

P18-2007-18

А. А. Балдин, Э. Г. Балдина, А. А. Волков

**ФИЗИКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРОВ —
ОТ РЕЛЯТИВИСТСКОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
ДО ТЕХНОЛОГИЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ**

Направлено в журнал «Laser Physics»

Балдин А. А., Балдина Э. Г., Волков А. А.

P18-2007-18

Физика с использованием лазеров — от релятивистского рождения частиц до технологий обработки материалов

Физика с использованием лазеров представляет собой чрезвычайно широкое поле исследований как фундаментальных, так и прикладных. Уникальность этой области физики заключается в том, что в ней помимо открытых в последнее время принципиально новых фундаментальных явлений неотъемлемым элементом является прикладная составляющая. В данной работе дается краткий обзор исследований в области физики с использованием лазеров, проводящихся в ЛВЭ ОИЯИ в рамках международной коллаборации МАРУСЯ. Эти исследования включают исследования явлений релятивистского коллективного рождения частиц и излучений под действием ультракоротких лазерных импульсов, взаимодействия ионов и рентгеновского излучения с горячей плотной плазмой и нелинейные процессы при лазерной обработке материалов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Baldin A. A., Baldina E. G., Volkov A. A.

P18-2007-18

The Physics with Lasers: from Relativistic Particle Production to Material Processing

The physics with lasers is an extremely wide field of fundamental and applied research. The uniqueness of this field at present is that among with recently discovered fundamentally new phenomena, its inherent element is the applied component. In this work, a brief overview of activities in three fields of physics with lasers at LHE JINR in the framework of the international collaboration MARUSYA is given. These fields cover the relativistic collective phenomena of particle and radiation production with ultrashort laser pulses, ion and X-ray interaction with hot dense plasmas, and nonlinear processes at laser material processing.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько лет в ЛВЭ в рамках темы первого приоритета МАРУСЯ развивается новое направление исследований, связанное с использованием лазеров в физике. Области применения лазеров условно можно разделить на фундаментальные и прикладные. К фундаментальным можно отнести релятивистские режимы взаимодействия лазерного излучения сверхвысокой интенсивности с плазмой; генерацию высоких гармоник; генерацию сверхвысоких магнитных полей в плазме; индуцирование ядерных реакций; генерацию пучков горячих ионов; ударные волны в веществе под воздействием лазерного излучения; создание рентгеновских лазеров; диагностики с высоким временным разрешением. Прикладные области использования лазеров: медицина (лазерная диагностика и хирургия), диагностика и мониторинг пучков частиц, обработка материалов.

Исследования в некоторых из этих областей ведутся в сотрудничестве с группами теоретической физики и физики плазмы GSI (Дармштадт), ЗАО ВНИТЭП (Дубна) и университетом «Дубна». Работы освещались в докладах, сделанных сотрудниками ЛВЭ ОИЯИ и GSI в Дубне и Дармштадте, на международных совещаниях по физике плазмы и взаимодействию ультракоротких лазерных импульсов с веществом.

Сотрудничество ЛВЭ ОИЯИ с GSI в области лазерной физики, включая взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с веществом и перенос рентгеновского излучения и торможения ионов в высокотемпературной плазме, успешно развивается уже пять лет. Об этом рассказывалось в «Новостях ОИЯИ» (2005).

В GSI под руководством профессора К. Ю. Витте строится крупный лазер PHELIX. В этом лазерном комплексе, который планируется ввести в действие в полном объеме в 2008 г., предусмотрены две опции, позволяющие охватить широкий круг параметров лазерной плазмы. Первая опция на длительность импульса 1–10 нс и полную энергию в импульсе 1 кДж запущена в 2006 г. Вторая опция, пуск которой запланирован на 2008 г., позволит получать импульсы длительностью 500–100 фс и энергией 500 Дж, что обеспечит максимальную мощность порядка 10^{19} Вт. Эта мощность является пороговой для явлений рождения частиц в лазерном поле.

Предложение по уникальному эксперименту, касающемуся исследования взаимодействия заряженных частиц с горячей однородной плазмой на

лазерно-ускорительном экспериментальном комплексе GSI, было представлено на конференции «29th European Conference on Laser Interaction with Matter» (ECLIM-2006) в июне 2006 г. в Мадриде [1].

