

01;07;09

Расчет генерации электромагнитной волны при взаимодействии ультракороткого лазерного импульса с веществом

© И.А. Литвиненко, В.А. Лыков

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики (РФЯЦ–ВНИИТФ)

Поступило в Редакцию 7 июля 1997 г.

Получено самосогласованное решение задачи о генерации потока электронов при взаимодействии ультракороткого лазерного импульса с металлической мишенью.

Введение

Взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности с веществом приводит к генерации быстрых электронов с эффективной температурой $T_f \approx 10 \text{ keV}$ при плотностях потока энергии лазерного излучения на мишени $q_l \approx 10^{16} \text{ W/cm}^2$ и $T_f \approx 100 \text{ keV}$ при $q_l \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$ [1–3]. При этом коэффициент преобразования (A_f) лазерного излучения в быстрые электроны составляет величину порядка десяти процентов [1].

Вылетая из мишени, быстрые электроны создают электромагнитные поля, которые стремятся вернуть их обратно в область генерации. Движение электронов в самосогласованных электромагнитных полях за пределами мишени может привести к дипольному излучению электромагнитной волны (ЭМВ) ультракороткой длительности и высокой мощности. Поскольку область генерации этой волны мала, возможна ее дальнейшая фокусировка обычными средствами для проведения фундаментальных и прикладных исследований. Представляет интерес оценить возможный коэффициент преобразования энергии быстрых электронов в отошедшую электромагнитную волну.

В данной работе представлены результаты расчетов, проведенных по программе PM2D, в которых моделировалось движение быстрых электронов и возникающих электромагнитных полей при взаимодействии пикосекундного лазерного импульса с плоской мишенью при интенсивности $q_l \approx 10^{16}$ W/cm².

Постановка задачи и метод решения

Лазерное излучение, сфокусированное в пучке радиуса r_0 , падает на металлическую пластину нормально к поверхности. Временная зависимость мощности подводимого лазерного излучения $P(t)$ задается в виде равнобедренного треугольника с длительностью 10^{-12} s по основанию и пиковым значением $P_{\max} = 10^{10}$ W. В области пятна задается поверхностный источник быстрых электронов с изотропным угловым распределением и максвелловским спектром по энергии с температурой

$$T_e(t) = 100 \cdot \left(\frac{P(t)}{q_0 \cdot \pi r_0^2} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь T_e в keV, мощность лазерного излучения $P(t)$ в ваттах и $q_0 = 10^{18}$ W/cm².

Поток вылетающих из пластины быстрых электронов определяется по формуле

$$F(t) = 6.3 \cdot 10^{29} \cdot \left(\frac{P_{\max}}{q_0 \cdot \pi r_0^2} \right) \cdot A_f \cdot \left(\frac{P(t)}{q_0 \cdot \pi r_0^2} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где $F(t)$ измеряется в think/(cm²/s), A_f — коэффициент преобразования энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов.

Движение быстрых электронов описывается уравнениями

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \cdot \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right), \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad \mathbf{v} = \frac{c\mathbf{p}}{\sqrt{p^2 + m^2c^2}}, \quad (3)$$

m — масса покоя электрона.

Для определения полей используются уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат. Начальные условия берутся нулевыми. Граница $z = 0$ (поверхность пластины) считается металлической

($E_r = 0$). Остальные границы $z = z_{\max}$, $r = r_{\max}$ тоже металлические, но вынесены достаточно далеко и не влияют на распределение полей вблизи пятна.

В основе вычислительного алгоритма используемой нами методики РМ2D лежит расщепление по физическим процессам, которое подразумевает на каждом временном шаге последовательное моделирование:

- инъекции быстрых электронов;
- движения электронов в электрическом и магнитном полях;
- распределения токов электронов в рассматриваемой области;
- электрического и магнитного полей.

Выбор временного шага малым по сравнению с характерным временем изменения электрического и магнитного полей обеспечивает самосогласованность расчета движения электронов и полей.

Для моделирования пространственно-временного распределения электронов применяется метод частиц. Для нахождения численного решения уравнений Максвелла используется явная разностная схема типа "крест".

Результаты расчетов и их анализ

Проведенные расчеты для параметров $A_f = 10^{-1} \div 10^{-3}$ и $r_0 = 20 \div 5 \mu\text{m}$ показывают, что основная часть электронов запирается электрическим полем в области с характерным размером $\sim 1 \mu\text{m}$ вблизи поверхности из генерации. Наиболее высокоэнергетичные электроны преодолевают указанную область и при дальнейшем движении заворачиваются назад к поверхности мишени. При этом часть из них достигнет этой поверхности и поглотится ею.

