

# О механизме поглощения излучения при воздействии субпикосекундных высококонтрастных лазерных импульсов с интенсивностью до $3 \cdot 10^{16}$ Вт/см<sup>2</sup> на конденсированные мишени

Л.Л.Лосев, В.И.Сосков

*Исследован механизм поглощения лазерного излучения с интенсивностью до  $3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> при воздействии лазерного импульса длительностью 0.8 пс с контрастом выше  $10^{12}$  на металлические мишени. Измерены коэффициенты отражения и энергия электронов плазмы для золотой и алюминиевой мишеней. Показано, что результаты измерений коэффициентов отражения согласуются с рассчитанными по модели Друде для поглощения световой волны в плазме с твердотельной плотностью в режиме нормального скин-эффекта. Обнаружена аномальная зависимость энергии электронов плазмы от поляризации лазерного излучения.*

**Ключевые слова:** сверхсильные световые поля, лазерная плазма, поглощение излучения.

## Введение

В последние годы ведутся интенсивные исследования процессов взаимодействия сверхсильных световых полей с твердым телом. Такие эксперименты инициируются возможностью исследования свойств вещества в экстремальных условиях (плазма с твердотельной плотностью и температурой 1–10 кэВ [1–3]). Прикладной аспект проблемы связан с созданием источника рентгеновского излучения субпикосекундной длительности [4, 5].

Ключевым параметром, определяющим режим взаимодействия мощного субпикосекундного лазерного импульса с конденсированной мишенью, является контраст импульса – отношение пиковой интенсивности к интенсивности предимпульса. Так, например, для импульса с пиковой интенсивностью  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> интенсивность предимпульса наносекундной длительности не должна превышать порога абляции вещества мишени  $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, т. е. контраст должен быть выше  $10^9$ . В противном случае основной импульс будет взаимодействовать с парами вещества мишени низкой плотности, экранирующими поверхность мишени. Контраст существующих субпикосекундных лазерных систем (при  $\lambda \sim 1$  мкм) не превышает  $10^8$  [6], и, фактически, единственным известным способом значительного его повышения является генерация второй гармоники лазерного излучения в кристаллах [4, 5]. Однако при этом из исследований полностью исключаются импульсы ИК диапазона.

В наших экспериментах использовалась принципиально новая лазерная система с экстремально высоким контрастом более  $10^{12}$  [7]. Выполненные нами ранее исследования генерации гармоник в лазерной плазме [8] косвенно показали, что взаимодействие высококонтрастного лазерного импульса с конденсированной мишенью при интенсивности  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> происходит в режиме скин-эффекта, а плотность возникающей плазмы близка

к твердотельной. Более достоверно режим поглощения излучения и параметры плазмы могут быть установлены на основе измерения коэффициента поглощения излучения и энергетического спектра эмиттированных из плазмы электронов. Проведение таких экспериментов и являлось целью настоящей работы.

## 1. Экспериментальная установка и методика измерений

Импульсы излучения длительностью 0.8 пс с  $\lambda = 1056$  нм генерировались в лазерной системе, включающей в себя усилители на неодимовом фосфатном стекле и задающий ВКР-генератор. Подробно такая система описана в [7]. Экстремально высокий контраст достигался за счет двухкаскадного нелинейного преобразования импульса излучения рубинового лазера длительностью 30 пс с длиной волны  $\lambda = 693$  нм (ВКР-компрессия в жидком SF<sub>6</sub> и попутное ВКР в водороде). В результате формировался мощный импульс излучения ( $\lambda = 1055$  нм) длительностью  $\sim 0.8$  пс с энергией 0.1–0.15 мДж и резким передним фронтом (расчетный рост интенсивности составил 12 порядков за 1 пс), энергия которого в дальнейшем увеличивалась до 30 мДж в усилителях на неодимовом стекле. Экспериментально была измерена яркость усиленного спонтанного излучения на выходе лазерной системы. В соответствии с расчетами она оказалась на 12 порядков ниже яркости усиленного субпикосекундного импульса [7].