Другое направление исследований, проводящихся сотрудниками ЛВЭ ОИЯИ в сотрудничестве с учеными GSI, — это исследование взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом, механизмы генерации и ускорения частиц в интенсивных электромагнитных полях.

Ведутся исследования и в прикладной области применения лазеров в промышленности. Некоторые теоретические и практические вопросы лазерной резки материалов исследуются членами коллаборации MAPUSЯ в сотрудничестве с ЗАО ВНИТЭП (Дубна) и университетом «Дубна».

1. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ. АВТОМОДЕЛЬНЫЙ ПОДХОД

Одно из наиболее бурно развивающихся в настоящее время направлений фундаментальной физики - физика ультракоротких лазерных импульсов — в фокусе исследований многих научных центров мира. Исследования процессов в лазерной плазме, особенно явлений принципиально нового временного масштаба пико-, фемто-, атто- и зептосекунд, — чрезвычайно интересны с точки зрения формирования новых представлений о физике микромира. С появлением лазеров с импульсами такой длительности появляется возможность исследовать тонкую временную структуру атомных процессов. Если длительности импульсов менее фемтосекунд будут достигнуты в эксперименте, можно будет говорить о принципиально новом уровне исследования свойств вещества на временном масштабе существенно меньшем, чем характерные времена релаксации в атомах, и даже сравнимым с масштабом ядерных процессов рождения и аннигиляции частиц. Так, например, для описания атома водорода характерное время «обращения» электрона вокруг протона составляет экспериментально наблюдаемую теперь величину 2,6 фс. Один из возможных режимов генерации заряженных частиц в веществе под воздействием интенсивного внешнего поля, так называемый «пузырьковый (автомодельный) режим» (bubble regime) был первоначально предсказан теоретически в работах Школьникова и Каплана [2], а затем продемонстрирован с помощью численного моделирования [3] и наблюдался экспериментально.

Уже сам факт получения фемтосекундных (и даже аттосекундных) импульсов открывает принципиально новые возможности для проверки и формулировки базовых гипотез и положений о процессах рождения частиц и формирования излучения. Особый интерес представляет проблема описания релятивистских многочастичных систем. Так, экспериментально наблюдаемая направленная генерация электронных сгустков с энергиями электронов

~100 МэВ при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с веществом относится к таким релятивистским коллективным эффектам.

В 2004 г. в журнале «Nature» представлены статьи трех групп ученых, экспериментально получивших моноэнергетические пучки электронов. Английские ученые [4] фокусировали импульс Ti:Sa лазера (800 нм, 40 фс) на сверхзвуковую гелиевую мишень (длиной около 2 мм). Интенсивность импульса была равна $2,5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Плотность плазмы менялась от $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ до $5 \cdot 10^{19}$ см⁻³. При аккуратном подборе плотности плазмы и высокой интенсивности наблюдался моноэнергетический спектр электронов — пик приходился на 70 МэВ, разброс по энергиям был равен 3 %. В сгустке (bunch) содержалось порядка 10^8 электронов, что составляет ~ 20 пКл. Американские ученые [5] увеличили длину распространения лазера в плазме, используя предварительно созданный другим импульсом (драйвером) канал и уменьшая тем самым ограничения, накладываемые дифракцией. Использовались Ti:Sa-лазер (810 нм, 60 фс) и газовая мишень. Интенсивность импульса была равна $1,1 \cdot 10^{19}$ Вт/см². Эта группа ученых получила следующие результаты: сгусток длительностью 10 фс содержал $3 \cdot 10^9$ электронов с энергией 80 МэВ. Разброс по энергиям был около 2 %. Наилучшее соотношение числа электронов и их энергии было при плотности газа равно $4 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Группа ученых из Франции и Германии [6] провела аналогичные эксперименты. Импульс Ti:Sa-лазера (820 нм, 33 фс) с интенсивностью $3,2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² фокусировался на гелиевую мишень с плотностью около $6 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Были получены сгустки электронов длительностью менее 30 фс, содержащие порядка 10^9 электронов с энергией 170 МэВ. Разброс был равен 24 % (ученые относят это к разрешению спектрометра). Авторы экспериментальных работ выделяют ряд особенностей:

- 1) высокая эффективность трансформации электромагнитного излучения в энергию электронного сгустка (~ 20 %);
- 2) квази-монохроматический спектр ускоренных электронов;
- 3) малый эмиттанс;
- 4) сверхкороткая длина ускорения (100 мкм — 1 мм).

