

УСКОРИТЕЛЬ НА КИЛЬВАТЕРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЕ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ САМОМОДУЛЯЦИЮ КАНАЛИРУЕМОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Н.Е.Андреев, Л.М.Горбунов, В.И.Кирсанов, А.А.Погосова*

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий ОИВТ РАН
127924 Москва, Россия*

**Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 октября 1994 г.

Предлагается новая схема лазерного ускорителя на кильватерной волне. От ранее обсуждавшихся схем она отличается, с одной стороны, как методом инициирования, так и методом поддержания самомодуляции лазерного импульса, с другой стороны, – возможностью возбуждения более быстрых интенсивных плазменных волн в течение времени, необходимого для ускорения электронов. Проведенные численные расчеты при параметрах, типичных для многих современных лазерных установок, подтвердили основные идеи предполагаемой схемы ускорения.

Лазерные методы ускорения в плазме широко исследуются в настоящее время как возможные кандидаты для создания следующего поколения ускорителей. Одной из многообещающих является концепция лазерного ускорителя на кильватерной волне [1–3], где короткий ($\tau \leq 1$ пс) мощный (более 10^{12} Вт) лазерный импульс, распространяясь в плазме, генерирует кильватерную плазменную волну (КПВ) большой амплитуды, которая захватывает и ускоряет электроны. Численные расчеты, проведенные в последнее время [4–7], показали, что амплитуда КПВ значительно возрастает при резонансной самомодуляции лазерного импульса, которая возникает, если, с одной стороны, продольный размер лазерного импульса L составляет несколько длин плазменных волн ($\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$), а с другой стороны, если пиковая лазерная мощность порядка критической мощности для релятивистской самофокусировки $P_{cr} \geq 16,2 (\lambda_p/\lambda_0)^2 \cdot 10^9$ Вт, где λ_0 – длина волны лазерного излучения. На современных лазерных установках [8] оба эти условия могут быть выполнены только в достаточно плотной плазме, где характеризующий фазовую скорость КПВ релятивистский фактор $\gamma = \lambda_p/\lambda_0$ составляет $10 \div 30$. Это отвечает весьма умеренной энергии захватываемых волной электронов ($5 \div 15$ МэВ) и налагает ограничение на их максимальную энергию (менее $50 \div 500$ МэВ).

В настоящей работе мы предлагаем другой метод инициирования и поддержания на большой длине самомодуляции лазерного импульса с пиковой мощностью меньше P_{cr} . Тем самым открывается возможность возбуждения кильватерных волн с большими факторами γ и ускорения электронов до более высоких энергий на современных лазерных установках.

1. На начальной стадии самомодуляцию импульса можно рассматривать как неустойчивость [9–13], при развитии которой одновременно нарастают возмущения плотности электронов и интенсивности излучения, имеющие длину волны λ_p . Нарастание возмущений происходит, начиная от уровня тех плазменных волн, которые генерируются лазерным импульсом и имеют крайне малую амплитуду при достаточно гладком и длинном ($L > \lambda_p$) импульсе [2, 10].

Повышение уровня начальных возмущений и "запуск" неустойчивости в расчетах [4–7] связаны с эффектом релятивистской самофокусировки. По мере распространения импульса его центральная, более интенсивная часть, сжимается, а передняя и задняя части расширяются из-за дифракции. Форма импульса в продольном направлении эволюционирует таким образом, что характерный масштаб изменения интенсивности уменьшается. При приближении этого масштаба к λ_p возрастает амплитуда плазменных волн, возбуждаемых передним фронтом импульса, и происходит "запуск" неустойчивости. Возможность запуска неустойчивости резким передним фронтом (порядка λ_p) импульса осуждалась в [13].

В данной работе мы предлагаем другой механизм "запуска" резонансной модуляционной неустойчивости. Наряду с основным коротким интенсивным импульсом, имеющим частоту ω_0 , мы предлагаем ввести в плазму другой менее интенсивный длинный импульс с частотой, сдвинутой относительно ω_0 на плазменную частоту ω_p . Возникающая в области основного импульса волна биений генерирует плазменную волну, которая и инициирует модуляционную неустойчивость. При этом пиковая мощность P_0 в основном импульсе (максимальный поток энергии через поперечное сечение) может быть ниже P_{cr} .

В работах [4–7] условие $P_0 \geq P_{cr}$ было необходимо также и для компенсации дифракционного расплывания импульса. Именно благодаря выполнению этого условия высокая интенсивность излучения сохранялась в течение времени, которое было достаточным для развития модуляционной неустойчивости.

При $P < P_{cr}$ эффект релятивистской фокусировки в значительной мере ослаблен, и для поддержания формы импульса мы предлагаем использовать предварительно подготовленный плазменный канал, экспериментально реализованный в работе [14] и обсуждавшийся применительно к распространению коротких импульсов ($L < \lambda_p$) в работах [3, 15].

