

УДК 533.9.082.5:621.373.826:517.443

Диагностика плазмы ультракороткими импульсами лазерного излучения

Н. С. Захаров, С. В. Холод

Центральный физико-технический институт, г. Сергиев Посад, Россия

Предложен метод диагностики плазмы предельно короткими импульсами (ПКИ) лазерного излучения (ЛИ). Показаны основные особенности поведения таких импульсов в плазме. Проведены оценки диапазонов применимости такого метода.

Известный интерес представляют исследования взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом [1–3], в частности, их распространение в оптических средах и плазме [4]. Всестороннее понимание этих процессов может лечь в основу совершенствования методов определения свойств среды. В частности, может получить развитие диагностика плазмы ПКИ ЛИ длительностью приближающихся к волновому пределу и состоящих из малого числа колебаний электромагнитного поля.

Предельно короткие импульсы ЛИ имеют особенности, кардинально меняющие картину их взаимодействия и плазмы. Становится неприменим подход медленноменяющейся огибающей импульса. Само понятие огибающей для импульсов, состоящих, например, из двух-трех периодов колебаний, теряет свой смысл.

Падающий на границу среды ЛИ (граничное условие) может быть описан как

$$E(t)|_{x=0} = \tilde{E}_0(t) \exp(-i\omega_0 t),$$

где $\tilde{E}_0$ — огибающая комплексной амплитуды;

ω_0 — частота когерентного лазерного излучения, равная $2\pi c/\lambda_0$ (рис. 1, а).

Для решения задач переноса такого излучения в плазме проведем Фурье-преобразование электрического поля лазерного импульса

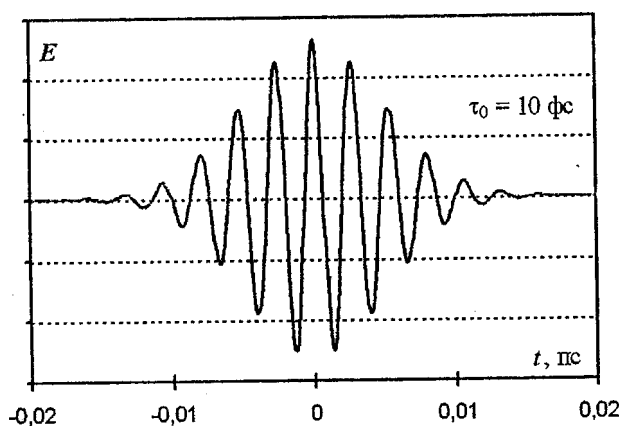
$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt.$$

Распространяющийся в среде импульс может быть представлен в виде суперпозиции плоских монохроматических волн

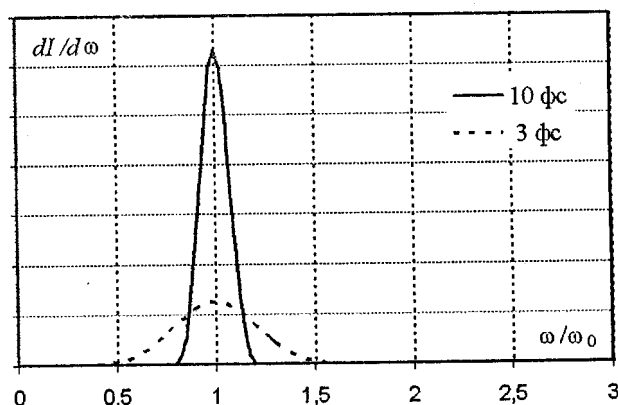
$$E(x, t) = \int_0^{\infty} E(\omega) \exp(-i\omega t + ikx) d\omega, \quad (1)$$

распространение которых можно легко найти из волновых уравнений. Спектральный состав таких импульсов представлен на рис. 1, б. Как видно, спектр разложения для фемтосекундных импульсов значительно уширяется при уменьшении длительности импульса до $\pm 0,5 \omega_0$.