Длительное экспериментальное и теоретическое изучение релятивистских коллективных эффектов при образовании частиц в кумулятивных и подпороговых реакциях в области релятивистской ядерной физики показало эффективность применения автоматического подхода [7]. Обобщая релятивистски-инвариантный автоматический подход на случай коллективного взаимодействия группы когерентных фотонов с электронами, удастся описать не только экспериментально наблюдаемую монохроматичность и малый эмиттанс ускоренных электронов (рис. 1), но дать предсказания по соотношению сечений генерации ускоренных электронов и образованных позитронов (рис. 2, 3). Полученные таким образом спектры позитронов согласуются качественно с экспериментальными данными [8].

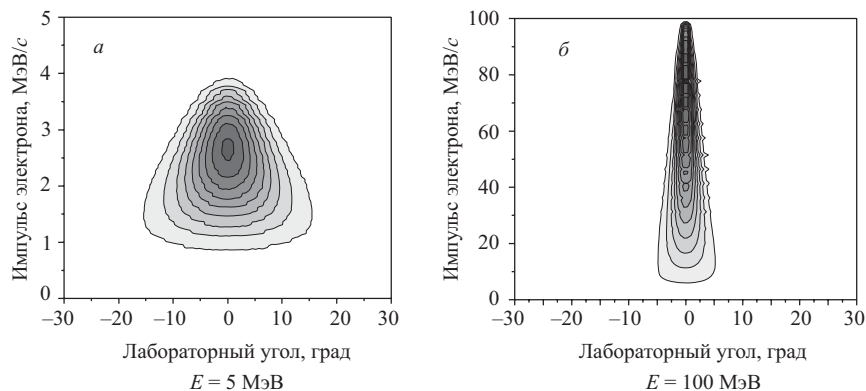


Рис. 1. Расчетное распределение по импульсам и углам электронов, ускоренных под действием короткого лазерного импульса

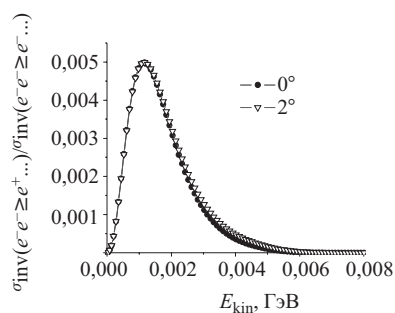


Рис. 2. Отношение сечения рождения позитронов к сечению рождения электронов под углами 0° и 2° в результате взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с веществом

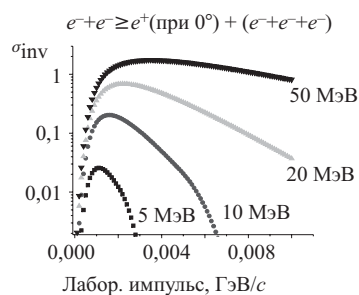


Рис. 3. Инвариантные сечения рождения позитронов под углом 0° в результате взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с веществом для нескольких значений энергии ускоренных электронов

Задача генерации и ускорения частиц короткими лазерными импульсами значительно более сложная, интересная и требующая последовательного экспериментального и теоретического исследования. Так, например, условия генерации и ускорения частиц зависят от параметров мишени (состав, состояние), от фазы лазерного импульса и многих других параметров. Известно, что короткому лазерному импульсу предшествует «предимпульс», который существенно влияет на результат взаимодействия, «приготавливая» особым образом вещество мишени.

Таким образом, нам представляется важным прецизионное экспериментальное изучение спектральных отношений позитронов и электронов, произведенных в одном акте взаимодействия короткого лазерного импульса с веществом. Методика и особенности эксперимента для получения таких данных требуют отдельного изложения. В настоящее время готовится соответствующее предложение по эксперименту в GSI.

