.
- [10] Златин Н.А. и др. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
- [11] Марголин А.Д., Василик Н.Я., Шмелев В.М. и др. // Тез. докл. I Всесоюз. симпозиума по радиационной плазмодинамике. М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 33.
- [12] Марголин А.Д., Василик Н.Я., Шмелев В.М. и др. // Тез. докл. 15-го Межотраслевого семинара "Атомно-водородная энергетика и технология". М., 1990.
- [13] Волов Д.Б. // Перспективные информационные технологии в научных исследованиях, проектировании и обучении. Самара, 1995. С. 96.
- [14] Волов Д.Б. // Перспективные информационные технологии в научных исследованиях, проектировании и обучении. Самара, 1995. С. 97.