Рассмотрим, каким образом различные свойства плазмы оказывают влияние на эволюцию предельно короткого волнового пакета и насколько они могут быть определены из этой эволюции.



а



б

Рис. 1. Профиль (а) и спектры (б) предельно коротких импульсов ЛИ

Дисперсионное распывание

Влияние дисперсии на импульс заключается в том, что каждый спектральный компонент распространяется со своей скоростью, что может быть выражено как приращение фазы на отрезке $[0, L]$

$$\varphi(\omega) = \int_0^L k(\omega, x) dx, \tag{2}$$

где $k(\omega, x) = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2(x)}{c^2}}$; $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e(x)e^2}{m_e}}$; $\tag{3}$

$n_e(x)$ — профиль электронной плотности.

Некоторые примеры эволюции формы гауссовских импульсов при распространении без потерь приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что раньше наблюдается высокочастотная часть спектра, скорость которой в плазме выше. Это означает, что распывание волнового пакета представляет собой как бы лупу спектра, и регистрация импульса может состоять в измерении как $I(t)$, так и $\omega(t)$ и $I(\omega)$.

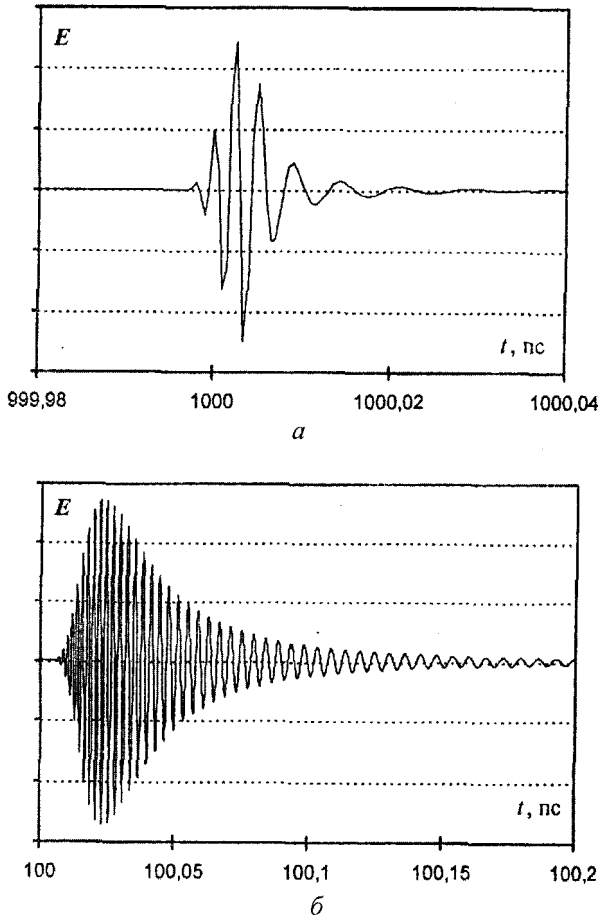


Рис. 2. Дисперсионное удлинение предельно коротких импульсов ЛЛ:
а — $\tau_0 = 3$ фс; $n_e = 10^{16}$ см⁻³; $L = 30$ см; б — $\tau_0 = 3$ фс; $n_e = 10^{18}$ см⁻³; $L = 3$ см

На рис. 3 показано удлинение импульса на разных отрезках при различной электронной плотности, постоянной на каждом из этих отрезков. Из рис. 3 видно, для каких концентраций и на каких размерах ячейки происходит удлинение импульса, достаточное для удовлетворительного диагностирования. В частности, для более коротких импульсов удлинение их становится заметным при меньших электронных концентрациях при одинаковых размерах ячеек, и, следовательно, возможно более точное определение концентрации по удлинению импульса. Для этих областей зависимость τ/τ_0 от n_e может быть с достаточной точностью аппроксимирована как

$$\tau/\tau_0 \approx \sqrt{1 + \left(25n_e L \frac{2e^2}{\omega_0^3 m_e \tau_0^2} \right)^2},$$

что удовлетворительно согласуется с выводом удлинения гауссовских импульсов [1].