В литературе широко обсуждается возможность получения пучков электронов с энергиями больше 1 ГэВ. В ближайшем будущем можно будет использовать «настольные» ускорители заряженных частиц в радиологии, биологии, медицине. Изучение и оптимизация условий генерации позитронов при помощи коротких лазерных импульсов представляет интерес и для позитронной томографии.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ГОРЯЧЕЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ

Изучение процессов взаимодействия заряженных частиц и фотонов с веществом имеет большое значение в таких областях физики, как физика плазмы и высоких плотностей энергии в веществе, инерциальный термоядерный синтез, в прикладных исследованиях с использованием лазеров и пучков ускоренных заряженных частиц. Теория взаимодействия ионов с холодным веществом, которой придерживаются в настоящее время, опирается на подход Бете–Блоха с некоторыми поправками и дает следующее выражение для потери энергии иона в среде:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{Z_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (1)$$

где $Z_1 e$ — заряд частицы; m — масса частицы; v — ее скорость; Z_2 — атомное число атомов среды; $\langle I \rangle$ — средний потенциал ионизации на электрон; $\beta = \frac{v}{c}$; C и δ — некоторые константы, определяющие оболочечную поправку и поправку на плотность. Оболочечная поправка корректирует предположение о том, что ион движется гораздо быстрее электрона мишени, а поправка на плотность учитывает то, что электромагнитное поле иона в среде меньше из-за экранирования средой. Иногда вводятся поправки пропорциональные нечетным степеням Z_1 (так называемый баркас-эффект, отражающий разное торможение положительно и отрицательно заряженных частиц в среде).

В этой модели существуют следующие упрощающие предположения: ион движется гораздо быстрее электронов мишени (справедливо для энергий ионов ≥ 1 МэВ); ион гораздо тяжелее электронов мишени; рассматривается только электромагнитное взаимодействие, ядерные реакции не учитываются.

Кроме того, рассматриваются лишь чистые вещества и предполагается, что потери энергии иона в составном веществе есть простая сумма потерь в каждой компоненте (правило Брэгга). У этой модели существуют определенные проблемы. Измерения показали, что торможение в сложных молекулярных веществах может отличаться на 20–100 % от величины, получаемой по правилу Брэгга. Экспериментальное подтверждение формулы (1) получено с хорошей точностью для тонких мишеней, в то время как в толстых (или пористых) мишенях отличие величины экспериментального пробега от теоретического может составлять до 20 %. Еще одна проблема заключается в том, что экспериментальные данные для тяжелых ионов крайне фрагментарны, что не позволяет с хорошей точностью «настроить» модель.

Измерения, выполненные в рамках эксперимента S249 на ускорителе SIS-18 в GSI группой физиков из ВНИИЭФ, ОИЯИ и GSI, специально посвященные исследованию влияния мишени на торможение ионов в холодном веществе, продемонстрировали заметное отличие полного пробега и, соответственно, кривой энерговыделения ионов в сплошной толстой мишени и мишени из набора фольг той же общей толщины (см. рис. 4) [9, 10].

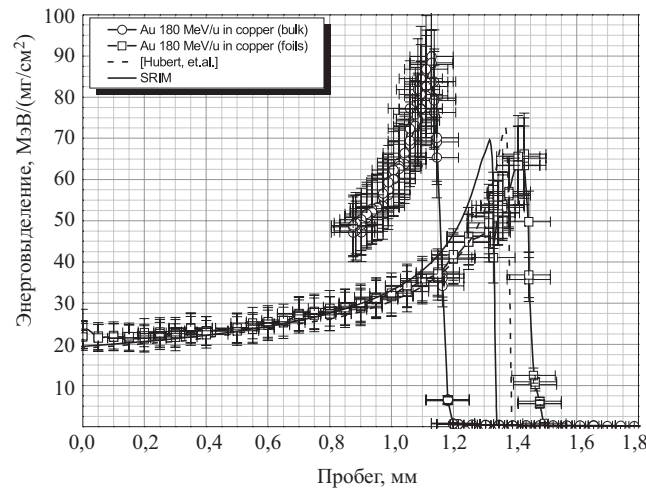


Рис. 4. Профили энерговыделения ионов золота в медных мишенях (сплошной и наборе фольг)

При изучении взаимодействия ионов с плазмой на процесс торможения влияет следующее: ионизация и рекомбинация (заряд иона в плазме меняется в результате потери электронов в столкновениях и захвата связанных и свободных электронов среды); обмен энергией (ускорение/замедление и кулоновские потери энергии); в ионизированной горячей мишени необходимо учитывать степень ионизации вещества; неравновесный заряд иона.

