

## О ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА НА ВЕЩЕСТВО

Е.Г.Гамалий, В.Т.Тихончук

Рассмотрены процессы, возникающие при воздействии мощного субпикосекундного лазерного импульса на конденсированную мишень. Показано, что при определенных условиях возникает новый негидродинамический режим взаимодействия излучения с веществом. В этих условиях плазма может служить источником мощного импульса жесткого рентгеновского излучения.

В последнее время созданы лазеры, способные генерировать мощные (более  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) субпикосекундные импульсы в области длин волн 1 мкм<sup>1</sup>. Напряженность электрического поля такого импульса значительно больше атомного, энергия осциллирующий электрона в поле импульса достигает его энергии покоя, а длительность импульса настолько мала, что движение вещества в течение его действия оказывается несущественным. По этим причинам характер взаимодействия лазерного излучения с мишенью и параметры образующейся плазмы существенно отличаются от хорошо изученных в области более низких потоков и наносекундных длительностей импульса<sup>2</sup>. Цель настоящей работы – на основе анализа процессов поглощения света, нагрева и перераспределения энергии между электронами и ионами оценить параметры возникающей плазмы и обсудить возможные варианты ее применений.

В условиях когда поток энергии лазерного излучения  $q_0$  превышает  $q_B = ce^2/8\pi a_B^4 = 3,5 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a_B$  – борковский радиус,  $c$  – скорость света,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона) электрон на расстоянии  $a_B$  набирает энергию больше энергии связи в атоме. Вероятность ионизации  $w \sim e^2/\hbar a_B \sim 10^{17}$  с<sup>-1</sup> оказывается при этом весьма высокой и не зависит от  $q_0$ <sup>3</sup>. За время  $\sim w^{-1}$  в конденсированной мишени (концентрация атомов  $n_a \sim 10^{23}$  см<sup>-3</sup>) образуются фотоэлектроны с плотностью  $n_e \gtrsim n_a$ . Они в свою очередь производят дополнительную ионизацию ударом. Используя выражения для сечения ударной ионизации, можно оценить, что за время  $10^{-14} \div 10^{-15}$  с степень ионизации возрастает до  $Z \sim 10 \div 30$ , соответственно электронная плотность достигнет величины  $n_e \gtrsim 10^{24}$  см<sup>-3</sup>.

Плазменная частота электронов  $\omega_{pe} \gtrsim 10^{16}$  с<sup>-1</sup> оказывается значительно больше лазерной  $\omega_0 \lesssim 0,1 \omega_{pe}$ . При этом электромагнитное поле проникает в мишень на глубину скин-слоя  $l_s$ . На стадии окончания ионизации средняя энергия электронов составляет порядка 1 кэВ, частота электрон-ионных столкновений  $\nu_{ei} \sim 10^{16}$  с<sup>-1</sup>  $> \omega_0$  и имеет место нормальный скин-эффект  $l_s = (c/\omega_{pe})(\sqrt{\nu_{ei}/\omega_0})$ . При этом мощность, диссипируемая в единице объема плазмы  $Q = (\omega_0 E_0^2/4\pi) = (\omega_0/c)q_0$  ( $E_0$  – амплитуда электрического поля импульса в вакууме), не зависит от энергии электронов. Поэтому из уравнения баланса энергии  $n_e(d\epsilon_e/dt) = Q$  следует, что энергия электронов  $\epsilon_e = \dot{\epsilon}_e = t$  растет линейно со временем. Темп нагрева  $\dot{\epsilon}_e = \omega_0 q_0/n_e c$  для  $q_0 \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\lambda_0 = 0,5$  мкм составляет  $\sim 1$  МэВ/пс.

В дальнейшем из-за роста энергии электронов частота столкновений падает и при  $\epsilon_e$  порядка нескольких килоэлектронвольт происходит переход от нормального скин-эффекта к аномальному, когда  $l_s = (c^2 \nu_{Te}/\omega_0 \omega_{pe}^2)^{1/3}$ <sup>4</sup>. Темп набора энергии электронами в условиях аномального скин-эффекта остается тем же, однако зависимость коэффициента поглощения  $A \approx Q l_s/q_0$  от времени изменяется. Если при нормальном скин-эффекте  $A \propto t^{-3/4}$  убывает со временем, то в условиях аномального скина  $A \approx (\omega_0/\omega_{pe})^{2/3} (\nu_{Te}/\omega)^{1/3} \propto t^{1/6}$  возрастает, достигая при  $\nu_{Te}/c \sim 1$  величины  $A \approx (\omega_0/\omega_{pe})^{2/3} \sim 10\%$ .

Приведенные выше оценки основаны на линейной теории поглощения электромагнитных

волн в плазме. Искажение функции распределения электронов в условиях аномального скин-эффекта может привести к изменению темпа нагрева. Кроме того в скин-слое возможны нелинейные процессы возбуждения плазменных колебаний. Скорость относительного движения электронов и ионов в поле излучения (в условиях аномального скин-эффекта)  $v_E \approx$

$$\approx \frac{eE_0}{m_e \omega_0} \left( \frac{v_{Te}}{c} \right)^{1/3} \left( \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \sim 0,1 c \text{ сравнима с тепловой скоростью электронов. Поэтому}$$

можно ожидать возбуждения параметрических неустойчивостей с инкрементами  $\gamma \sim \omega_{pi} \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . За время  $\Delta t \gtrsim \gamma^{-1}$  развитие этих неустойчивостей приведет к возникновению турбулентности и эффективной частоте электронных соударений  $\nu_{ef} \sim \gamma \sim \omega_{pi}$ .