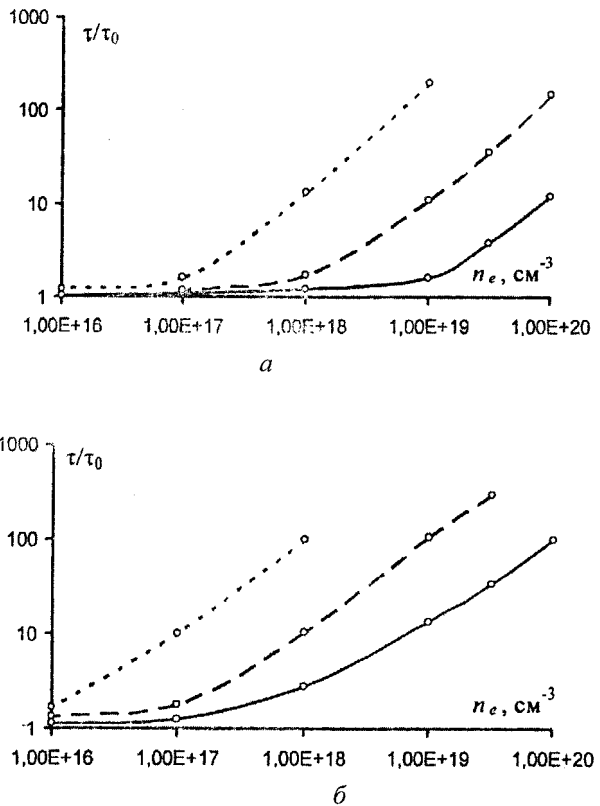


Рис. 3. Зависимость величины относительного удлинения импульса ЛЛ от электронной плотности на различных длинах для длительностей импульса τ_0 :
а — 10 фс; б — 3 фс:
— о — 0,3 см; — о — — 3 см; — о — — — 30 см

Экспериментальная реализация метода диагностики электронной плотности состоит в сканировании либо сечения плазменной области в двух направлениях, либо всей области в трех

различных направлениях с пространственным шагом, определяемым из рис. 3, и последующем восстановлении распределения электронной плотности в ячейках из величины суммарного удлинения импульса вдоль линий сканирования. В отличие от известного интерференционного метода определения концентрации электронов, например в [5–7], построение измерительных систем на ПКИ позволит обходиться без опорного луча, кроме того, исключается неопределенность измерения порядка разности фаз $2\pi l$.

Для очень плотной плазмы при попадании в спектральный диапазон импульса плазменной частоты невозможно нахождение эволюции волнового пакета в приближении прозрачной оптической среды [3, 8], поскольку $k(\omega)$ становится неразложимым по степеням $(\omega - \omega_0)$ на всем спектре. Но, основываясь на уравнениях (1)–(3), становятся возможными численное моделирование эволюции импульса в таких условиях и измерение электронной плотности как по прошедшему, так и по отраженному сигналу. В условиях более высокой плотности, близкой к твердотельной, когда весь спектр ПКИ оказывается меньше плазменной частоты, остается возможной регистрация только отраженного сигнала.

Поворот плоскости поляризации

При наличии в плазме магнитного поля уравнения (1) и (3) распадаются на уравнения для правой и левой круговой поляризации [9], т. е.

$$E(x, t) = \int_0^\infty E(\omega) \times \\ \times \left[\frac{1+i}{\sqrt{2}} \exp(-i\omega t + ik_R x) + \frac{1-i}{\sqrt{2}} \exp(-i\omega t + ik_L x) \right] d\omega,$$

