Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 7, с. 443 – 446 © 2014 г. 10 апреля

Метод фазовой коррекции интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов при обратном рамановском рассеянии в плазме

А. А. Балакин[1)], *Г. М. Фрайман*

Институт прикладной физики РАН, 603950 Н.Новгород, Россия

Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2014 г.

Предложен метод получения интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов с заданным фазовым фронтом. Метод состоит в использовании обратного рамановского рассеяния в плазме. Он позволяет задавать фазу лазерных импульсов с длительностью от 100 фс и интенсивностью до одной десятой от релятивистской интенсивности.

DOI: 10.7868/S0370274X14070042

В настоящее время использование обратного рамановского (комбинационного) рассеяния в плазме представляет собой один из наиболее перспективных способов получения ультраинтенсивных сверхкоротких лазерных импульсов. По сравнению с обычной техникой усиления частотно-модулированных импульсов в плазме можно получить мощность на выходе в 10^4–10^5 раз выше [1–3]. Режим компрессии, основанный на обратном рамановском рассеянии в плазме, получил экспериментальное подтверждение [4, 5]. В частности, был продемонстрирован выход на нелинейный режим с истощением импульса накачки. Однако нелинейный режим, достигнутый в экспериментах, не перешел в стадию значительного усиления выходного импульса. Причиной этому стали различные паразитные эффекты, приводящие либо к усилению шумов (тепловых флуктуаций плазмы и предымпульса усиливаемого импульса [6]), либо к нарушению условий трехволнового синхронизма для обратного рамановского рассеяния из-за неоднородности плотности плазмы [7].

В данной работе предложен другой способ использования обратного рамановского рассеяния в плазме. Мы предлагаем применять его для получения сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с заданным фазовым фронтом. Требования к параметрам плазмы и длительности ее существования в данном режиме оказываются здесь более мягкими, чем при обычной схеме рамановской компрессии. Идея метода основана на том, что все плавные в продольном направлении фазовые возмущения импульса накачки берет на себя наиболее слабая из волн (плазменная волна). В результате усиливаемый импульс будет обладать слабовозмущенным исходным фазовым фронтом и, соответственно, хорошей фокусируемостью.

Продемонстрируем это непосредственно с помощью уравнений для обратного рамановского рассеяния в плазме, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \partial_t a + \partial_z a &= -bf, \\ \partial_t b - \partial_z b &= af^*, \\ \partial_t f &= ab^*. \end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь a и b – нормированные на mc^2/e комплексные амплитуды вектор-потенциалов волны накачки и усиливаемого импульса соответственно; f – амплитуда потенциала плазменной волны, нормированная на $(mc^2/2e)\sqrt{\omega_p/2\omega_0}$. Время t нормировано на $t_0 = \sqrt{2/\omega_0\omega_p}$, продольная координата z – на ct_0; ω_0 и $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$ – лазерная и плазменная частоты. В уравнениях (1) мы пренебрегли неодномерными эффектами, поскольку обсуждаемые ниже процессы происходят на трассах порядка 100 мкм, когда дифракция и рефракция на неоднородностях плазмы пренебрежимо малы.

Уравнения (1) обладают важным свойством: если изначально фазы φ_a, φ_b электромагнитных волн a, b постоянны вдоль импульса, то эти уравнения можно переписать как уравнения для действительных величин A, B, F при использовании замены

$$a = Ae^{i\varphi_a}, \quad b = Be^{i\varphi_b}, \quad f = Fe^{i(\varphi_a-\varphi_b)}. \qquad (2)$$

Таким образом, все возмущения фазы накачки φ_a оказываются в фазе плазменной волны. Величины A, B, F остаются действительными по мере взаимо-

