

## Гидродинамический КПД лазерного переноса вещества

**В.А.Исаков**, **А.П.Канавин**, **А.С.Насибов**

*Рассмотрена аналитическая одномерная гидродинамическая модель прямого лазерного переноса вещества. Определен КПД передачи энергии импульсного лазерного излучения в кинетическую энергию эжектируемого вещества. Показано, что для слоев вещества, толщина которых превышает глубину поглощения лазерного излучения, гидродинамический КПД процесса определяется показателем адиабаты испаренного вещества.*

**Ключевые слова:** взаимодействие лазерного излучения с веществом, прямая лазерная печать.

Если поглощающее вещество, нанесенное на прозрачную подложку, облучать с её стороны импульсами достаточно мощного лазерного излучения, произойдет выброс вещества в направлении, перпендикулярном подложке. Этот хорошо известный эффект возникает вследствие того, что при поглощении лазерного излучения в слое, прилегающем к подложке, вещество испаряется и, расширяясь, играет роль поршня для неиспарившейся части. Таким образом можно осуществлять контролируемый перенос самых различных материалов: металлов, биоматериалов, полимеров, типографских красок и т. д. В последние годы подобный способ переноса вещества получил название прямой лазерной печати (laser direct writing), или лазерного переноса вещества (laser induced forward transfer). Его можно применять как для изготовления дисплеев [1], элементов микросхем и миниатюрных источников электропитания [2], так и в полиграфии для цветной высококачественной печати вязкими красками [3, 4] и т. д. (см. также, напр., [5, 6]).

Несмотря на значительный интерес к практическому использованию лазерного переноса вещества, протекающие при этом физические процессы фактически не исследовались. В этом случае, в отличие, например, от хорошо изученного испарения вещества при его облучении со стороны свободной поверхности [7, 8], воздействие излучения на вещество происходит в замкнутом объеме. Это должно сказываться на таких характеристиках процесса, как энергетический порог, при котором начинается перенос вещества, начальная скорость вылета материала и т. д. Скорость переноса вещества зависит от эффективности процесса ускорения и может достигать  $10^2$  м/с [6]. Она может быть определена через гидродинамический КПД – отношение кинетической энергии ускоренного (эжектируемого) вещества к энергии, вложенной в мишень. Гидродинамический КПД при облучении вещества со стороны свободной поверхности исследован в [9, 10].

В настоящей работе рассматривается одномерная гидродинамическая модель ускорения вещества при его лазерном испарении на границе с прозрачной подложкой и определяется КПД перехода энергии импульсного лазерного излучения в кинетическую энергию эжектируемого вещества. Поскольку при этом пренебрегается боковым разлетом и влиянием граничных эффектов, полученное значение КПД представляет собой верхнее предельное значение эффективности прямого лазерного переноса вещества вдали от энергетического порога данного процесса.

Рассмотрим задачу об ускорении плоского слоя вещества толщиной  $d$  с плотностью  $\rho_0$  лазерным пучком с интенсивностью  $q_0$ . Будем считать при этом, что полупространство  $x \leq 0$  занято прозрачной подложкой, а лазерное излучение равномерно поглощается в области  $x > 0$  в тонком слое конденсированной мишени толщиной  $1/\alpha$ , где  $\alpha$  – коэффициент поглощения. Предположим также, что механизм поглощения излучения при переходе вещества в газовую фазу не меняется. В этом случае масса поглощающего излучение слоя при его гидродинамическом расширении остается постоянной. Рассмотрим случай, когда интенсивность излучения  $q_0$  достаточно велика по сравнению со своим пороговым значением и затратами энергии на испарение вещества в общем балансе энергии можно пренебречь. Тогда мы имеем задачу о разлете заданной массы (на единицу площади)

$$m = \frac{\rho_0}{\alpha} = \int_0^{x_m} \rho(z) dz,$$

ограниченной со стороны  $x \geq x_m(t)$  неиспарившейся частью вещества  $M$ , которую можно считать жесткой теплонепроницаемой стенкой массой  $M = \rho_0(d - \alpha^{-1})$ , а со стороны  $x \leq 0$  – бесконечно тяжелой и абсолютно прозрачной подложкой. Изменение интенсивности лазерного пучка в поглощающем слое описывается уравнением

$$\frac{dq}{dx} = -\alpha q_0 \frac{\rho(x)}{\rho_0}, \quad (1)$$

где  $\rho(x)$  – плотность вещества в поглощающем газовом слое.

