

Н. Г. Басов, Г. А. Вергунова, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий,  
С. Ю. Гуськов, Г. А. Евсеев, Е. И. Леванов, В. И. Маслянкин,  
В. Б. Розанов, А. А. Самарский

## О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОБСТВЕННОЕ ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ

*Изложены результаты численного моделирования процессов в лазерных мишенях, обусловленных переносом энергии собственным излучением плазмы. Полученные результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Проведено также сравнение результатов численного моделирования, выполненного по различным математическим программам.*

В связи с ростом энергетических параметров современных лазеров, применяющихся для экспериментов по ЛТС, в настоящее время большое внимание уделяется исследованию процессов, протекающих в короне лазерных мишеней. Понимание и в достаточной степени корректное описание в вычислительном эксперименте физических явлений, соответствующих взаимодействию когерентного излучения с плазмой, преобразованию энергии этого излучения в энергию быстрых (надтепловых) электронов и ионов, в собственное излучение плазмы, а также физических явлений, приводящих к ограничению тепловых потоков, необходимо при обсуждении перспектив и путей развития ЛТС. Природа перечисленных явлений сложна и к настоящему моменту не поддается исчерпывающему описанию. Существующие физико-математические модели нуждаются в проверке и уточнении. Единственный путь, позволяющий убедиться в правильности выбранной модели, заключается в согласовании результатов доступных в настоящее время экспериментов и численного моделирования. Только на основе такого подхода можно сделать правильные количественные предсказания относительно мишеней с коэффициентом усиления по энергии  $K \gg 1$ , экспериментальное исследование которых — дело будущего.

В настоящей работе проводилось численное моделирование процессов, обусловленных переносом в лазерных мишенях энергии собственным излучением плазмы. Результаты расчетов, полученные в ИПМ АН СССР, сравнивались с результатами экспериментов, проведенных в США [1, 2]. Проведено также сравнение результатов численного моделирования, выполненного по программам LASNEX [3], ИПМ АН СССР и ФИАН [4—6].

### 1. Физико-математические модели

Принятая физико-математическая модель, описывающая лазерное сжатие и нагрев вещества, включает в себя гидродинамику с учетом поглощения лазерного излучения в зоне критической плотности, электронную и ионную теплопроводность, собственное излучение плазмы, энерговыделение от термоядерных реакций. Программа принимает во внимание ограничения теплового потока вследствие ионно-звуковой неустойчивости или влияния электромагнитных полей, возникающих в зоне поглощения лазерного излучения, а также допускает описание переноса энергии быстрыми частицами. Используются различные модели уравнений состояния: модель идеального газа, модели, учитывающие эффекты вырождения при холодном сжатии, среднюю степень ионизации, а также упругое давление, связанное с деформацией электронных оболочек атомов [7]. Допускается также задание уравнений состояния в виде таблиц.

Разнообразие физических процессов, протекающих в лазерных мишенях, приводит к необходимости реализации в математических программах моделей различной сложности, включающих большое число параметров.

При этом имеющийся набор экспериментальных данных допускает определенный произвол в выборе параметров модели. Одна из моделей, используемая в программе ИПМ АН СССР «Диана» [4], представляет собой двухтемпературное гидродинамическое приближение. Соответствующая система одномерных нестационарных уравнений в частных производных описывает процессы, происходящие в симметричной мишени, на поверхность которой падает равномерно-распределенный поток лазерного излучения. В лагранжевых массовых координатах эта система имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial m} (r^g v), \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r^g \frac{\partial p}{\partial m}, \quad p = p_e + p_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial}{\partial m} (r^g v) + \frac{\partial W_e}{\partial m} - Q_{ie} - Q_{re} = G_e, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p_i \frac{\partial}{\partial m} (r^g v) + \frac{\partial W_i}{\partial m} + Q_{ie} = G_i, \quad (4)$$

$$W_e = -\kappa_e r^{2g} \frac{\partial T_e}{\partial m}, \quad W_i = -\kappa_i r^{2g} \frac{\partial T_i}{\partial m}, \quad (5)$$

