

УДК 533.915 + 533.6.078

Получение энергии оптического излучения в баллистических устройствах сжатия для систем лазерной накачки

Д. Б. Волов

Самарская Государственная академия путей сообщения, г. Самара, Россия

Рассмотрен способ получения энергии излучения, основанный на сжатии и нагреве газа в баллистическом устройстве. Указано, что адиабатическое сжатие для получения энергии оптического излучения неэффективно. Рассмотрены режимы неизоэнтропического сжатия в двухстадийном баллистическом плазмотроне. Показано, что в условиях недостатка энергоресурсов, повышенных требований к габаритным размерам и массе изделия данный способ получения энергии излучения может составить конкуренцию ламповым системам накачки.

Традиционные системы лазерной накачки позволяют достичь высоких КПД и обеспечивают надежную работу системы в целом. При энергиях в импульсе, используемых в промышленности, бесспорным является преимущество ламповых систем накачки твердотельных лазеров перед другими. Но попытки дальнейшего увеличения энергии накачки встречают дополнительные трудности: эксплуатационные характеристики падают, и с определенного значения вкладываемой энергии устройством перестает соответствовать требованиям по массе, габаритным размерам и возможностям технической реализации.

При расширении диапазона используемых энергий в импульсе в целях снижения металлоемкости интересным представляется поиск новых, нетрадиционных источников оптического излучения. В качестве одного из них предлагается устройство, преобразующее энергию сжатого газа в излучение [1]. Сжатие газа происходит в баллистических установках. Как будет показано ниже, вкладывание больших энергий в подобных системах приводит к большим энергиям излучения, в то время как количество безызлучательных потерь остается на прежнем уровне. При правильном подборе геометрии и режима работы излучательные промежуточные потери минимизируются, т. е. оптический КПД, определенный как количество полезной энергии излучения, отнесенной к вкладываемой энергии, при увеличении энергоемкости возрастает. Кроме того, и при энергиях в лазерном импульсе порядка 10 Дж существуют области применения, в которых КПД уходит на второй план, а главными критериями выбора могут быть масса, габаритные размеры, простота или автономность работы.

При работе такой оптико-баллистической установки исходная энергия — энергия сжатого компрессором толкающего газа или химическая энергия порохового заряда — преобразуется в излучение. Необходимыми элементами устройства являются ствол с заглушенным торцом и поршень (система поршней). Перед стволом

находится камера низкого давления с толкающим газом, а за стволом — камера высокого давления (оптическая камера).

Пусть первоначально в камере низкого давления запасена энергия, равная внутренней энергии толкающего газа:

$$E_1 = \frac{p_0 V_0}{(\gamma_0 - 1)},$$

где γ_0 — показатель адиабаты толкающего газа;

V_0 — объем камеры низкого давления;

p_0 — начальное давление толкающего газа.

При осуществлении выстрела 2—3 % энергии идет на запуск основного клапана [1], а основная ее часть переходит в кинетическую энергию поршней. В процессе сжатия газа она преобразуется во внутреннюю энергию рабочего газа. Если энергия, переданная рабочему газу, достаточно высока, то по достижении некоторой пороговой температуры начинается интенсивный процесс ионизации газа. При увеличении энерговклада растет внутренняя энергия рабочего газа, а следовательно, и температура.

Однако при дальнейшем увеличении E_1 все большая ее часть расходуется на ионизацию, и рост температуры замедляется. По окончании процесса сжатия при высоких температурах начинают преобладать процессы рекомбинации, сопровождающиеся испусканием фотонов. Как показывают эксперименты [2, 3], при $T \approx 10^4$ К до 40 % внутренней энергии идет в излучение, поэтому на выходе из импульсной установки имеем энергию

$$E_1' = \eta_1 \eta_2 E_1,$$

которую необходимо вывести для дальнейшего использования (где $\eta_1 \approx 0,97$ — КПД запуска основного клапана, η_2 — КПД преобразования энергии в излучение).

При неизоэнтропическом сжатии [1] КПД $\eta_1\eta_2$ сравним с КПД электроразрядных ламп [4], вследствие чего такие установки могут быть применены для накачки твердотельных лазеров.