Большинство моделей дают более высокие, по сравнению с холодным веществом, потери энергии ионов (см. рис. 5, *а*), однако есть и другие предсказания (см. рис. 5, *б*).

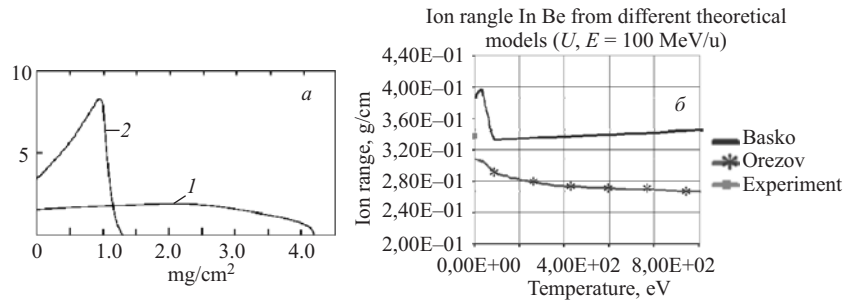


Рис. 5. Иллюстрация теоретических моделей торможения ионов в плазме. *а*) Профили энерговыделения пучка ионов Al^{3+} с начальной энергией $E = 54$ МэВ в холодной (1) и полностью ионизованной (2) углеродных мишенях. *б*) Пробег ионов в плазме как функция температуры плазмы

Дальнейшая разработка и проверка теоретических моделей требуют экспериментального изучения процессов торможения ионов в плазме. Основная сложность заключается в создании однородных плазменных мишеней с хорошо известными свойствами. Для получения надежных экспериментальных данных необходимо решить следующие проблемы: диагностика параметров мишени; однородность плотности, температуры и др. параметров мишени в пространстве и во времени; геометрические размеры, достаточные для измерений с требуемой точностью; время жизни мишени, достаточное для измерений; возможно более широкий диапазон температур и плотностей вещества (и типов ионов).

Экспериментальный комплекс GSI (ускоритель SIS-18 и строящийся лазер PHELIX) предоставляет уникальную возможность проведения таких экспериментов. Постановка эксперимента предложена и обоснована физиками ВНИИЭФ, ОИЯИ и GSI. Получен диапазон параметров мишени, достижимых на существующем ускорителе и лазерах PHELIX (существует) и PHELIX (запуск первой опции для физических экспериментов — конец 2006 г.). Так, для вакуумных мишеней получены следующие параметры: практически любой материал с высоким Z , $T_{\text{плазмы}} = 50-100$ эВ; $\rho_{\text{эл}} \sim 10^{20}$ $1/cm^3$; для мишеней, наполненных малоплотным материалом с низким Z $T_{\text{плазмы}} = 50-80$ эВ; $\rho_{\text{эл}} \sim 10^{21}$ $1/cm^3$ (CH). Характерный вид цилиндрической мишени для двух моментов времени приведен на рис. 6.

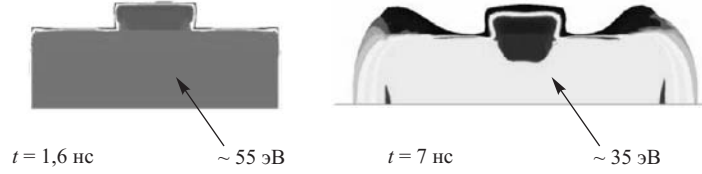


Рис. 6. Распределение температуры внутри мишени на два момента времени. Мишень: Au-цилиндр $\varnothing 1 \text{ мм} \times 2 \text{ мм}$; внутри СН-пена, $\rho_{\text{СН}} = 0,005\text{--}0,02 \text{ г/см}^3$. Лазерный пучок: $E_{\text{лаз}} = 1 \text{ кДж}$; $\tau_{\text{лаз}} = 1 \text{ нс}$; $\lambda = 1,053 \text{ мкм}$ ($E_{\text{изл}} = 350 \text{ Дж}$)