[1)]e-mail: balakin@appl.sci-nnov.ru

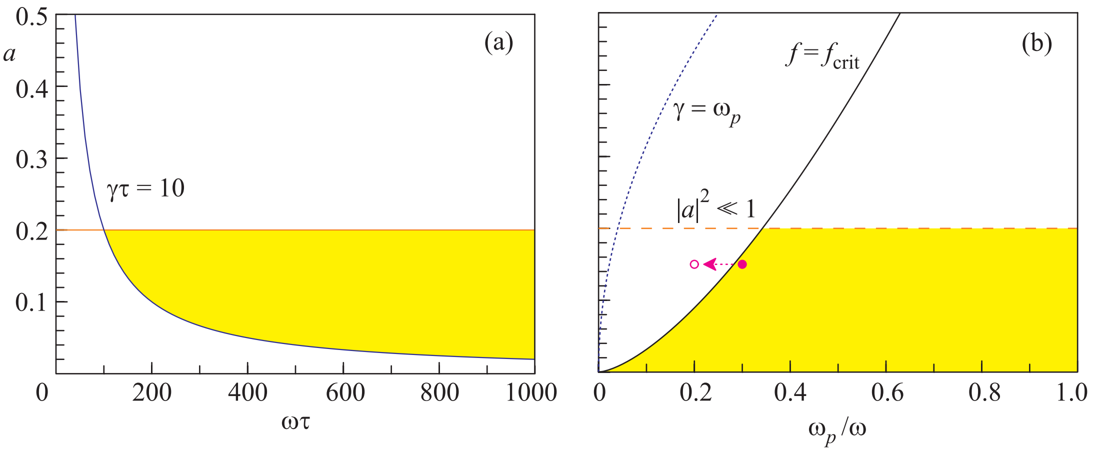

Рис. 1. Область параметров для реализации схемы фазовой коррекции интенсивного импульса. Закрашена область допустимых параметров для минимальной длительности импульса $\gamma\tau \gg 1$ (a) и для минимальной плотности плазмы (b) в зависимости от амплитуды исходного импульса

действия. Однако они не будут равны абсолютному значению амплитуды полей, т.к. решения (1) даже для изначально положительных значений амплитуды полей в общем случае являются знакопеременными (например, таково хорошо известное π-импульсное решение [1, 8]).

Случай постоянной вдоль импульса фазы типичен для импульсов, полученных, например, после рамановской компрессии. В общем случае у лазерного импульса возможна и продольная частотно-фазовая модуляция. Тем не менее предлагаемый метод продолжает работать и для таких импульсов. Действительно, дифференцируя (1) по t, получим

$$\partial_{tt}b - \partial_{tz}b = (|a|^2 - |f|^2)b - f^*\partial_z a. \qquad (3)$$

Первое слагаемое в правой части (3) не меняет исходного фазового фронта импульса b. Изменения фазового фронта может вызвать только член $f^*\partial_z a$. Однако произвольная однородная по поперечным координатам фазовая модуляция (например, линейная частотная модуляция накачки $a \sim e^{iq(t-z)^2}$) меняет фазовый фронт усиливаемого импульса одинаковым образом, внося эффективный нелинейный набег фаз, пропорциональный усредненной вдоль импульса амплитуде накачки. Действительно, даже на линейной стадии рамановского рассеяния, когда $b, f \propto e^{|a|t}$, итоговый набег фаз усиливаемого импульса $\Delta\varphi_b$ получается равным

$$\Delta\varphi_b = -i\int(a^*\partial_z a - \text{c.c.})dz/|a| \approx 2|a|\Delta\varphi_a, \qquad (4)$$

т.е. суммарному набегу фаз импульса накачки $\Delta\varphi_a$, умноженному на малое число $|a| \ll 1$.

Таким образом, рамановское усиление само по себе может служить эффективным механизмом изменения фазы ультраинтенсивных импульсов. Если для этого процесса использовать преимущественно линейную стадию рассеяния, когда рост амплитуды усиливаемого импульса экспоненциально быстр, то удастся выполнить такое изменение на достаточно малой длине плазмы. Малость длины взаимодействия, в свою очередь, обеспечит отсутствие возмущений фазы выходного импульса, вызываемых возможными неоднородностями плотности плазмы. Кроме того, при использовании линейной стадии рамановского усиления отсутствует сколько-нибудь заметный рост тепловых шумов плазмы. Соответственно отсутствует и необходимость предпринимать специальные меры (например, создание градиента плотности плазмы или добавление линейной частотной модуляции импульса накачки) для подавления шумового сигнала. Переход же к нелинейной стадии усиления нецелесообразен, т.к. наряду с дополнительной компрессией импульса возрастают и различные факторы, способные разрушить фазовый фронт выходного импульса.