Результатом неравномерного (прежде всего вдоль z) движения электронов является генерация электромагнитной волны. В рассматриваемом нами случае присутствуют все необходимые признаки дипольного излучения, и для определения параметров отошедшей электромагнитной волны достаточно вычислить временную зависимость второй производной по времени дипольного момента $\ddot{\mathbf{d}}$. Мощность дипольного излучения определяется как

$$I = \frac{2}{3c^3} \ddot{\mathbf{d}}^2, \quad \text{где} \quad \ddot{\mathbf{d}}^2 = \left(\frac{d}{dt} \int j_z dV \right)^2. \quad (4)$$

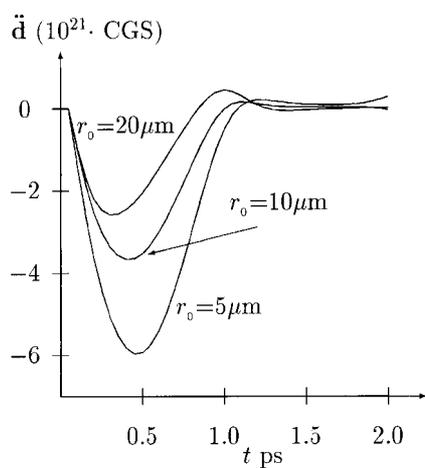


Рис. 1. Временные зависимости второй производной дипольного момента при варьировании радиуса пятна лазерного излучения для $A_f = 0.01$.

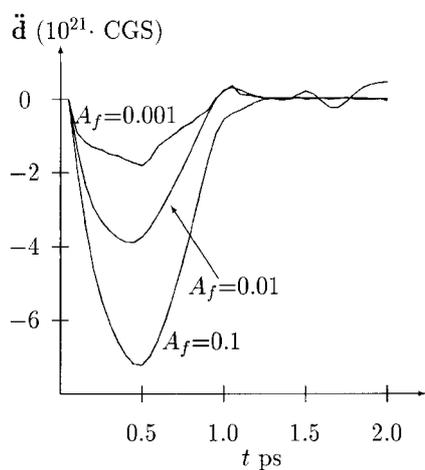


Рис. 2. Вторая производная дипольного момента при различных значениях коэффициента конверсии энергии лазерного излучения для $r_0 = 10 \mu\text{m}$.

Поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в точке наблюдения на расстоянии R связаны с дипольным моментом известными соотношениями [4]

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c^2 R} [\ddot{\mathbf{d}}\mathbf{n}], \quad \mathbf{E} = \frac{1}{c^2 R} [(\ddot{\mathbf{d}}\mathbf{n})\mathbf{n}]. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{n} — единичный вектор в направлении от центра мишени к точке наблюдения.

На рис. 1, 2 приведены зависимости от времени второй производной дипольного момента быстрых электронов для ряда значений параметров r_0 и A_f . Как следует из проведенных расчетов по программе PM2D, коэффициент конверсии лазерного излучения в ЭМВ может достигать значений $K_{\max} = I_{\max}/P_{\max} \approx 10^{-5}$ при $r_0 = 10 \mu\text{m}$ и $A_f = 0.1$, а также при $r_0 = 5 \mu\text{m}$ и $A_f = 0.01$, что соответствует коэффициентам преобразования энергии быстрых электронов в энергию электромагнитного импульса $\eta = K/A_f \approx 10^{-4} - 10^{-3}$.

Заключение

Расчеты, проведенные по программе PM2D, показали, что эффективность преобразования энергии быстрых электронов в электромагнитный импульс субпикосекундной длительности может достигать величины $10^{-3} - 10^{-4}$ при интенсивности ультракороткого лазерного излучения на мишени $10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

Авторы благодарны МНТЦ, при финансовой поддержке которого была выполнена данная работа по Проекту ISTC № 107–94.

Список литературы

- [1] Rousse A., Geindre J.P., Audebert P. et al. // Phys. Rev. 1994. E50. P. 2200–2207.
- [2] Dunn J., Young B.K.F., Hankla A.K. et al. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. AIP Conference Proceedings 369. P. 652–659. Eds: Sadao Nakai and George H. Miley. NY, 1996.
- [3] Zarysov A.L., Borodin V.G., Lykov V.A. et al. Report at 13th International Conference on LI&RPP. Monterey, California USA, April 13–18, 1997. Book of Abstracts.
- [4] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. М.: Физ.-мат. литературы, 1960. 213 с.