Для моделирования экспериментов и оптимизации геометрии и заполнения мишеней создан программный комплекс MULTIVF (авторы Э. Г. Балдина, Р. Рамис и Т. Шлегель) [11]. Этот комплекс включает:

- моделирование переноса излучения в кинетическом многогрупповом приближении и конверсии энергии лазерного излучения в веществе:

$$\left(\frac{1}{c} \partial_t + \mathbf{n} \cdot \nabla \right) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) - \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t), \quad (2)$$

где I — интенсивность излучения. Предполагается выполнение условия локального термодинамического излучения и вещества, $I_P(T, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right)^{-1}$;

- уравнения гидродинамики в одномерной и двумерной постановке:

$$\begin{aligned} D_t &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad \rho D_t \mathbf{v} = -\nabla P - \mathbf{r}, \\ D_t e &= -P \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{q} - Q + S, \quad D_t \equiv \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla, \end{aligned} \quad (3)$$

с граничными условиями: источник излучения или условия отражения, свободная граница, для гидродинамики — свободная поверхность, жесткая стенка;

- интегральное нестационарное многогрупповое уравнение переноса излучения в двумерной и трехмерной постановке в вакуумной области, которое решается методом коэффициентов видимости;

- условия связи: обмен односторонними потоками излучения между MULTI и VF.

Был выполнен большой объем работ по расчету и оптимизации hohlraum-мишеней для исследования торможения ионов в плазме на лазерно-ускорительном комплексе GSI. На основе результатов численного исследования выработаны рекомендации по конструкции, размерам и веществам мишеней первой серии экспериментов по созданию и диагностике однородной равновесной высокотемпературной плазмы внутри hohlraum, с помощью

длинно-импульсной опции лазера PHELIX при ожидаемых параметрах лазерного импульса. Это цилиндрическая мишень-конвертер, выполненная из золота с входным диском из СН с напыленным на него тонким слоем золота. Задача, которая была успешно решена в ходе расчетов, заключалась в том, чтобы приготовить внутри мишени, облучаемой лазерным импульсом с параметрами длинно-импульсной опции PHELIX, максимально однородную горячую плазму с длительностью жизни плазмы и самой мишени, достаточной для пропускания через нее нескольких банчей пучка ионов ускорителя SIS, причем инициирующее лазерное излучение не должно проникать в область плазмы, чтобы избежать влияния горячей короны. Планируется расширить класс hohlraum-мишеней за счет мишеней, заполненных малоплотными пенными материалами с низким Z , а также исследовать возможность создания более плотной плазмы, помещая внутрь полости фольги из исследуемого материала. Такие мишени представляют интерес и для исследований независимо от ионного пучка, касающихся свойств среды пропускать, рассеивать и поглощать лазерное и рентгеновское излучение. Они дают возможность продолжить и расширить исследования по пробегам рентгеновского излучения, проводившиеся, например, в Институте Макса Планка в Гархинге на лазере Asterix, во ВНИИЭФ (г. Саров) на лазере Искра-5, в ряде американских лабораторий. Работа в этом направлении будет продолжена, будут рассматриваться более сложные мишени как геометрически, так и с точки зрения комбинации веществ и режимов работы.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ МЕТАЛЛОВ. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Лазерная обработка материалов — одна из высокотехнологичных областей промышленности, которая в настоящее время бурно развивается во всем мире. Основные области промышленного применения лазеров: электронная промышленность; маркировка; экологический и др. мониторинг; лазерная обработка металлов.

Схема видов лазерной обработки материалов приведена на рис. 7 [12–14].

Физические процессы, сопровождающие лазерную обработку материалов, включают поглощение, отражение и переизлучение энергии лазерного луча веществом, распространение поглощенной энергии в веществе посредством механизма теплопроводности, фазовые переходы в веществе, гидродинамические движения, термохимические реакции на обрабатываемой поверхности.