Итоговая схема фазовой коррекции достаточно проста. Это классическая схема рамановской компрессии в плазме [1, 4, 5], в которой в качестве накачки используется интенсивный "очищаемый" импульс, а в качестве усиливаемого импульса – слабый импульс с заданным фазовым фронтом.

Реализация предлагаемой схемы фазовой коррекции интенсивного импульса накладывает довольно слабые ограничения на "очищаемый" импульс (импульс накачки). Во-первых, его длительность должна быть достаточно велика, чтобы на ней умещалось несколько (порядка 10) длин усиления (см. рис. 1a):

$$\gamma\tau \gg 1. \qquad (5)$$

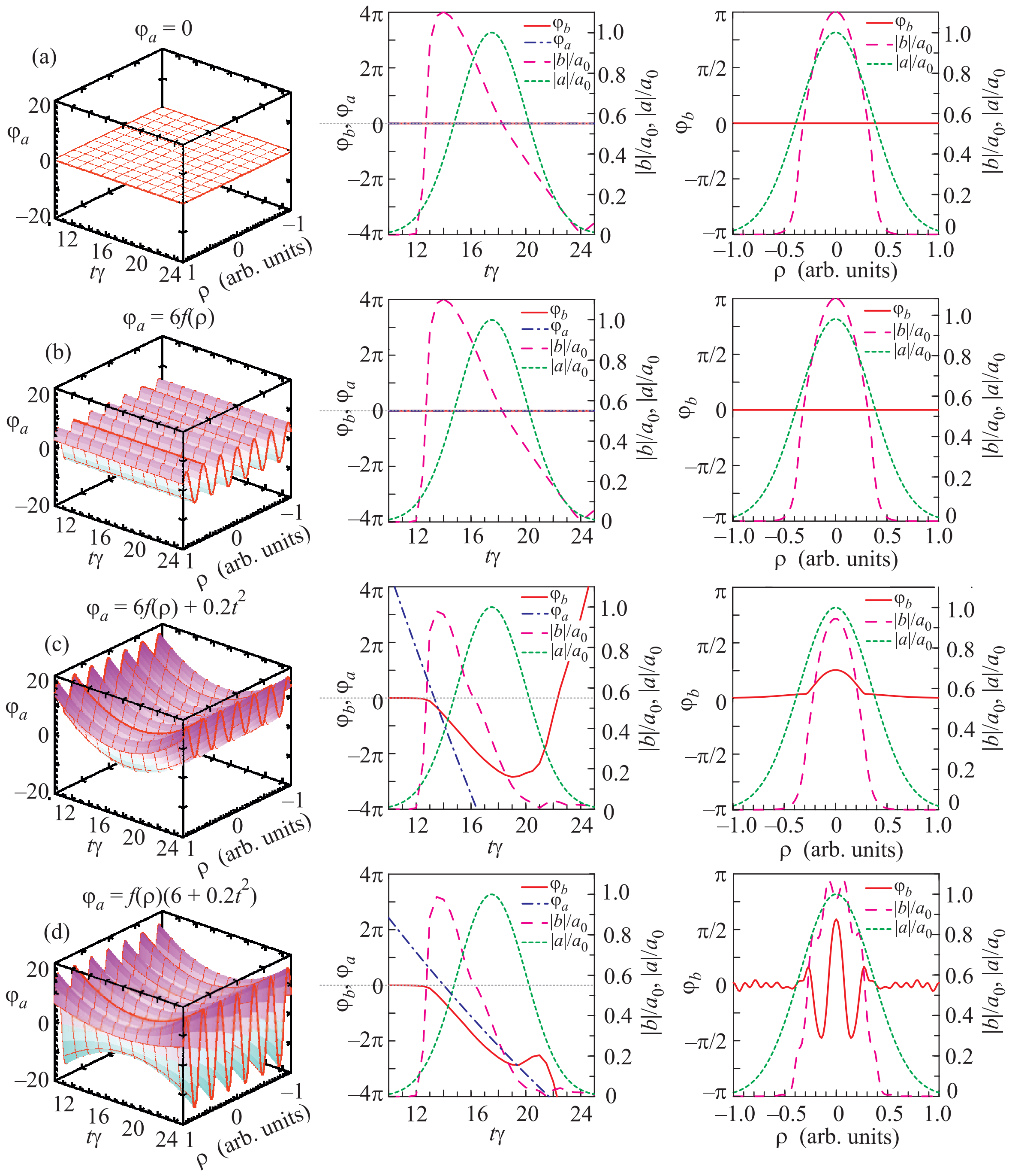

Рис. 2. Пример рамановского усиления импульсом накачки с различной частотной модуляцией. Показаны амплитуды и фазы усиленного импульса b и импульса накачки a на оси системы (центральная колонка) и в поперечном сечении в точке максимума поля (правая колонка). Слева приведены исходные фазовые модуляции импульса накачки. Амплитуды импульса накачки и выходного импульса нормированы на начальную амплитуду накачки a_0

Во-вторых, инкремент усиления должен быть мал, чтобы остаться в пределах адиабатического режима возбуждения плазменной волны:

$$\gamma \ll \omega_p \quad \Leftrightarrow \quad a \ll \sqrt{\omega_p/\omega}, \qquad (6)$$

и избежать опрокидывания плазменной волны:

$$a \leq (\omega_p/\omega)^{3/2}. \qquad (7)$$

Последнее условие не является критичным, поскольку рамановское усиление продолжается даже в условиях опрокидывания плазменной волны, хотя и с меньшей эффективностью [4]. В-третьих, интенсивность накачки должна быть мала в сравнении с релятивистским уровнем для того, чтобы избежать эффектов самовоздействия (самофокусировки):

$$a \ll 1. \tag{8}$$