Рост температуры выше 15 000 К сдерживается нарастающим влиянием ионизации, и дальнейшее увеличение температуры в устройствах подобного рода становится практически невозможным. Между тем имеет смысл и далее увеличивать энерговыход E_1 , поскольку вложенная в рабочий газ энергия будет идти на излучение, пусть даже соответствующее температуре, не превышающей $\approx 15\,000$ К. В таком случае, чем больше энерговыход, тем большая часть энергии в процентном отношении пойдет на излучение.

Рекомбинация атомов накладывает определенные ограничения на скорость истечения излучающего газа из сопла. За время интенсивного радиационного теплообмена из ствола успевает вытечь не весь газ. Энергия, затраченная на сжатие неиспользованной части газа, относится к потерям. Дополнительные потери в перепускных каналах незначительны по сравнению с потерями в стволе [5]. Таким образом, из E_1' в камеру в виде излучения попадает только часть энергии, т. е.

$$E_1' = \eta_1\eta_2\eta_3E_1.$$

Величина η_3 характеризует степень совершенства устройства по передаче энергии излучения к потребителю. Из численных расчетов следует [6], что потери излучения в стволе составляют 30 % и более от энергии излучения в камере, т. е. $\eta_3 \approx 0,7$.

Коэффициент η_1 достаточно высок, η_2 при фиксированном энерговыходе имеет свой теоретический предел, поэтому увеличение эффективности работы установки в основном связывается с повышением η_3 и увеличением энерговыхода.

Таким образом, задача оптимизации выходного каскада сводится к выводу как можно большей массы газа за минимальный промежуток времени, в то время как η_2 можно повысить экстенсивным увеличением мощности установки. Это позволит вывести большую часть энергии E_1 в виде излучения.

В работе [6] сделаны выводы о возможности транспортировки излучающего газа в пространство выходной камеры до момента высвечивания основной доли излучения. В таких условиях баллистическая накачка оказывается наиболее перспективной для мощных лазерных систем, так как в этом случае достигается требуемая плотность энергии накачки в малом объеме благодаря высокой плотности излучающих частиц.

Важно, как проводится процесс получения тепла, как быстро он происходит и какие предельные значения температур и давлений ему соответствуют. Степень совершенства устройства по эффективности преобразования располагаемой энергии в излучение характеризует КПД η_2 . Он зависит от способа сжатия газа, конструкции устройства и свойств рабочего газа.

С физической точки зрения имеет смысл не выделять в явном виде η_2 , а определять величину

$$\frac{E_u - E_\infty}{E_1} = \frac{\eta_u E_1 - E_\infty}{E_1} = \eta_u - \frac{T_\infty}{T_u}, \quad (1)$$

где E_u — запасенная в рабочем газе энергия;

E_∞ — внутренняя энергия рабочего газа после высвечивания;

T_u — максимальная температура, обеспечиваемая при энерговыходе E_1 ;

T_∞ — пороговая температура интенсивного радиационного теплообмена [5].

Тогда КПД будут связаны следующим соотношением:

$$\eta_1\eta_2\eta_3 = \eta_u \left(1 - \frac{E_\infty}{E_u} \right).$$

Формула (1) показывает, что для установок-излучателей КПД не может превышать КПД соответствующей идеальной тепловой машины, работающей по циклу Карно. Для такого утверждения требуется введение понятия идеального излучающего газа и приведенной температуры ионизированного газа $T_u = E_u/c_v m_u$, где c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме; m_u — масса излучающего газа.

В таком газе теплоемкость не изменяется, а излучение соответствует приведенной температуре. Внутренняя энергия такого газа полностью определяется температурой, а излучение соответствует этой температуре и не связывается с ионизацией. Этот идеализированный излучающий газ, не подверженный ионизации, но, тем не менее, излучающий, служит рабочим телом в тепловой машине, работающей по циклу Карно.

КПД реальной тепловой машины, преобразующей тепло в излучение, не может быть выше этого КПД. Не давая количественных характеристик по излучению реальной тепловой машины, такой КПД показывает, в каком направлении необходимо двигаться в целях увеличения эффективности работы устройства, преобразующего вкладываемое в импульсе тепло в излучение. Одно из направлений — выбор реального рабочего тела с меньшим потенциалом ионизации, что соответствует снижению температуры холодильника T_∞ . С этой точки зрения перспективно использование ксенона и аргона. С другой стороны, повышению температуры нагревателя T_u соответствует увеличение энерговыхода.