$$p_{e,i} = p_{e,i}(T_{e,i}, \rho), \quad \varepsilon_{e,i} = \varepsilon_{e,i}(T_{e,i}, \rho), \quad (6)$$

$$\kappa_e = \kappa_e(T_e, \rho), \quad \kappa_i = \kappa_i(T_i, \rho), \quad (7)$$

$$Q_{ie} = Q_{ie}^0(\rho, T_e)(T_i - T_e), \quad (8)$$

где  $g=0,1,2$  — признак геометрии;  $m$  — массовая лагранжева переменная;  $t$  — время;  $r$  — эйлерова координата;  $v$  — скорость плазмы;  $\rho$  — плотность;  $p_e$  и  $p_i$  — давление электронов и ионов;  $T_e$  и  $T_i$  — температура электронов и ионов;  $\varepsilon_e$  и  $\varepsilon_i$  — удельная внутренняя энергия электронов и ионов;  $W_e$  и  $W_i$  — потоки тепла, обусловленные электронной и ионной теплопроводностью;  $\kappa_e$  и  $\kappa_i$  — коэффициенты электронной и ионной теплопроводности;  $Q_{ie}$  и  $Q_{re}$  — скорости обмена энергией между ионами и электронами и фотонами и электронами соответственно;  $G_e$  и  $G_i$  описывают вклад энергии от термоядерных реакций, поглощения лазерного излучения и нагрев вещества, обусловленный быстрыми частицами. Конкретный вид зависимостей (7), (8), а также физико-математические модели, описывающие источники  $G_e$  и  $G_i$ , приведены в [8—10].

В стандартной версии программы «Диана» предусмотрены лишь потери энергии плазмы на излучение в виде объемного стока энергии. Авторами была подготовлена версия программы «Диана» (программа «Тритон»), позволяющая учитывать перенос энергии в плазме собственным излучением. В частности, программа «Тритон» включает в себя трехтемпературное гидродинамическое приближение [9, 11, 12] и алгоритмы решения спектрального уравнения переноса излучения. При применении трехтемпературной модели для описания взаимодействия собственного излучения с веществом к системе уравнений (1)—(8) добавляются уравнения, определяющие изменения «внутренней энергии» фотонов и соответствующий поток:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\varepsilon_r}{\rho} \right) + p_r \frac{\partial}{\partial m} (r^g v) + \frac{\partial W_r}{\partial m} + Q_{re} = 0, \quad (9)$$

$$W_r = -\kappa_r r^{2g} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial m}. \quad (10)$$

Здесь  $\varepsilon_r = (4\sigma/c) T_r^4$  и  $p_r = (4\sigma/3c) T_r^4$  — внутренняя энергия и давление фотонов,  $c$  — скорость света,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана. Входящее в уравнение (2) суммарное давление частиц принимает вид  $p = p_e + p_i + p_r$ .

Член  $Q_{re}$  в уравнениях (3) и (9) имеет вид, как и в [12]:

$$Q_{re} = \frac{1}{3} v \frac{\partial \epsilon_r}{\partial t} - Q_{re}^0 (T_r - T_e). \quad (11)$$

Функции  $\kappa_r(T_r, T_e, \rho)$  и  $Q_{re}^0(T_r, T_e, \rho)$  выражаются через пробеги фотонов, усредненные по частоте, и в общем случае должны быть заданы таблично. Если для описания собственного излучения решается спектральное уравнение переноса, то обменный член  $Q_{re}$  в уравнении (3) выражается через поток энергии излучения [13]:

$$Q_{re} = \frac{i \partial W_r}{\partial t}, \quad W_r = 2\pi r^2 \int_0^\infty d\nu \int_{-1}^1 \mu I_\nu d\mu, \quad (12)$$

где  $\nu$  — частота фотона;  $\mu$  — косинус угла между направлением полета фотона и осью координат (в случае плоской симметрии,  $g=0$ ) или радиусом, проведенным в данную точку (в случае сферической симметрии,  $g=2$ );  $I_\nu$  — решение уравнения переноса.