Графически эти условия изображены на рис. 1.

Для более-менее реалистичных условий экспериментальной реализации можно предложить использование плазмы с плотностью $\omega_p/\omega \sim 0.2$ при интенсивности лазерного импульса $a \sim 0.1{-}0.2$. Это соответствует плотности $\sim 10^{20}$ см^3 и интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см^2 для длины волны $\lambda = 1$ мкм. Длительность импульса накачки в таких условиях должна составлять не менее 100 фс.

Для тестирования данной схемы мы выполнили расчеты для гауссова импульса накачки с длительностью $10/\gamma$ и различной фазовой модуляцией (рис. 2): однородная фаза $\varphi_a = 0$ (рис. 2a), пространственно-неоднородная фаза $\varphi_a = 6f(\rho)$ (рис. 2b), пространственно-неоднородная фаза с однородной частотной модуляцией $\varphi_a = 6f(\rho) + 0.2\tau^2$ (рис. 2c), фаза с пространственно-неоднородной частотной модуляцией $\varphi_a = f(\rho)(6 + 0.2\tau^2/f_{\max})$ (рис. 2d), где $f(\rho) = \cos\kappa\rho$. Расчеты проводились для длины плазмы $20c/\gamma$, что соответствует 70 мкм для обсуждавшихся выше параметров. Результаты расчетов показывают отсутствие существенных фазовых возмущений в усиливаемом импульсе для всех случаев, кроме последнего.

Отсутствие фазовых возмущений в усиленном импульсе для случаев однородной по продольной координате фазы импульса накачки (рис. 2a и b) напрямую следует из (2). Наличие дополнительной однородной по поперечным координатам фазовой модуляции (рис. 2c) приводит к незначительному ослаблению усиления и появлению слабой регулярной фазовой модуляции, пропорциональной поперечному амплитудному профилю импульса накачки (4). Данную фазовую модуляцию легко компенсировать при создании усиливаемого импульса.