Лазерное излучение заводилось в вакуумную камеру, откачиваемую до  $10^{-4}$  Тор, и фокусировалось объективом на поверхность мишени. Угол фокусировки излучения на мишень составлял 0.4 рад. Распределение интенсивности в фокальной плоскости было близко к гауссову с диаметром 6 мкм. Максимальная интенсивность достигала  $5 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В качестве мишени использовались алюминиевые и золотые пленки толщиной  $\sim 1$  мкм, напыленные на плоскую оптически полированную стеклянную пластину. Угол падения излучения на мишень составлял 45°. После каждого лазерного импульса мишень смещалась, для того

чтобы последующее воздействие проводилось на неповрежденную поверхность.

При измерении коэффициента поглощения отраженное от мишени лазерное излучение собиралось линзой в угле 0.46 рад и направлялось в калориметр. Известно [9], что при воздействии контрастных субпикосекундных импульсов с интенсивностью менее  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> на конденсированную мишень поверхность плазмы является плоской и доля диффузно рассеянного излучения не превышает нескольких процентов. Это позволяет по измерениям зеркального коэффициента отражения с достаточной точностью определить коэффициент поглощения излучения.

Исследование спектра эмиттированных из плазмы электронов проводилось методом времяпролетной спектроскопии. Данная методика, в отличие от  $K_\alpha$ -спектроскопии [10, 11] и времяпролетной спектроскопии ионов [11] позволяет непосредственно получить спектр эмиттированных электронов и сделать вывод об энергетическом распределении электронов плазмы.

Эмиттированные электроны после пролета промежутка длиной 55 см собирались приемником («чашка» Фарадея) в угле  $10^{-2}$  ср по направлению зеркального отражения лазерного пучка. Усиленный сигнал с приемника подавался на осциллограф с полосой усиления 5 ГГц.

На рис.1 представлены типичные временные зависимости потока электронов на приемник для различных давлений газа в камере. При давлении 0.1 Тор длина свободного пробега электрона с энергией 0.1–1 кэВ не превышает 1 см [12] и электроны из плазмы не достигают приемника. В этом случае наблюдается лишь поток электронов с поверхности приемника вследствие фотоэмиссии под действием УФ излучения плазмы.

При снижении давления остаточного газа до  $10^{-4}$  Тор длина свободного пробега электронов ( $5 \cdot 10^3$  см) становится значительно больше длины пролетного промежутка, что позволяет регистрировать эмиттированные плазмой электроны. Поток фотоэлектронов с поверхности приемника при этом меняется незначительно. Это позволило получить временную зависимость данного потока, вычитая из сигнала при давлении  $10^{-4}$  Тор сигнал, полученный при давлении  $10^{-1}$  Тор. Отметим, что сигналы

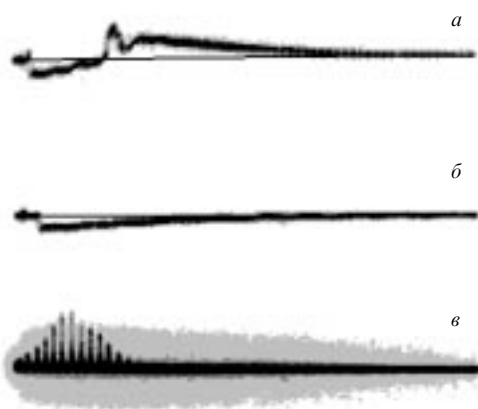


Рис.1. Временные зависимости потока электронов на приемник (Au-мишень, р-поляризация, интенсивность излучения  $3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>), полученные при давлении газа в камере  $10^{-4}$  (а) и  $10^{-1}$  Тор (б), а также форма импульса излучения рубинового лазера с синхронизованными модами (для калибровки развертки; расстояние между импульсами пуга 7.72 нс) (в).

полностью исчезали при постановке перед приемником стеклянной пластины толщиной 1 мм.

Простые оценки показывают, что только вследствие одного разлета плазма адиабатически охлаждается в 100 раз за время 1 нс, что значительно меньше времени пролета электронов ( $\sim 10$  нс) с энергией меньше 10 кэВ. Таким образом, можно предположить, что эмиссия электронов из плазмы происходит мгновенно и нами регистрируется энергетический спектр эмиттированных электронов.