Для плоского слоя

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} = \kappa_\nu (I_{\nu p} - I_\nu). \quad (13)$$

Для сферы

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = \kappa_\nu (I_{\nu p} - I_\nu), \quad (14)$$

где  $I_{\nu p}$  — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела [13].

Численные алгоритмы, реализованные в программе «Тритон», основываются на результатах, полученных в [5, 14]. Необходимая проверка достоверности результатов достигалась сопоставлением результатов численного моделирования с данными натуральных экспериментов (см., напр., [10, 15]).

Кроме того, проводилось титрование программ на ряде задач, допускающих аналитическое или автомодельное решение (см., напр., [5, 21, 22]). Приведем пример численного моделирования распространения нелинейной тепловой волны (ТВ) [13, 23], обусловленной лучистой теплопроводностью в неподвижной среде. Уравнение, описывающее лучистый перенос тепла в неподвижной среде,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m} \left( \frac{16\sigma l_p T^3}{3c_\nu} \rho \frac{\partial T}{\partial m} \right)$$

с граничным условием  $T(0, t) = T_0$  допускает автомодельное решение, получившее в литературе название «волна Маршака». При этом движение фронта ТВ подчиняется закону

$$r_f = \sqrt{4\sigma T_0^3 l_p c t / (2,28 \rho c_\nu)}.$$

Решение соответствующей задачи в виде ряда по автомодельной переменной  $s = r t^{-1/2}$  получено в [24] (см. также [19]). Аккуратное описание распространения ТВ при проведении вычислительного эксперимента в ЛТС весьма важно, так как оно позволяет промоделировать прогрев ядра мишени собственным излучением короны (прострельными квантами). В [25] предлагается оценивать толщину оболочки, защищающей горючее от излучения короны, исходя из длины пути, пройденного подобной ТВ. Были проведены численные расчеты распространения волны Маршака в неподвижной одно- и двухтемпературной среде (система уравнений (3)—(9)) в рамках приближений лучистой теплопроводности, трехтемпературной модели (3)—(11) совместно с решением многогруппового уравнения переноса (3)—(8), (13). Параметры расчета:  $T_0 = 1$  кэВ,  $\rho_0 = 113$  г/см<sup>3</sup>,  $z = 52$ , элемент

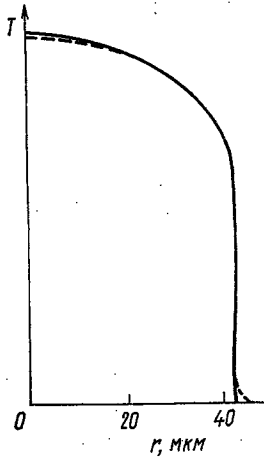


Рис. 1. Волна Маршака ( $t=4,25 \cdot 10^{-4}$  нс)

Pb ( $A=207$ ). Размер счетной области  $L=100$  мкм. Процессы поглощения и испускания излучения определяются тормозным механизмом. Отметим, что при выбранных параметрах задачи  $l_p \approx 20$  мкм. Результаты численных расчетов, проведенных в приближении лучистой теплопроводности по трехтемпературной модели, совпадают с аналитическими. Данные численного решения системы (3)—(8), (13) приведены на рис. 1 (сплошная кривая — аналитическое решение, штриховая — данные расчета).

В заключение этого пункта отметим, что в [16] обсуждается близкая по рассматриваемым моделям программа, отличающаяся выбором численных алгоритмов.

## 2. Численное моделирование сжатия мишеней

При лазерном обжиге сферических мишеней собственное излучение плазмы может существенно влиять на характеристики протекающих процессов. Потери энергии короны на излучение (высвечивание) уменьшают долю энергии, передающуюся сжатому ядру; при разгорании ядра потери энергии на излучение могут превысить энерговыделение за счет термоядерных реакций, т. е. собственное излучение может «погасить» мишень; излучение из короны, распространяясь в глубь мишени, поглощается там и прогревает ее.