**В.А.Исаков, А.П.Канавин, А.С.Насибов.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kanavin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 13 сентября 2006 г., после доработки – 18 октября 2006 г.

Данная постановка задачи полностью эквивалентна исследованию гидродинамической эффективности ускорения трехслойной термоядерной мишени пучками тяжелых ионов при инерциальном термоядерном синтезе [11]. В работе [11] рассматривалась мишень, состоящая из ускоряемого слоя термоядерного горючего – поглотителя, в котором поглощается основная доля энергии ионов, и тампера – слоя, ограничивающего внешний разлет испаренного поглотителя. В нашем случае тампер считаем бесконечно тяжелым и абсолютно прозрачным.

В задаче есть только два характерных размерных параметра –  $q_0$  и  $m = \rho_0/\alpha$ , и она принадлежит к классу автомодельных, причем ситуация не меняется при учете давления отдачи, возрастающего по мере ускорения мишени, поскольку при этом не вводятся параметры новой размерности. Отметим, что задача остается автомодельной при любом соотношении между массами испаренной и неиспаренной частей вещества.

Разлет испаренной массы, нагреваемой лазерным излучением, описывается гидродинамическими уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(p + \rho v^2) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho v \left( \varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) + q \right] = 0,$$

где  $\rho$ ,  $v$  – плотность и скорость испарившегося вещества;  $\varepsilon$  – его внутренняя энергия;  $p$  – давление. В качестве уравнения состояния газовой фазы вещества примем

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho},$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты. Энерговыделение описывается уравнением (1).

Движение неиспаренной части вещества  $M$  определяется уравнением

$$M \frac{du}{dt} = p|_{x=x_m}, \quad (3)$$

где  $u(t)$  – ее скорость. При такой записи уравнения движения неявно предполагается, что время распространения звуковых или ударных волн, определяющих передачу импульса и энергии неиспарившейся части вещества, гораздо меньше длительности лазерного импульса, и она движется как единое целое (подробнее см. [10]). Величина

$$\eta = \frac{1}{2} M u^2 \frac{1}{q_0 t} \quad (4)$$

есть гидродинамическая эффективность ускорения мишени – гидродинамический КПД.

Введём автомодельную переменную  $\lambda = m^{1/2} q_0^{-1/2} \times x t^{-3/2}$  и зависящие от неё функции  $R(\lambda)$ ,  $V(\lambda)$  и  $P(\lambda)$ , связанные с плотностью, скоростью и давлением в газовой фазе соотношениями

$$\rho = q_0^{-1/2} m^{3/2} t^{-3/2} R(\lambda),$$

$$v = q_0^{1/2} m^{-1/2} t^{1/2} V(\lambda), \quad (5)$$

$$p = q_0^{1/2} m^{1/2} t^{-1/2} P(\lambda).$$

При этом координата поверхности неиспаренной части вещества определяется через автомодельную переменную с помощью соотношения

$$x_m(t) = q_0^{1/2} m^{-1/2} t^{3/2} \lambda_m. \quad (6)$$

Систему газодинамических уравнений (2) для новых функций можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\lambda} \left[ R \left( V - \frac{3}{2} \lambda \right) \right] &= 0, \\ \frac{1}{R} \frac{dP}{d\lambda} + \left( V - \frac{3}{2} \lambda \right) \frac{dV}{d\lambda} + \frac{V}{2} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \left( V - \frac{3}{2} \lambda \right) \frac{d}{d\lambda} \frac{P}{R} + \frac{P}{R} \frac{dV}{d\lambda} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{R} - 1 = 0.$$

Аutomодельные функции плотности, скорости и давления удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \int_0^{\lambda_m} R(\lambda') d\lambda' &= 1, \\ \frac{1}{2} \int_0^{\lambda_m} R V d\lambda &= P(0) - P(\lambda_m), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \int_0^{\lambda_m} R V d\lambda + \frac{1}{2} \int_0^{\lambda_m} R V^2 d\lambda = 1 - P(\lambda_m) V(\lambda_m),$$