Отметим также, что время пролета даже тепловых электронов с энергией  $\sim 200$  эВ более чем в 20 раз меньше времени пролета ионов алюминия с энергией вплоть до 20 кэВ. Иными словами, пик ионного тока возникает значительно позднее пика электронного тока, и поэтому эмиссия ионов не оказывает влияния на форму импульса электронного тока. Для тяжелой (золотой) мишени ситуация еще более благоприятная.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.2 показано характерное энергетическое распределение эмиттированных из плазмы электронов, полученное путем обработки осциллограмм. Сходное энергетическое распределение с двумя максимумами и аналогичной зависимостью их амплитуд от интенсивности и поляризации излучения наблюдалось также и для эмиттированных из плазмы ионов в эксперименте с контрастными лазерными импульсами при интенсивности  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> [10]. В [10] авторы не обсуждают полученное распределение, отмечая лишь, что оно наблюдается только при высоком контрасте лазерного импульса.

По нашему мнению, первый пик в распределении определяется эмиссией из плазмы в течение действия лазерного импульса, когда энергия электронов достигает максимального значения. Последующая эмиссия из термализованной расширяющейся плазмы формирует второй широкий пик распределения в области меньших энергий.

Учитывая подобие спектров, наблюдаемых при р- и s-поляризации лазерного излучения, и отсутствие (в пределах чувствительности регистрирующей аппаратуры)

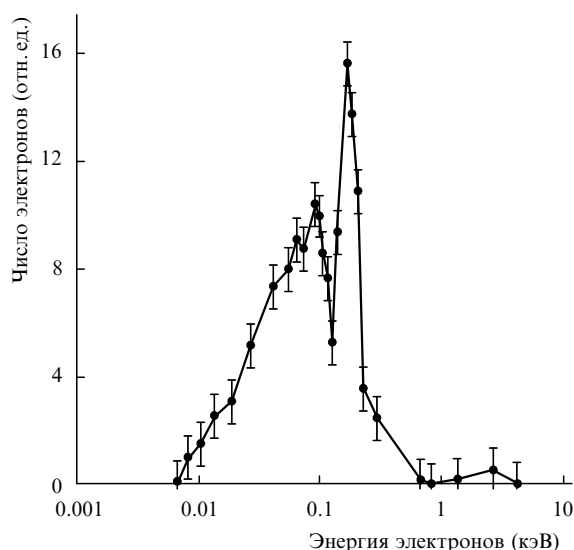


Рис.2. Спектр эмиттированных электронов (Au-мишень, р-поляризация, интенсивность излучения  $3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>).

«быстрых» электронов с энергиями более 10 кэВ, можно сделать вывод о поглощении лазерного излучения в скин-слое плазмы сверхкритической плотности. Это утверждение основывается также на том, что при исследовании нами генерации высших гармоник на лазерной плазме [8] было установлено, что плазма имеет резкую границу с масштабом неоднородности порядка сотой длины волны лазерного излучения, а «быстрые» электроны отсутствуют [13].

В табл.1 приведены средние энергии электронов, соответствующие наиболее высокому узкому пику в распределении. Эти энергии получены для алюминиевой и золотой мишеней в диапазоне интенсивностей лазерного излучения  $(1 - 3) \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. (Нижняя граница интенсивности определялась чувствительностью регистрирующей аппаратуры.) В пределах погрешности измерения (~ 6 %) не наблюдалось изменения средней энергии электронов при варьировании интенсивности лазерного излучения.

Табл.1. Средняя энергия эмиттированных электронов (в электрон-вольтах).

Мишень	p-поляризация	s-поляризация
Au	169 ± 9	191 ± 11
Al	192 ± 10	213 ± 12

Значительно более слабая зависимость электронной температуры  $T_e$  (составляющей 200–300 эВ) от интенсивности лазерного излучения  $I$ , чем полученная теоретически для полностью ионизованной плазмы [14, 15] ( $T_e \sim I^{0.33}$  для нормального скин-эффекта и  $T_e \sim I^{0.75}$  для аномального скин-эффекта), наблюдалась также в [16, 17]. Это различие, по-видимому, не связано с учетом в расчетах затрат энергии на ионизацию.