Остановимся на вопросе о влиянии на характеристики сжатия мишеней предварительного прогрева излучением короны. Отметим, что в [17] предлагается приближенный способ учета подобных «прострельных квантов» в рамках трехтемпературной гидродинамической модели. Такой подход требует предварительного тестирования на расчетах с решением спектрального уравнения переноса, но перспективен при проведении больших серий численных расчетов. Для численного моделирования этого процесса нами решались совместно система уравнений двухтемпературной газовой динамики и многогрупповое уравнение переноса. В спектральных коэффициентах учитывались тормозные и фотопроцессы. Рассматривается типичная схема мишени: оболочка — CH, DT-лед, DT-газ. На рис. 2 приведены зависимости энтропийной функции от времени для характерных лагранжевых

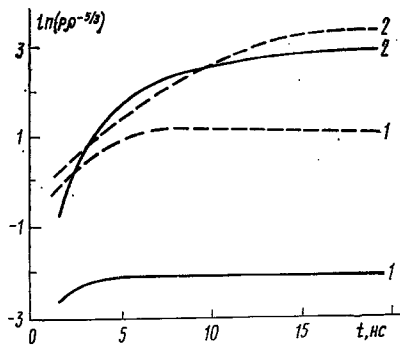


Рис. 2. Зависимость энтропийной функции  $\ln(p/p^\gamma)$  от времени для характерных лагранжевых точек, взятых в DT-льде и полиэтилене:

1 — расчет с учетом только объемных потерь; 2 — расчет с учетом переноса собственного излучения; сплошные линии — CH<sub>2</sub>, пунктирные — DT-лед

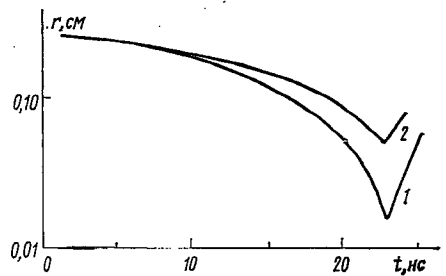


Рис. 3. Диаграммы  $r, t$  точки  $r$  ( $\rho = \rho_0 r$ ) в зависимости от времени: 1 — расчет с учетом только объемных потерь, 2 — с учетом переноса собственного излучения

точек, взятых в оболочке и DT-льде, для мишени реакторного масштаба [15], соответствующей Nd-лазеру. Сплошные линии соответствуют расчету с учетом прострельных квантов, пунктирные — с учетом только объемных потерь на излучение. На рис. 3 приведены  $r, t$ -диаграммы точки  $r_{кр}$ . Видно, что прострельные кванты приводят к предварительному разогреву и к «расширению» оболочки. Этот эффект может привести к снижению плотности DT-плазмы в 2—3 раза, что совпадает с результатами, полученными ранее [26]. Для ликвидации прогрева прострельными квантами в мишенях реакторного масштаба возможно добавление слоя из вещества с высоким зарядом иона  $Z$ .

### 3. Моделирование задач конверсии

Рассмотрим вопрос о преобразовании (конверсии) лазерного излучения в собственное тепловое излучение плазмы. Эта задача связана с развитием рентгеновских методов диагностики лазерной плазмы, а также с поисками оптимальных источников для рентгеновской литографии.

В современной фотолитографии, применяющейся для изготовления интегральных схем, препятствием к дальнейшей микроминиатюризации является длина волны используемого источника излучения. Типичной является следующая схема. Полупроводник с нанесенным на него фоточувствительным слоем покрывается маской со штиховым рисунком: прозрачные или непрозрачные для различных лучей участки образуют структуру одного из слоев будущей интегральной схемы. Однако процессы дифракции накладывают свои ограничения. В частности, использование лазеров с длиной волны  $\geq 1$  мкм требует, чтобы размеры деталей рисунка были не менее  $\sim 1$  мкм. Альтернативой может служить излучающая в нужном диапазоне лазерная плазма. Для задач фотолитографии важны эффективность преобразования лазерного излучения в излучение спектральных характеристик и угловое распределение собственного излучения плазмы. Перейдем к обсуждению этих вопросов.