При лазерной резке некоторых металлов (особенно таких, как медь или алюминий) на облучаемой поверхности образуется окисная пленка, которая

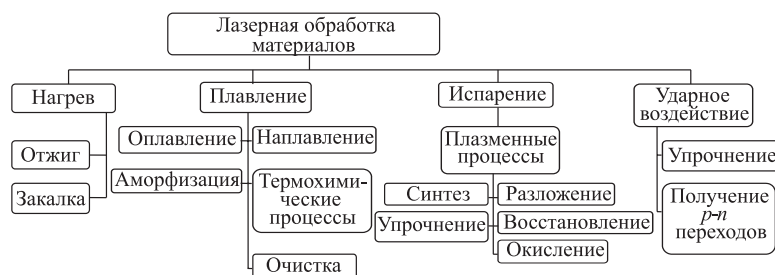


Рис. 7. Лазерная обработка материалов

существенно влияет на поглощательную способность поверхности и, следовательно, на весь процесс резки.

Подробно изучено влияние термохимической реакции на процесс нагрева материала непрерывным излучением CO_2 лазера в окислительной атмосфере. Получены точные аналитические и асимптотические решения для поля температур и динамики окисной пленки.

Постановка задачи лазерного нагрева включает уравнение теплопроводности, уравнение динамики окисной пленки из-за термохимической реакции на поверхности тела, начальные и граничные условия, в том числе описание лазерного источника тепла.

В одномерном приближении получено аналитическое выражение для температуры в центре пятна нагрева. График этой функции приведен на рис. 8, а.

Анализ решения показывает, что на начальной стадии нагрева температура растет независимо от окисной пленки, которая остается неизменной, причем рост температуры носит линейный характер. Это соответствует отсутствию термохимической реакции на поверхности, когда поглощательная способность практически не меняется. Оценено характерное время t^* , начиная с которого необходимо учитывать нелинейные эффекты из-за появления окисной пленки. Это время существенно зависит только от мощности излучения при постоянных параметрах задачи. Начиная с $t \geq t^*$ толщина окисной пленки начинает значительно расти со временем. Это обуславливает резкий рост поглощательной способности системы и, соответственно, рост энерговклада при постоянной мощности излучения. Зависимость температуры от времени становится существенно нелинейной (см. рис. 8, а).

Получено описание динамики окисной пленки в одномерной постановке. График этой функции показан на рис. 8, б.

При решении пространственной задачи учет термохимических реакций на поверхности, приводящих к росту окисной пленки, приводит к существенному изменению пространственного распределения температуры (в предполо-

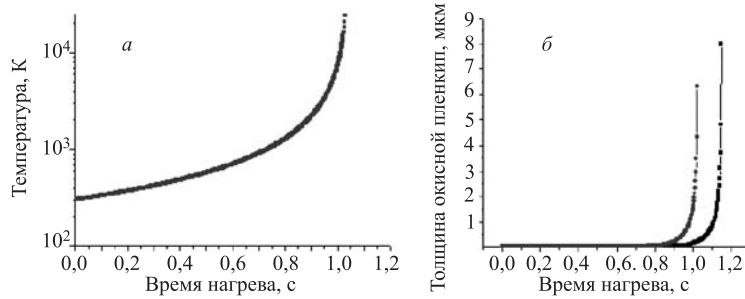


Рис. 8. Динамика нагрева материала лазерным излучением. *а*) Температура на поверхности металла в центре пятна нагрева как функция времени; *б*) толщина окисной пленки как функция времени

ложении гауссова распределения мощности падающего излучения в пятне — дельтаобразному обострению распределения температуры).