которые представляют собой законы сохранения массы, импульса и энергии и получаются интегрированием гидродинамических уравнений (2). При этом первое из них фактически является уравнением для определения значения автомодельной переменной  $\lambda_m$ . Из условия непрерывности скорости гидродинамического движения на фазовой границе  $v(x_m) = u(t)$  следует, что  $\lambda_m = \frac{4}{3} \delta P(\lambda_m)$ , где  $\delta = m/M$ . Кроме того, гидродинамический КПД (4) может быть теперь выражен как  $\eta = 2\delta P(\lambda_m)^2$ .

С учетом граничного условия (условие жесткой стенки)  $V(0) = 0$  имеем

$$\begin{aligned} V(\lambda) &= \frac{3}{2} \lambda, \\ R(\lambda) &= \frac{3\gamma - 1}{2(\gamma - 1)} P(\lambda), \end{aligned} \quad (9)$$

$$P(\lambda) = P(0) \exp \left( -\frac{3}{16} \frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1} \lambda^2 \right).$$

Отметим, что решения типа (9) ранее обсуждались в литературе применительно к различным постановкам задач, связанных с изотермическим разлетом вещества [12]. Так, в решении (9) скорость разлета линейно зависит от пространственной координаты, а давление и плотность убывают по гауссову закону. Такая зависимость газодинамических параметров вещества от пространственной переменной получена в работе [12] как предельный авто-

модельный случай изотермического разлета плоского слоя вещества. Решение (9) показывает, что эта зависимость остается справедливой и для случая, когда разлетающееся вещество ограничено в пространстве жесткой ускоряющейся стенкой, движущейся в соответствии с (6).

Рассмотрим баланс энергии, вложенной в вещество. В нашей постановке задачи энергия лазерного излучения распределена между кинетическими энергиями неспаренной ( $\varepsilon_M$ ) и испаренной ( $\varepsilon_m$ ) частей облучаемого слоя и тепловой энергией  $\varepsilon_T$  испаренного вещества; при этом  $\varepsilon_M + \varepsilon_m + \varepsilon_T = q_0 t$ . Тепловая энергия разлетающегося вещества в момент времени  $t$  определяется из (5), (8) и (9):

$$\varepsilon_T = \int_0^{x_m} \rho \varepsilon dx = \frac{2}{3\gamma - 1} q_0 t, \quad (10)$$

его кинетическая энергия определяется выражением

$$\varepsilon_m = \frac{1}{2} \int_0^{x_m} \rho v^2 dx = \frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \left( 1 - \frac{2z_m \exp(-z_m^2)}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(z_m)} \right) q_0 t, \quad (11)$$

где  $\operatorname{erf}(z_m)$  – функция ошибок, а  $z_m$  находится из уравнения

$$\frac{M}{m} = \alpha h = \frac{\exp(-z_m^2)}{\sqrt{\pi} z_m \operatorname{erf}(z_m)}. \quad (12)$$

При этом кинетическая энергия неспаренной части вещества

$$\varepsilon_M = \frac{1}{2} M u^2 = \frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \left( \frac{2z_m \exp(-z_m^2)}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(z_m)} \right) q_0 t. \quad (13)$$

Из (10)–(13) видно, что тепловая энергия разлетающегося вещества не зависит от соотношения масс ускоряемой ( $M$ ) и испаренной ( $m$ ) частей слоя вещества (или от отношения толщины эжектируемого слоя вещества  $h$  к длине поглощения  $\alpha^{-1}$ ). При изменении этого параметра происходит перераспределение кинетической энергии между ними. В пределе достаточно толстых по сравнению с глубиной поглощения лазерного излучения слоев вещества, когда  $M/m \gg 1$ , из (12) имеем  $z_m \approx [m/(2M)]^{1/2} \ll 1$  и, учитывая, что  $\operatorname{erf}(z_m) \approx 2z_m/\sqrt{\pi}$ , получаем

$$\varepsilon_M \approx \frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} q_0 t. \quad (14)$$

Таким образом, вся кинетическая энергия оказывается сосредоточенной в слое неспаренного вещества.