где

$$k_{R,L}(\omega, x) = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_e^2(x) \frac{\omega}{(\omega \mp \Omega_e)} - \omega_i^2(x) \frac{\omega}{(\omega \pm \Omega_i)}}{c^2}};$$

$$\omega_{e,i} = \sqrt{\frac{4\pi n_{e,i}(x) e^2}{m_{e,i}}};$$

$$\Omega_{e,i} = \frac{Z_e B}{m_{e,i} c} \text{ — циклотронные частоты.}$$

Численное моделирование (рис. 4) показывает, что импульс приобретает различное значение поворота плоскости поляризации $\alpha(t)$ вдоль своего профиля. Здесь обращают на себя внимание два факта. Во-первых, зависимость $\alpha(t)$ линей-

на, во-вторых, нулевому значению угла поворота плоскости поляризации соответствует время, равное c/L , т. е. условию распространения излучения в вакууме. Рассчитанный по [7] угол поворота α на частоте ω_0 оказывается почти в два раза меньше угла к концу ПКИ, что свидетельствует о большей эффективности предложенного метода.

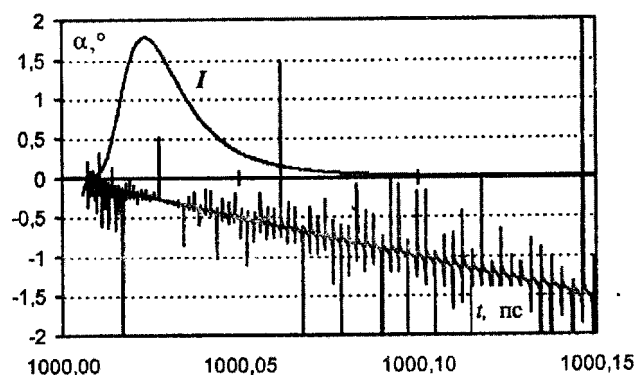


Рис. 4. Профиль интенсивности и зависимость угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле $B = 10$ кГс от времени прихода импульса: $\tau_0 = 3$ фс; $n_e = 10^{17}$ см $^{-3}$; $L = 30$ см; $B = 10$ кГс

Изменение профиля импульса

При прохождении на длине ячейки L ПКИ будет претерпевать изменения, которые могут быть выражены еще одним множителем для формулы (1)

$$E(x, t) = \int_0^\infty E(\omega) \exp\left(-\frac{1}{2} \kappa(\omega) x\right) \exp(-i\omega t + ikx) d\omega,$$

где $\kappa(\omega)$ — коэффициент поглощения.

Если в плазме имеются линии поглощения в диапазоне ширины спектра импульса $\Delta\omega_0$, то это также может оказывать влияние на форму импульса.

Как показывает численное моделирование (рис. 5), регистрация линий поглощения возможна, если точность измерения $I(\omega)$ будет меньше ширины линии либо объем плазмы настолько велик, что при расплывании волнового пакета отображение ширины линии на временную ось, т. е. $I(t)$ становится больше периода колебаний, что может быть оценено как

$$\frac{\Delta\omega_1 \tau \omega_0}{2\pi \Delta\omega_0} > 1,$$

где $\Delta\omega_1$ — ширина регистрируемой линии.