Таким образом, кроме снижения потерь в промежуточных секциях имеет смысл искать пути повышения вкладываемой энергии. Однако экстенсивное увеличение мощности сдерживается ограничением по предельному давлению в стволе устройства. Перспективно только такое увеличение энерговыхода, которое сопровождается совершенствованием способа сжатия. Цель такого усовершенствования — обеспечить вложение большей энергии в рабочий газ при сохранении неизменным уровнем предельно допустимых давлений.

В сверхадиабатическом сжатии, к которому относится и двухстадийное сжатие, можно вкладывать большую энергию при том же конечном давлении, поэтому и оптический КПД такой установки оказывается выше.

Наличие в установке нескольких поршней приводит к появлению дополнительных степеней свободы, и траектории движения поршней существенно усложняются, равно как и форма импульса давления, температуры и т. д. Характерные особенности импульса сжатия удобно выделять при численном расчете данной системы. Унифицированный алгоритм расчета импульсных и непрерывных устройств с перепуском газа разработан и изложен в работе [7]. Импульс двухстадийного сжатия имеет хорошо выделяемые элементы, присущие большинству режимов. Эти особенности в дальнейшем позволяют перейти к выбору оптимального режима работы устройства. Индексы при переменных далее относятся: 0 — к начальным условиям; 1 — к камере низкого давления (КНД); 2 — к объему ствола между поршнями; 3 — к объему ствола за вторым поршнем; 4 — к выходной камере (рис. 1).

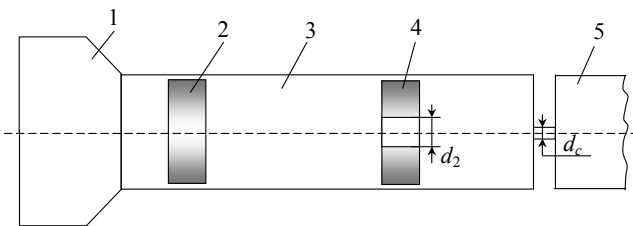


Рис. 1. Схема двухстадийного баллистического плазматрона: 1 — камера низкого давления (КНД); 2 — тяжелый поршень; 3 — ствол; 4 — легкий поршень с отверстием; 5 — оптическая камера

Если выходной торец ствола полностью заглушен (диаметр выходного сопла $d_c = 0$ м), то высвечивание всей энергии происходит внутри ствола, при этом выходная камера не используется. Для этого режима характерны два почти одинаковых по амплитуде пика по температуре в третьей секции, между которыми расположен один более слабый пик по T_2 (рис. 2, а). Этому режиму соответствуют максимальные значения давлений во второй и третьей секциях. Еще большие давления получаются на гипотетическом режиме с $d_c = 0$ м и $d_2 = 0$ м, причем только в этом случае давление во второй секции больше давления в третьей.

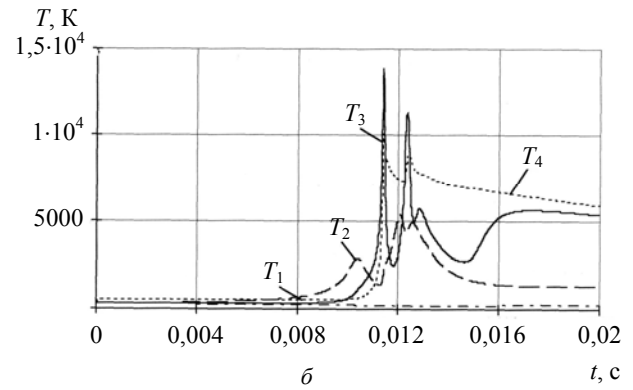
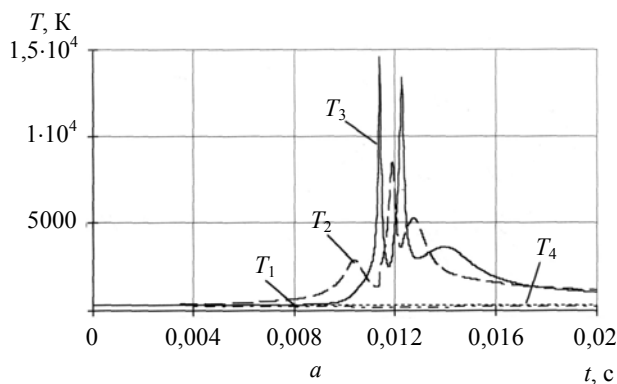