Ситуация качественно меняется, если фазовая модуляция импульса накачки зависит от продольной и поперечной координат более сложным образом (рис. 2d). В этом случае из-за неоднородной частотной модуляции усиление становится существенно неоднородным в поперечном направлении. Соответственно заметно искажается амплитудный профиль усиливаемого импульса. Кроме того, фазовый профиль также оказывается сильно и нерегулярно возмущенным. Отметим, что все это происходит несмотря на то, что абсолютная величина частотной модуляции на рис. 2c и d одинакова. К счастью, представленный на рис. 2d случай достаточно редок и, определенно, не может реализоваться в результате рамановской компрессии в отсутствие дополнительной ионизации среды.

Итак, в настоящей работе предложен метод получения интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов с контролируемым фазовым фронтом. Метод состоит в использовании преимущественно линейной стадии обратного рамановского рассеяния в плазме. В качестве накачки применяется интенсивный "очищаемый" импульс. В качестве усиливаемого импульса ("зародыша") используется слабый сверхкороткий лазерный импульс с заданным фазовым фронтом. Энергетическая эффективность данного метода оказывается примерно равной 50 %. Отсутствие фазовых возмущений обеспечивается свойствами трехволнового взаимодействия и малой оптической толщиной второго плазменного слоя. Задание "правильной" фазы у выходного импульса позволит обеспечить дальнейшую фокусируемость полученного импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 12-02-00650 и 14-02-00628).

1. V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch, Phys. Plasmas **7**, 2232 (2000).
2. R. M. G. M. Trines, F. Fiúza, R. Bingham, R. A. Fonseca, L. O. Silva, R. A. Cairns, and P. A. Norreys, Nature Physics **7**, 87 (2011).
3. N. J. Fisch and V. M. Malkin, Phys. Plasmas **10**, 2056 (2003).
4. А. А. Балакин, Д. В. Карташов, А. М. Киселев, С. А. Скобелев, А. Н. Степанов, Г. М. Фрайман, Письма ЖЭТФ **80**, 15 (2004).
5. A. A. Balakin, G. M. Fraiman, N. J. Fisch, and S. Suckewer, Phys. Rev. E **72**, 036401 (2005); R. K. Kirkwood, E. Dewald, C. Niemann, N. Meezan, S. C. Wilks, D. W. Price, O. L. Landen, J. Wurtele, A. E. Charman, R. Lindberg, N. J. Fisch, V. M. Malkin, and E. O. Valeo, Phys. Plasmas **14**, 113109 (2007); S. Son, S. Ku, and S. J. Moon, Phys. Plasmas **17**, 114506 (2010); J. Ren, S. Li, A. Morozov, S. Suckewer, N. A. Yampolsky, V. M. Malkin, and N. J. Fisch, Phys. Plasmas **15**, 056702 (2008).
6. V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch, Phys. Rev. Lett. **84**, 1208 (2000); Yu. A. Tsidulko, V. M. Malkin, and N. J. Fisch, Phys. Rev. Lett. **88**, 235004 (2002); A. A. Balakin, G. M. Fraiman, N. J. Fisch, and V. M. Malkin, Plasma Physics, **10**, 4856 (2003).
7. A. Solodov, V. M. Malkin, and N. J. Fisch, Phys. Plasmas **10**, 2540 (2003); A. A. Balakin, N. J. Fisch, G. M. Fraiman, V. M. Malkin, and Z. Toroker, Phys. Plasmas **18**, 102311 (2011); A. A. Balakin, N. J. Fisch, G. M. Fraiman, V. M. Malkin, and Z. Toroker, Phys. Plasmas **19**, 083110 (2012)
8. G. L. Lamb, Jr., Rev. Mod. Phys. **43**, 99 (1971); В. Е. Захаров, Письма в ЖЭТФ **32**, 603 (1980); С. В. Манаков, Письма в ЖЭТФ **35**, 193 (1982).