Одним из важных вопросов является выбор материала оболочек и параметров лазера для достижения наиболее эффективной конверсии лазерного излучения в рентгеновское и поглощения последнего. Оценки, приведенные в [18], показывают, что в случае, когда поглощение лазерного излучения описывается обратным тормозным механизмом, отношение поглощенной лазерной энергии  $E_{\pi}$  к полной  $E_{\pi}$  пропорционально  $z^{\alpha, \beta}$ . В [1, 2] для золота получено значение  $E_{\pi}/E_{\pi} \approx 50-100\%$  для интенсивностей  $10^{13}-10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. С другой стороны, предположив, что взаимодействие собственного излучения плазмы с веществом описывается тормозными (или фото-) процессами, из анализа соответствующих автомодельных решений [19] получим, что отношение энергии, преобразованной в рентгеновское излучение, к поглощенной энергии пропорционально  $z^{\beta}$ , где  $0,3 \leq \beta \leq 0,7$  в зависимости от сделанных предположений. Это значение показателя  $\beta$  справедливо только для качественных рассуждений, поскольку получено в результате весьма грубых предположений. В частности, с ростом  $z$  все большую роль будет играть поглощение излучения в линиях, что, однако, должно приводить к увеличению эффективности процесса с ростом  $z$ . Таким образом, мы приходим к выводу о необходимости использования веществ с большими  $z$  для повышения эффективности конверсии лазерного излучения в рентгеновское.

Рассмотрим некоторые результаты численного моделирования задач конверсии лазерного излучения в тепловое излучение плазмы. В [1, 2, 18] приводятся данные физического (установка «Аргус») и соответствующего вычислительного (программа LASNEX) экспериментов. В этих экспериментах использовался Nd-лазер, энергия импульса которого варьировалась от 3 до 35 Дж, а плотность потока от  $3 \cdot 10^{13}$  до  $4 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Приведенные на

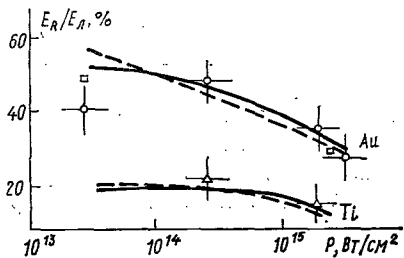


Рис. 4. Зависимость отношения переизлученной энергии  $E_R$  к энергии лазера  $E_L$  от плотности потока лазерной энергии  $P$ :

○, △ — данные эксперимента на установке «Argus» [1]; пунктирные линии — расчеты по программе LASNEX на [1, 2]; сплошные линии и □ — данные расчетов по программе «Тритон» с использованием различных моделей описания переноса собственного излучения

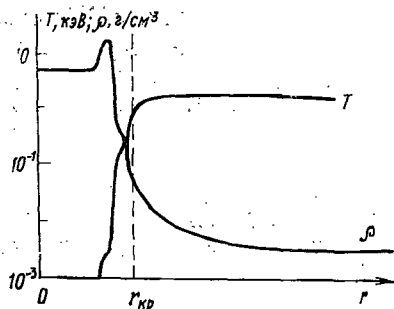


Рис. 5. Характерные профили температуры и плотности, получающиеся в расчетах задач конверсии (титан; плотность лазерного потока  $3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>)

рис. 4 данные соответствуют второй гармонике излучения Nd-лазера (0,53 мкм), вещество мишени — золото или титан. Использовались спектральные коэффициенты, моделирующие процессы поглощения света в линиях (см., напр., [20]). По осям на рис. 4 отложены отношение энергии излучения, переизлучившегося в рентгеновское  $E_R$ , к энергии лазера  $E_L$  и плотность потока лазерного излучения  $P$ . Видно хорошее согласие данных натурного эксперимента и результатов численного моделирования по программам LASNEX и «Тритон». Отметим, что при моделировании задач конверсии лазерного излучения важную роль играют аккуратное описание процессов теплопереноса и учет неравновесной ионизации плазмы. На рис. 5 приведены характерные профили термодинамических величин.