Зависимость гидродинамического КПД, получаемая из (4) и (13), представлена на рис.1 как функция  $M/m$ . Видно, что в практически интересном случае эжекции вещества при испарении его узкого слоя, прилегающего к подложке, т.е. при  $M/m \gg 1$ , КПД слабо зависит от этого отношения и близок к предельному значению. Таким образом, если глубина поглощения лазерного излучения мала по сравнению с толщиной слоя облучаемого вещества, гидродинамическую эффективность эжекции можно оценить как

$$\eta_\infty = \frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 1}, \quad (15)$$

т.е. она определяется лишь значением показателя адиа-

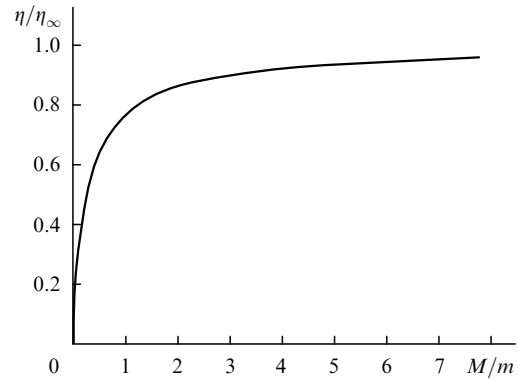


Рис.1. Относительное изменение гидродинамического КПД лазерного переноса вещества в зависимости от отношения массы ускоряемого слоя к массе испаренного вещества.

баты в испаренном веществе. Отметим, что при облучении вещества со стороны свободной поверхности гидродинамический КПД в этом пределе стремится к нулю [9, 10]. В нашем случае испаренное вещество находится между двух массивных стенок, что и определяет конечное предельное значение  $\eta_\infty$ .

При рассмотрении энергетического баланса мы пренебрегли затратами энергии на испарение вещества и энергией, переданной в прозрачную подложку. Очевидно, что энергией сублимации вещества  $\varepsilon_{ev} = \Omega m$ , где  $\Omega$  – его удельная энергия парообразования, можно пренебречь, если она существенно меньше тепловой энергии испаренного вещества. Поэтому из (13) получаем оценку для плотности энергии лазерного импульса  $F_p = q_0 \tau_p$  ( $\tau_p$  – его длительность), которая должна удовлетворять соотношению  $F_p \gg \varepsilon_{ev}(3\gamma - 1)/2$ . Упругой энергией, переданной в подложку, можно пренебречь, если она существенно меньше кинетической энергии разлетающегося вещества. В акустическом приближении упругую энергию волны, распространяющейся в прозрачной подложке, можно оценить как  $\varepsilon_{el} \sim [p_0^2/(2\rho_0 s^2)] s \tau_p$ , где  $p_0$  – давление на её границе,  $\rho_0$  – плотность материала подложки,  $s$  – скорость звука в нём. Отсюда, используя (5), (9), (14) в практически интересном случае  $M/m \gg 1$ , получаем  $\varepsilon_{el}/\varepsilon_M \sim M/(4\rho_0 s \tau_p) \ll 1$ , что фактически является условием применимости модели ускорения неспарившегося вещества как единого целого.

Для таких веществ, как металлы, при испарении которых возникает одноатомный пар, можно положить  $\gamma = 5/3$ , и тогда из (15) получим  $\eta_\infty \approx 50\%$ . В случае полимеров или близких к ним по составу вязких полиграфических красок постоянная адиабаты, вообще говоря, неизвестна. Кроме того, механизм перераспределения поглощенной лазерной энергии, приводящий к распаду больших углеродсодержащих молекул и полимерных цепей в таких материалах, в настоящее время из-за сложности химического состава и множества каналов реакций и релаксации энергии не установлен. Лишь для небольшого числа простейших полимеров определены продукты их лазерной абляции. Например, продуктами лазерной абляции полиимида являются молекулы CH, CN, CO, C<sub>2</sub> и другие мономеры с различными энергиями связи [13], которые при фазовом переходе из конденсированного состояния оказываются в сильно возбужденном состоянии. Это означает, что значительная часть вложенной энергии будет содержаться во внутренних степенях свободы и, следовательно, эффективный показатель адиа-

баты должен быть близок к единице. В работе [14] на основе развитой в ней гидродинамической теории абляции полимеров проведен анализ экспериментов лазерного испарения полиимида излучением ХеСl-лазера и показано, что наилучшее согласие теории и эксперимента достигается при  $\gamma \approx 1.05 - 1.1$ . Полагая, что для вязких полиграфических красок [4] значение показателя адиабаты близко к найденному в [14], получим для них эффективный гидродинамический КПД  $\eta \approx 10\%$ .