Рис. 2. Температуры в различных секциях установки: а — при заглушенном торце ствола; б — при $d_c = 0,01$ м; $d_2 = 0,006$ м

При различных значениях диаметров критических сечений сопел выделяются два-три импульса по температуре в третьей секции T_3 (см. рис. 2, б). Третий полузубец при увеличении d_c "подтягивается" к двум остальным и постепенно исчезает. Причем если на малых d_c максимум излучения в выходной камере приходится на второй импульс, то при возрастании диаметра сопла, когда интенсивность второго импульса ослабевает, уменьшается и энергия излучения в выходной камере E_4 . При дальнейшем увеличении диаметра, когда второй импульс совсем исчезает, эта энергия находится в локальном минимуме (рис. 3, а). При еще больших диаметрах сопла максимум излучения приходится на первый импульс, причем эта энергия, как правило, даже больше максимального значения, соответствующего приходящемуся на второй импульс по T_3 . Это обусловлено тем, что возрастание происходит при все большем значении массы m_4 , вплоть до значений, когда вся масса рабочего газа перетекает в выходную камеру и излучает.

Максимум по энергии "синхронизируется" с первым импульсом по температуре в третьей секции. Но не стоит увлекаться увеличением диаметра сопла, так как при таких режимах неизбежен удар легкого поршня о торец ствола. А это приводит к быстрому износу установки и преждевременному выходу ее из строя. Тем не менее несложно определить диаметр сопла, при котором этот удар только возникает. (Этот момент соответствует переходу всей массы рабочего газа в выходную камеру.) Исчезновение второго зубца в точности всегда соответствует началу перехода всей массы рабочего газа в выходную камеру. Для таких диаметров энергия излучения отнюдь не максимальна, она будет превосходить локальный максимум лишь при значениях диаметров сопла, соответствующих удару поршня, возможно, с появлением пластических деформаций. Поэтому есть возможность либо использовать не всю массу рабочего газа и получать ~50 % потерь, или идти на увеличение диаметра сопла и удар поршня.

Локальному максимуму E_4 соответствуют два значения диаметров сопла: первый, когда еще не вся масса рабочего газа составляет m_4 , и второй, когда удар о стенку ствола уже ошутим (см. рис. 3, а, б). Выбор диаметра сопла в промежутке, соответствующем значениям E_4 , не имеет смысла, т. е., если мы хотим получать еще большие значения энергии излучения, то надо идти на дальнейшее увеличение диаметра сопла, что неизбежно приведет к возрастанию энергии удара.