Представим решение в виде

$$T(0, 0, t) = T_0(0, 0, t) + T_1(0, 0, t) + T_2(0, 0, t). \quad (4)$$

Первое слагаемое $T_0(0, 0, t)$ соответствует отсутствию термохимической реакции на поверхности. При больших временах нагрева оно достигает некоторого стационарного значения, определяемого плотностью потока падающего излучения, $T_0(0, 0, t) \sim T_{\text{стац}}, t \rightarrow \infty$. Второе и третье слагаемые учитывают дополнительный вклад в температуру благодаря наличию окисной пленки, которая поглощает лазерное излучение лучше, чем чистый металл. При больших временах нагрева второе слагаемое $T_1(0, 0, t)$ представляет собой линейную функцию времени, $T_1(0, 0, t) \sim \alpha_1 t, t \rightarrow \infty$, где множитель α_1 зависит от физических параметров процесса. Третье слагаемое $T_2(0, 0, t)$ представляет собой учет влияния поля температур, возникающего в результате термохимической реакции, на поле температур, формирующееся при линейном нагреве. Из физического смысла третьего слагаемого ясно, что он является "запаздывающим" по сравнению с первыми двумя (вклад от поглощения падающей энергии окисной пленкой начинает сказываться тогда, когда ее толщина становится заметной с точки зрения процесса теплообмена). Асимптотика его для больших времен нагрева имеет вид $T_2(0, 0, t) \sim \alpha_2 t^2, t \rightarrow \infty$. Такая зависимость качественно описывает экспериментально наблюдавшееся поведение температуры в центре пятна нагрева с течением времени.

Анализ функциональных зависимостей, входящих в (4), показывает, что при малых временах нагрева распределение температуры соответствует распределению плотности потока падающего излучения. Затем пространственное распределение температуры станет более концентрированным и резче

спадающим по мере удаления от центра пятна нагрева (из-за нелинейного характера процесса нагрева с учетом влияния термохимической реакции на поглотательные свойства поверхности). В дальнейшем распределение температуры несколько расплывается, эффект концентрации сглаживается, поскольку на больших временах снова начинает работать механизм теплопроводности.

Эффект локализации тепла в ограниченной области вокруг центра пятна нагрева свидетельствует о преобладании в течение этого временного интервала (интервала величин плотности падающего потока q_0) вклада в процесс нагрева, обусловленного увеличением поглотательной способности за счет роста окисной пленки по сравнению со «сглаживающим» влиянием процесса теплопроводности. Этот эффект существен в технологических процессах резки и размягчения материала с помощью лазерного излучения.

Получение аналитических функциональных зависимостей очень важно с точки зрения понимания динамики процессов в широком диапазоне исходных параметров. Кроме того, они обеспечивают хороший контроль адекватности численного описания задачи в условиях сильных нелинейностей и особенностей решения.

Работа в этом направлении продолжается. Начато рассмотрение движущегося источника теплоты. Планируется рассмотреть задачу нагрева в восстановительной атмосфере. Полученные результаты имеют непосредственное практическое приложение в промышленной лазерной обработке материалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физика с использованием лазеров представляет собой чрезвычайно широкое поле исследований как фундаментальных, так и прикладных. Уникальность этой области физики в настоящее время заключается в том, что в ней помимо открытых в последнее время принципиально новых фундаментальных явлений неотъемлемым элементом является прикладная составляющая.

Применительно к ОИЯИ следует упомянуть такие важные приложения, как лазерная диагностика и мониторингирование пучков заряженных частиц, традиционно зарекомендовавшие себя эффективными лазерными источниками многозарядных ионов и, конечно, новое направление фундаментальных исследований взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с пучками ускоренных ядер и веществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaplan A. E., Shkolnikov P. L. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 2316–2319.
2. Shkolnikov P. L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 3471–3473.

3. *Mangles et al.* // Nature. 2004. V. 43. P. 535–538.
4. *Geddes, Esarey et al.* // Nature. 2004. V. 43. P. 538–541.
5. *Pukhov, Malka et al.* // Nature. 2004. V. 43. P. 541–544.
6. *Baldin A. A.* // Phys. At. Nucl. 1993. V. 56 (3).
7. *Балдин А. М., Балдин А. А.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 3. С. 577.
8. *Gahn C. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77, No. 17. P. 2662–2664.
9. *Vasina E. et al.* GSI-99-04 Report. 1999. P. 45.
10. *Vasina E. et al.* // NIM. A. 2001. V. 464, i. 1–3. P. 52–60.
11. *Schlegel T., Baldina E., Ramis R.* // XXIX ECLIM, June 11–16, Madrid, Spain, 2006.
12. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н.* Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975. 296 с.
13. *Рыкалин Н. Н. и др.* // ДАН СССР. 1984. Т. 277, № 66. С. 1395–1399.
14. *Углов А. А. и др.* // Инженерно-физич. журн. 1990. Т. 58, № 3. С. 385–388.

Получено 2 февраля 2007 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 03.04.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,25. Тираж 270 экз. Заказ № 55730.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/