Таким образом, в настоящей работе построена одномерная аналитическая теория процесса лазерного переноса вещества. Определен максимально возможный КПД преобразования энергии лазерного импульса в кинетическую энергию эжектируемого вещества. Показано, что для слоев вещества, толщина которых превышает глубину поглощения, КПД определяется лишь постоянной адиабаты в испаренном веществе.

Авторы признательны С.Ю.Гуськову и В.Б.Розанову за полезные обсуждения и замечания к данной работе.

1. Fitz-Gerald J.M., Pique A., Chrisey D.B. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1386 (2000).

2. Arnold C.B., Kim H., Pique A. *Appl. Phys. A*, **79**, 417 (2004).
3. Насибов А.С. Патент на изобретение № 2176600 от 01.02.2000 г.; Nasibov A.S. *Proc.SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4300**, 452 (2001).
4. Насибов А.С., Баграмов В.Г., Бережной К.В. *Квантовая электроника*, **36** (2), 159 (2006).
5. Chrisey D., Pique A., Fitz-Gerald J.M., Ringeisen B., Mohdi R. *Laser Focus World*, September, p. 113 (2000); Karaiskou A., Zergioti I., Fotakis C., Kapsetaki M., Kafetzopoulos D. *Appl. Surf. Science*, **208-209**, 245 (2003).
6. Nakata Y., Okato T. *Appl. Phys. A*, **69**, S275 (1999).
7. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. *Труды ФИАН*, **52**, 118 (1970).
8. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизов Г.В. *Труды ФИАН*, **52**, 171 (1970).
9. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б. *Прикл. мат. и мех.*, **39**, 451 (1975).
10. Гуськов С.Ю. *ЖЭТФ*, **124**, 1271 (2003).
11. Афанасьев Ю.В., Исаков В.А., Хачиян К.А. *Физика плазмы*, **13**, 101 (1987).
12. Имшенник В.С. *ДАН СССР*, **131**, 1287 (1960).
13. Srinivasan R. *Laser ablation*. (Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 1994).
14. Afanasiev Yu.V., Isakov V.A., Zavestovskaya I.N., Chichkov B.N., Welling H. *Appl. Phys. A*, **64**, 561 (1997).



## Всероссийская конференция по волоконной оптике

Научный центр волоконной оптики РАН  
и Пермская научно-производственная приборостроительная компания  
проводят Всероссийскую конференцию по волоконной оптике  
10–12 октября 2007 г. в Перми

### Цели конференции

- Обсуждение последних фундаментальных достижений и прикладных разработок в волоконной оптике и в смежных областях
- Обмен знаниями и опытом между сотрудниками ведущих российских исследовательских, технологических и образовательных организаций
- Установление контактов в сфере научных исследований и инновационной деятельности

### Тематики конференции

- Волоконные световоды
- Волоконно-оптические кабели
- Волоконно-оптические линии связи
- Компоненты и устройства волоконной оптики
- Волоконные лазеры и усилители
- Волоконно-оптические датчики и системы измерения физических величин
- Другие актуальные вопросы современной волоконной оптики и смежных областей

### Председатель конференции

академик Евгений Михайлович Дианов (НЦВО РАН, Москва)

### Председатель организационного комитета

Алексей Гурьевич Андреев (Генеральный директор ПНППК, Пермь)

### Председатели программного комитета

Сергей Александрович Васильев (НЦВО РАН, Москва)

Александр Леонидович Томашук (НЦВО РАН, Москва)

### Контактная информация

С.А.Васильев, тел.: +7 (499) 503-82-07, e-mail: rfo-07@fo.gpi.ru

### Официальный сайт конференции

<http://forc.gpi.ru/rfo-07>