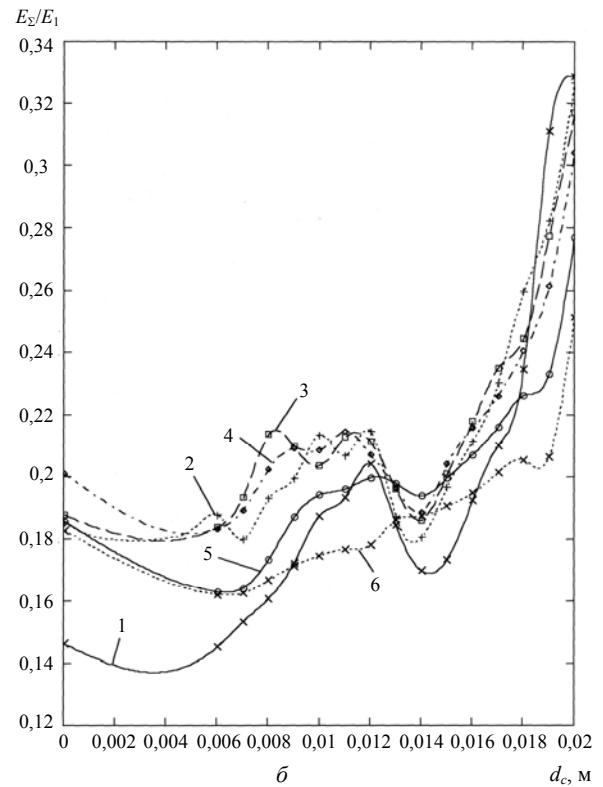
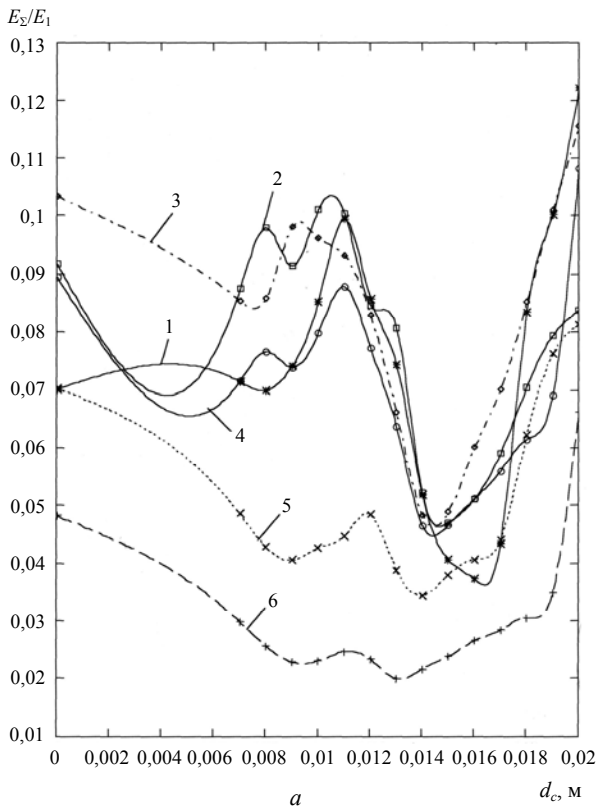


Рис. 3. Отношение полной энергии излучения E_2 к вкладываемой E_1 в зависимости от диаметра сопла. Начальное давление в КНД:

- а — 100 атм:
 1 — диаметр отверстия во втором поршне $d_2 = 0,003$ м;
 2 — $d_2 = 0,005$ м; 3 — $d_2 = 0,006$ м; 4 — $d_2 = 0,007$ м;
 5 — $d_2 = 0,009$ м; 6 — $d_2 = 0,11$ м
 б — 200 атм:
 1 — диаметр отверстия во втором поршне $d_2 = 0,003$ м;
 2 — $d_2 = 0,005$ м; 3 — $d_2 = 0,006$ м; 4 — $d_2 = 0,007$ м;
 5 — $d_2 = 0,009$ м; 6 — $d_2 = 0,11$ м

Частично эту проблему можно разрешить использованием воздушного замка на поршне [1]. Возможно, более правильным будет закрывать выходную камеру после напуска излучающего газа (использовать клапан-отсекатель), чтобы избежать оттока газа вслед за отскакивающим поршнем. Следует иметь в виду, что процесс проходит на предельных значениях температуры и давления, и устройство отсекающего устройства неизбежно подвергнется эрозии, абляции, что может вызвать заклинивание поршня. Поэтому подобный узел должен быть как можно более простым. При $p_0 = 200$ атм почти 30 % вложенной энергии можно вывести в виде излучения (см. рис. 3, б).

Что лучше — получить часть энергии излучения, не используя всю располагаемую массу рабочего газа и гарантированно избежать удара о стенку ствола (при этом в неиспользованную часть рабочего газа все равно вкладывается энергия), или получить рекордные значения энергии излучения — зависит от конкретных целей применения данного вида устройств.

Имеется ряд работ, в которых используется самозаклинивание поршня [8]. Если применить подобный способ в двухстадийном плазмотроне, то рабочий газ останется в выходной камере до конца процесса высвечи-

чивания, и при меньших, вполне приемлемых, диаметрах сопла выделилась бы максимально возможная энергия излучения. Без самозаклинивания получаются меньшие значения энергии излучения ввиду оттока газа, вызванного отскоком поршня.