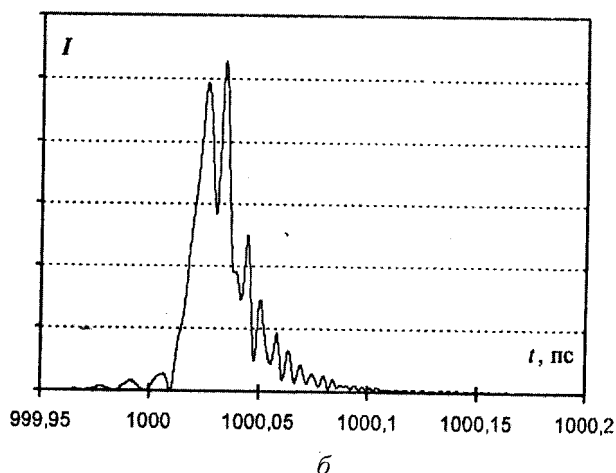
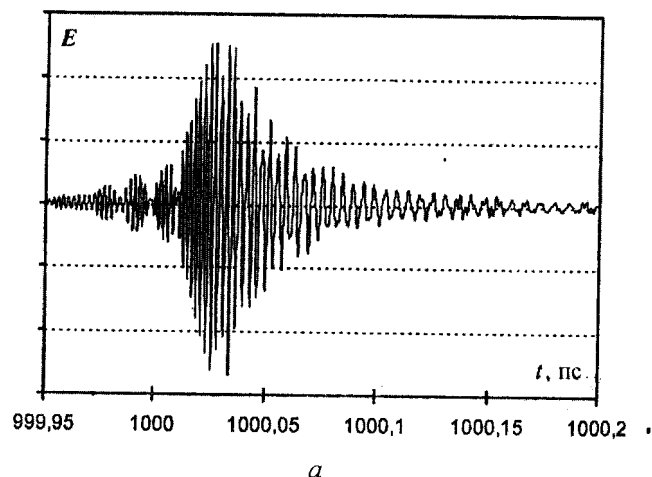


Рис. 5. Профили напряженности поля (а) и интенсивности (б) предельно короткого импульса ЛИ при наличии линейчатого поглощения в плазме: $\tau_0 = 3$ фс; $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $L = 30$ см

Вышесказанное требует очень большого коэффициента удлинения импульса, поэтому для диагностики ионного состава предпочтительней спектральные методы.

Заключение

Использование ПКИ ЛИ может быть достаточно эффективно для исследования таких параметров плазмы, как электронная плотность, магнитная индукция, спектр поглощения, что значительно расширяет возможности лазерной диагностики. Наличие большого количества измеряемых величин: $I(t)$, $I(\omega)$, $\omega(t)$, $\alpha(t)$ — способно дать значительно больше данных для анализа свойств среды.

Изучение же влияния параметров плазмы на пространственную эволюцию ПКИ позволит расширить диапазоны применимости данного метода. Дальнейшее развитие экспериментальной техники и появление более коротких (менее фемтосекунды) источников излучения рентгеновского диапазона [10] позволит еще более увеличить способности такой диагностики.

Литература

1. Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988.
2. Лютер-Дэвис Б., Гамалий Е. Г., Янжи Ванг, Роде А. В., Тихончук В. Т. // Квантовая электроника, 1992. Т. 19. № 4. С. 317—359
3. Барсуков В. С., Карасев В. Б., Козлов С. А., Шполянский Ю. А. Дисперсное расплывание фемтосекундных световых импульсов с континуумным спектром // Оптические и лазерные технологии. — СПб., 2001.
4. Чеготов М. В. Расщепление коротких лазерных импульсов на ионизационном фронте: Тез. XXVIII Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС, 19—23 февраля 2001 г.
5. Стрелков В. С. Физические основы методов диагностики плазмы в токамаке. — М.: МИФИ, 2004.
6. Диагностика плазмы // Сб. ст. Вып. 6/ Под ред. М. И. Пергамента. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. Методы исследований плазмы/ Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. — М.: Мир, 1971.
8. Козлов С. А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей // Проблемы когерентной и нелинейной оптики. — СПб., 2000.
9. Калитиевский Н. И. Волновая оптика. — М.: Высш. шк., 1978.
10. Kienberger R., Hentschel M., Spielmann C., Reider G. A., Milosevic N., Heinzmann U., Drescher M., Krausz F. // Applied Physics B 74 [Suppl.], 2002. S. 3—9.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2005 г.

Diagnostics of plasma by ultrashort laser pulses

N. S. Zakharov, S. V. Kholod

Central Institute of Physics and Technology, Sergiev Posad, Moscow Region, Russia

The method of plasma diagnostics by extremely short laser pulses is offered. The basic features of behavior of such pulses in plasma are shown. The estimations of ranges of applicability of such method are carried out.