В табл.2 представлены измеренные и рассчитанные коэффициенты отражения для алюминиевой и золотой мишеней. (Коэффициент отражения при p-поляризации световой волны для алюминиевой мишени совпадает в пределах точности измерений с коэффициентом, полученным в [6], где авторы использовали фемтосекундный лазер с высоким контрастом.) Расчет коэффициентов отражения проводился по модели Друде [1]. Частота электрон-ионных столкновений рассчитывалась по классическим формулам [12].

Табл.2. Измеренные и рассчитанные коэффициенты отражения.

Мишень	p-поляризация		s-поляризация	
	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
Au	30 ± 2	44	50 ± 3	66
Al	58 ± 3	58	67 ± 3	75

Электронная температура в электронвольтах принималась равной измеренной средней энергии эмиттированных электронов (табл.1). Плотность плазмы считалась равной плотности металлической мишени. Зависимость средней кратности ионизации плазмы  $Z$  от температуры (измеряемой в килоэлектронвольтах) определялась формулой  $Z = 76T^{5/6}$  для золотой мишени и формулой  $Z = 16T^{1/3}$  для алюминиевой мишени [15]. При температуре плазмы 200 эВ получаем  $Z = 21$  для золота и  $Z = 10$  для алюминия. При таких параметрах плазмы частота электрон-ионных столкновений в несколько раз

превышает частоту лазерного излучения, а глубина скин-слоя оказывается больше длины свободного пробега электрона. Следовательно, поглощение лазерного излучения должно проходить в режиме нормального скин-эффекта.

Как видно из табл.2, хорошее согласие экспериментальных и расчетных коэффициентов отражения наблюдается для легкой (алюминиевой) мишени. В случае тяжелой мишени как для p-, так и для s-поляризации измеренный коэффициент отражения оказался примерно на 15% ниже рассчитанного. Мы связываем такое расхождение с неточной оценкой кратности ионизации для золотой мишени вследствие неучета снижения потенциала ионизации в плазме из-за кулоновской экранировки [18]. В плотной плазме уменьшение потенциала ионизации  $\Delta E$  из-за этого эффекта может быть довольно значительным:

$$\Delta E = \frac{(Z + 1)e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_D},$$

где  $\lambda_D$  – дебаевский радиус экранирования. Например, для плазмы, в которой  $\lambda_D \approx 0.1$  нм (температура 200 эВ, электронная плотность  $10^{24}$  см<sup>-3</sup>), снижение потенциала ионизации (в электронвольтах)  $\Delta E = 13(Z + 1)$ . В результате при одной и той же температуре в более плотной плазме указанный эффект может оказывать большее влияние и реальные электронная плотность и кратность ионизации могут значительно превышать расчетные. Это и приводит к уменьшению коэффициента отражения по сравнению с расчетным для тяжелой мишени.

Исходя из полученных экспериментальных данных и расчетов можно сделать вывод о том, что при воздействии субпикосекундных лазерных импульсов с контрастом выше  $10^{12}$  на металлические мишени при интенсивностях излучения до  $3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> доминирует столкновительное поглощение в скин-слое плазмы с твердотельной плотностью в режиме нормального скин-эффекта.

Другие виды поглощения, такие как резонансное поглощение и «вакуумный» нагрев, оказываются неэффективными в условиях нашего эксперимента. Их влияние могло бы проявиться в сильной зависимости электронной температуры и коэффициента поглощения от поляризации излучения, т. к. эти механизмы нагрева требуют p-поляризации световой волны. Однако такая зависимость нами не наблюдалась, причем ее отсутствие нельзя объяснить искривлением поверхности плазмы, что происходит, например, при воздействии на мишень длинных (наносекундных) импульсов излучения или при низком контрасте пикосекундного импульса [1]. Как показали наши предыдущие исследования генерации высших гармоник на поверхности мишени [8], поверхность плазмы остается плоской в течение действия мощного субпикосекундного лазерного импульса.

Отметим также, что в отличие от результатов работы [19] нами не наблюдалось уменьшения коэффициента отражения по сравнению с рассчитанным по модели Друде для p-поляризации световой волны. Авторы [19] связывают снижение коэффициента отражения с включением механизма «вакуумного» нагрева при интенсивностях выше  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Неожиданным экспериментальным результатом оказалось то, что средняя энергия электронов при s-поляризации излучения примерно на 10% превышает энергию при p-поляризации как для алюминиевой, так и для золо-

той мишени, т. е. наблюдается аномальная зависимость энергии электронов от поляризации световой волны.