Режим работы с соплами малого диаметра ($d_2 < 0,002$ м) схож с режимом для неперфорированного легкого поршня. Здесь характерны осцилляции температур и давлений во второй секции. Получение энергии излучения на таких режимах становится малоэффективным.

Необходимо обратить внимание на то, что максимальные значения давлений в стволе не должны превышать предельно допустимых значений. При определенных соотношениях d_0/d_2 существуют режимы, когда максимальное давление во второй секции постоянно и не зависит от диаметра сопла. Этот режим обеспечивает сверхзвуковой режим перетекания в третью секцию, и масса m_3 при этом ко второму импульсу по температуре вся успевает перейти в выходную камеру. Схожий участок по $p_{2\max}$ возникает, когда максимум приходится на первый (и единственный) импульс, т. е. сверхзвуковой режим обеспечивается перетоком $m_2 + m_3$ в выходную камеру.

Итак, импульс двухстадийного сжатия имеет хорошо выделяемые элементы, присущие большинству режимов. Характерны два пика по температуре в третьей секции, между которыми расположен один более слабый пик по температуре во второй секции.

Локальному максимуму энергии излучения на выходе соответствуют два значения диаметров сопла: первый, для которого еще не вся масса рабочего газа сосредоточена на выходе, и второй — с полным перетоком массы, сопровождающимся ударом поршня о стенку ствола.

Обнаружено, что при определенных соотношениях диаметров сопел секций существуют режимы, когда максимальное давление во второй секции постоянно и не зависит от диаметра сопла.

КПД получения энергии излучения в 30—40 % случаев сравним с КПД ламповых систем накачки твердо-

тельных лазеров. Но масса ламповой системы вместе с источником питания, блоком конденсаторов, системой охлаждения и т.д. при одинаковых энергиях излучения в импульсе оказывается в десятки раз выше.

Таким образом, в условиях недостатка энергоресурсов, повышенных требований к габаритным размерам и массе изделия данный способ получения энергии излучения может составить конкуренцию ламповым системам накачки.

Л и т е р а т у р а

1. Шмелев В. М., Марголин А. Д., Василик Н. Я., Крупкин В. Г., Волов В. Т., Волов Д. Б. Баллистический плазматрон с вихревой камерой для накачки твердотельных лазеров// ТВТ. 1998. Т. 36. № 4. С. 548.
2. Макарычев С. В., Сметов Г. Д., Яловик М. С. Излучение и радиационное охлаждение плазмы ксенона за фронтом сильной ударной волны// Известия АН. Сер. Механика жидкости и газа. 1992. № 1. С. 155.
3. Марголин А. Д., Василик Н. Я., Шмелев В. М. и др. Баллистический плазматрон как источник ультрафиолетового излучения для фотохимии: Тез. докл. XV межотр. семинара "Атомно-водородная энергетика и технология". — М., 1990. С. 58.
4. Рохлин Г. Н. Разрядные источники света. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 720 с.
5. Волов В. Т., Шмелев В. М., Волов Д. Б. Термодинамические процессы истечения газа из ствола баллистического плазматрона// ТВТ. 2000. Т. 38. № 2. С. 188.
6. Волов Д. Б. Теплоэнергетические характеристики баллистического плазматрона с вихревой камерой. Дис.... канд. техн. наук. — М.: МАИ, 1998. — 157 с.
7. Волов Д. Б. Моделирование в полисекционных термодинамических системах// Инженерно-физич. журн. 2004. Т. 77. № 4. С. 132—144.
8. Рычков В. Н., Топчиян М. Е., Мецержаков А. А., Пинаков В. И. Использование высоких давлений для решения задач гиперзвуковой аэродинамики// Прикл. мех. и техн. физика. 2000. Т. 41. № 5. С. 103.

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2005 г.

Reception of optical radiation energy in ballistic compression devices for laser pumping systems

D. B. Volov

The Samara railway state academy, Samara, Russia

In this work the way of reception the radiation energy, based on gas compression and heating in ballistic devices is considered. It is underlined, that adiabatic compression for reception optical radiation energy is inefficient. So nonisoentropic compression regimes in two-stage ballistic plasma-tron are considered. It is shown, that at minimum power resources, increased requirements to dimensions and weight of a device the given way of reception radiation energy can make a competition to lamp pumping systems.