1. W. C. Mead, E. M. Campbell et al. *Phys. Rev. Letts*; 47, 1289 (1981).
2. W. C. Mead, E. M. Campbell et al. *Phys. Fluids*, 26, 2316 (1983).
3. G. V. Zimmerman. Preprint Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-74811, 1973.
4. С. А. Гайфулин, А. В. Захаров, Н. В. Змитренко и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 2 (13), 38 (1983).
5. Т. С. Ахромеева, П. П. Волосевич, Е. И. Леванов и др. *Дифференциальные уравнения*, 20, 1127 (1984).
6. Ю. В. Афанасьев, Н. Н. Демченко, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов. *ЖЭТФ*, 72, 170 (1977).
7. Н. Н. Калиткин, Л. В. Кузьмина. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, М., 1969, № 55.
8. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 2 (13), 34 (1983).
9. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, В. Б. Розанов. *Труды ФИАН*, 134, 10 (1982).
10. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Л. Н. Бусурина, П. П. Волосевич и др. *Физика плазмы*, 9, 791 (1983).
11. G. S. Fraley, D. I. Linneburg, K. I. Mason, R. L. Morse. *Phys. Fluids*, 17, 472 (1974).
12. В. Я. Гольдин, Д. А. Гольдина, А. В. Колпаков, А. В. Шильков. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, М., 1984, № 102.
13. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений*. — М.: Наука, 1966.
14. В. Я. Гольдин, Н. Н. Калиткин, Т. А. Шишова. *Журн. выч. матем. и матем. физ.*, 5, 938 (1965).
15. Н. Г. Басов, С. Ю. Гуськов, Г. В. Данилова и др. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, М., 1984, № 89.
16. Н. М. Барышев, А. И. Зуев, В. А. Лыков и др. *Журн. выч. матем. и матем. физ.*, 22, 401 (1982).
17. В. А. Лыков, В. Г. Николоаев. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы математической физики*, № 1 (12), 26 (1983).

18. M. D. Rosen, D. W. Phillips, V. C. Rupert et al. *Phys. Fluids*, **22**, 2020 (1979).
19. П. П. Волосевич, Е. И. Леванов, В. И. Маслянкин. Автомодельные задачи газовой динамики. — М.: изд. МФТИ, 1984.
20. А. Ф. Никифоров, В. Б. Уваров. *ДАН СССР*, **191**, 47 (1970).
21. Т. С. Ахромеева, П. П. Волосевич, Е. И. Леванов, В. И. Маслянкин. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, М., 1980, № 28.
22. П. П. Волосевич, Е. И. Леванов, В. И. Маслянкин. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, М., 1985, № 80.
23. R. E. Marshak. *Phys. Fluids*, **1**, 24 (1958).
24. А. А. Самарский, И. Н. Соболев. *Журн. выч. матем. и матем. физ.*, **3**, 702 (1983).
25. N. A. Tahir, K. A. Long. *Laser and Particle Beams*, **2**, 371 (1984).
26. С. Н. Аврорин, А. И. Зуев, Н. Г. Карлыханов и др. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, М., 1980, № 48.

Физический институт  
им. П. П. Лебедева АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
20 апреля 1987 г.

N. G. Basov, G. A. Vergunova, P. P. Volosevich, E. G. Gama-ly, S. Yu. Guskov, G. A. Evseev, E. I. LevanoV, V. I. Mas-lyankin, V. B. Rozanov, A. A. Samarsky. **Transformation of Laser Radiation Into Thermal Self-Radiation of Plasma.**

The results of numerical simulation of the processes occurring in laser targets due to the energy transfer by self-radiation of the plasma are reported. The obtained results are compared with the experimental data. The comparison has been also made with the results of numerical simulations performed by other mathematical programs.