Обычно при р-поляризации излучения как коэффициент поглощения, так и электронная температура плазмы выше, чем при s-поляризации. В настоящее время у нас отсутствует четкая интерпретация этого эффекта. Возможной причиной такой аномальной зависимости может быть возникновение анизотропного распределения электронов плазмы по скоростям. В этом случае при р-поляризации излучения компонента скорости, нормальная к поверхности мишени, может оказаться выше таковой при s-поляризации. В свою очередь поток тепла в глубь мишени, который определяется нормальной компонентой скорости электронов, также будет больше при р-поляризации. Это может привести к более быстрому остыванию плазмы в области поглощения лазерного излучения (в скин-слое) и снижению электронной температуры. Также возможной причиной указанной аномальной зависимости может быть возбуждение ионных ленгмюровских волн в плазме твердотельной плотности при р-поляризации световой волны.

Таким образом, на основе проведенных исследований можно сделать вывод о том, что излучение субпикосекундного лазера с  $\lambda = 1.06$  мкм и контрастом выше  $10^{12}$  при интенсивностях на поверхности металлической мишени до  $3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> поглощается в плазме твердотельной плотности с температурой  $\sim 200$  эВ в режиме нормального скин-эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники гражданского назначения» (подпрограмма «Физика квантовых и волновых процессов»).

1. Лютер-Дэвис Б., Гамалий Е.Г., Ванг Я. и др. *Квантовая электроника*, **19**, 317 (1992).
2. Gibbon E., Forster E. *Plasma Phys.Control.Fusion.*, **18**, 769 (1996).
3. Wilks S.C., Kruer W.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **33**, 1954 (1997).
4. Kieffer J.C., Chaker M., Matte J.P. et al. *Phys.FluidsB*, **5**, 2676 (1993).
5. Workman J., Maksimchuk A., Liu X. et al. *J.Opt.Soc.Amer B*, **13**, 125 (1996).
6. Bastiani S., Rousse A., Geindre J.P. et al. *Phys.Rev.E*, **56**, 7179 (1997).
7. Losev L.L., Soskov V.I. *Optics Comms*, **135**, 71 (1997).
8. Лосев Л.Л., Сосков В.И. *Квантовая электроника*, **25**, 467 (1998).
9. Price D.F., More R.M., Walling R.S. et al. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 252 (1995).
10. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A. et al. *Phys.Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
11. Guethlein G., Foord M.E., Price D. *Phys.Rev.Letts*, **77**, 1055 (1996).
12. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М., Наука, 1987).
13. Лосев Л.Л., Сосков В.И. *Квантовая электроника*, **24**, 579 (1997).
14. Rozmus W., Tikhonchuk V.T. *Phys.Rev.A*, **46**, 7810 (1992).
15. Andreev A., Limpouch J., Semahin A. *Proc.SPIE*, **1928**, 20 (1993).
16. Shepherd R., Price D., White W. et al. *Proc.SPIE*, **1860**, 123 (1993).
17. Chien C.Y., Coe J.S., Mourou G. et al. *Optics Letts*, **18**, 1535 (1993).
18. Theobald W., Haßner R., Kingham R. et al. *Phys.Rev.E*, **59**, 3544 (1999).
19. Grimes M.K., Rundquist A.R., Lee Y.-S. et al. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 4010 (1999).

**L.L.Losev, V.I.Soskov. Mechanism of radiation absorption by condensed targets irradiated by subpicosecond laser pulses with an intensity up to  $3 \cdot 10^{16}$  W cm<sup>-2</sup> and a high contrast ratio.**

An investigation was made of the mechanism of absorption of laser radiation by metallic targets exposed to a 0.8-ps-long laser pulse with a high contrast ratio at an intensity up too  $3 \cdot 10^{16}$  W cm<sup>-2</sup>. The reflectivity and the energy of plasma electrons were measured for gold and aluminium targets. The reflectivity measurement data were shown to be consistent with those calculated by the Drude model for the absorption of a light wave in a plasma of solid-state density in the mode of normal skin effect. An anomalous dependence of the energy of plasma electrons on the polarisation of laser radiation was observed.