Линейный рост энергии электронов со временем может ограничиться из-за их вылета из скин-слоя. Предельную энергию найдем приравняв поток поглощенной энергии  $Aq_0$  потоку энергии нагретых электронов  $fn_e v_{Te} \epsilon_e$ , где  $f$  — коэффициент ограничения теплопроводности. В лазерной плазме при потоках энергии  $q_0 \gtrsim 10^{15} \text{ Вт/см}^2$   $f \sim 0,01 \div 0,03$ , что значительно ниже классического значения  $f \approx 0,6$ . Причинами этого являются отличие функции распределения от максвелловской, сильные квазистатические электрические и магнитные поля, высокий уровень плазменной турбулентности. Все эти причины реализуются в рассматриваемом случае. Полагая  $f \lesssim 0,01$  можно убедиться, что вынос энергии электронами не препятствует их нагреву до релятивистских энергий.

Более существенным фактором ограничения нагрева электронов оказывается ускорение ионов амбиполярным электрическим полем, создаваемым электронами, вылетающими из мишени. В этом поле ион с зарядом  $Z$  набирает энергию  $\epsilon_i \approx Z \epsilon_e$ . Соответственно разлет скин-слоя произойдет за время прохождения волны разрежения  $\Delta t_r \sim l_s / v_i$ , где  $v_i = (Z \epsilon_e / m_i)^{1/2}$ . Используя в качестве  $l_s$  выражение для случая аномального скин-эффекта и формулу (1) находим время жизни сверхплотной плазмы

$$\Delta t_r \approx \omega_0^{-1} \left( \frac{q_0}{n_c m_e c^3} \right)^{-1/4} \left( \frac{m_i}{Z m_e} \right)^{3/8} \propto \lambda_0^{1/2} q_0^{-1/4}, \quad (2)$$

где  $n_c = m_e \omega_0^2 / 4 \pi e^2$  — критическая плотность. Для интересующих нас условий  $\Delta t_r \sim 10^{-13} \text{ с}$ . За время  $\Delta t_r$  электроны получают энергию

$$\epsilon_{e, \max} \approx m_e c^2 \left( \frac{q_0}{m_e n_c c^3} \right)^{3/4} \left( \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^2 \left( \frac{m_i}{Z m_e} \right)^{3/8} \propto \lambda_0^{-1/2} q_0^{3/4}, \quad (3)$$

составляющую порядка сотни килоэлектронвольт. Отметим возрастание  $\epsilon_{e, \max}$  с уменьшением длины волны лазерного излучения.

После прохождения волны разрежения через скин-слой область поглощения лазерного излучения смещается вместе с разлетающейся плазмой навстречу лучу лазера. Плотность плазмы в области поглощения падает и на временах  $t \gg \Delta t_r$  реализуется известный гидродинамический режим.

Таким образом, взаимодействие ультракороткого ( $\tau \lesssim \Delta t_r$ ) лазерного импульса с конденсированной мишенью носит качественно иной, негидродинамический характер. Плотность плазмы оказывается более чем на два порядка выше критической, а средняя энергия электронов может достигать сотни килоэлектронвольт. Такая плазма является мощным источником жесткого рентгеновского излучения. Используя выражение для мощности тормозного излучения электронов из единицы объема  $P = (e^2 / \hbar c) \nu_{ef} n_e (\epsilon_e^2 / m_e c^2)$  и формулы (1), (3) для случая аномального скин-эффекта и кулоновских электрон-ионных соударений ( $\nu_{ei} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  при  $\epsilon_e \sim 100 \text{ кэВ}$ ) получаем, что яркость рентгеновского излучения  $J =$

$= Pl_s$  составляет  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это минимальная оценка. Учет эффективной частоты столкновений  $\nu_{ef} \sim \omega_{pi}$ , возникающей из-за плазменной турбулентности, увеличивает оценку яркости рентгеновского излучения на два порядка, т. е. конверсия лазерного излучения в рентгеновское может достигать  $\gtrsim 1\%$ .

В заключение отметим, что возможность генерации высокоэнергичных электронов и ионов и жесткого рентгеновского излучения позволяет рассматривать плазму, создаваемую при воздействии мощных ультракоротких импульсов на конденсированные мишени, как новый и интересный объект исследований.

#### Литература

1. *Burgess M.D.C. et al.* Phys. Rev. A, 1985, 32, 2899; *Moretti M.* Laser Focus, 1987, 23, 24.
2. *Афанасьев Ю.В. и др.* Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. ВИНТИ, Радиофизика, М.: 1978, т. 17.
3. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра, М.: Наука, 1974.
4. *Силин В.П., Рузадзе А.А.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Атомиздат, 1961.
5. *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
6. *Rosen M.D.* Comm. Plasma Phys. and Contr. Fus., 1984, 8, 165.
7. *Гуревич А.В., Пятаевский Л.П.* ЖЭТФ, 1969, 56, 1778.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
11 июля 1988 г.