2. Чтобы проверить и доказать приведенные выше физические соображения, мы провели численные расчеты по распространению относительно длинных ($L > \lambda_p$) импульсов со сравнительно низкой пиковой мощностью $P < P_{cr}$ в плазменном канале при наличии второго относительно слабого импульса со сдвинутой частотой.

Система связанных уравнений для безразмерной огибающей амплитуды лазерного импульса $a = eE/\omega_0 mc$, распространяющегося вдоль оси Z , и для безразмерных возмущений плотности электронов $N = \delta n/n_0$ (где n_0 есть минимальная плотность на оси канала, имеющего параболический радиальный профиль: $n = n_0[1 + \rho^2/R_{ch}]^2$) имеет вид

$$(2i\omega_0\omega_p^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} + \Delta_\perp) a = a \left[N - \frac{1}{4} |a|^2 + \left(\frac{\rho}{R_{ch}} \right)^2 \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 N}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 N}{\partial \xi \partial \tau} + N = \frac{1}{4} \Delta |a|^2, \quad (2)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$ ($\omega_0 \gg \omega_p$), $\tau = \omega_p t$, $\xi = \omega_p(z - ct)/c$, $\rho = \omega_p r/c$, $\Delta = (\partial^2 / \partial \xi^2) + \Delta_\perp$, $\Delta_\perp = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) \right]$. Величина R_{ch} характеризует ширину канала в единицах c/ω_p и предполагается большой по сравнению с единицей. Система уравнений (1) и (2) справедлива при $|a| < 1$ и $N < 1$, и в отсутствии плазменного канала подобная система решалась численно в работах [4, 6, 9, 10].

3. В качестве примера мы приведем результаты расчетов для импульса, который имел начальную гауссовскую форму как в продольном, так и в поперечном направлениях:

$$a(\xi, t = 0) = a_0 \exp[-(\xi^2/L^2 + \rho^2/L_{\perp}^2)], \quad (3)$$

где $a_0 = 0,2$; $L = 40$, $L_{\perp} = 4$. Расчеты проводились для канала радиусом $R_{ch} = 7,8$ при максимальной мощности в импульсе $P_0/P_{cr} = 0,025$ и для $\gamma = 50$.

На рис.1 показано изменение амплитуды возбуждаемой кильватерной плазменной волны N_w и максимальная амплитуда поля в лазерном импульсе a_m в зависимости от пройденного импульсом расстояния, измеряемого в рэлеевских длинах ($Z/Z_R = 2\tau(\omega_p/\omega_0)/L_{\perp}^2$). Амплитуда более слабого лазерного импульса со сдвинутой на ω_p частотой $a_1 = a_0/100$. Наблюдающиеся на фоне медленных изменений осцилляции максимального значения амплитуды лазерного поля и амплитуды КПВ являются следствием пульсаций импульса внутри канала. Пульсации возникают из-за того, что нелинейность не позволяет добиться идеального согласования канала и импульса в режиме самомодуляции. Видно, что средние по пульсациям характеристики сохраняются на расстояниях в десятки рэлеевских длин. Отметим, что результаты расчетов не зависят от знака смещения частоты слабого импульса.

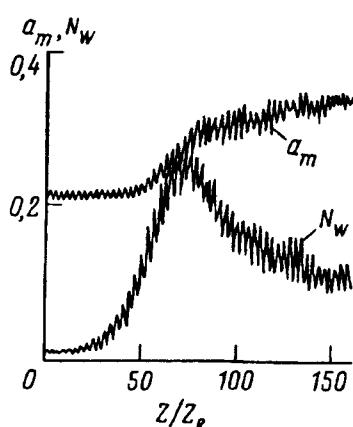


Рис.1

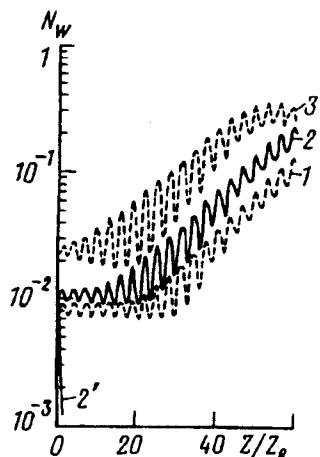


Рис.2

Рис.1. Амплитуда КПВ - N_w и максимальное значение лазерного поля a_m как функции пройденного импульсом расстояния Z/Z_R при параметрах: $a_0 = 0,2$; $L = 40$; $L_{\perp} = 4$; $R_{ch} = 7,8$; $\gamma = 50$; $a_0/a_1 = 100$

Рис.2. Временная эволюция амплитуды КПВ для трех различных величин амплитуды поля слабого, сдвинутого по частоте лазерного импульса: 1 - $a_0/a_1 = 200$; 2 - $a_0/a_1 = 100$; 3 - $a_0/a_1 = 30$. Остальные параметры те же, что и для рис.1. Амплитуде КПВ в однородной плазме соответствует кривая 2' (для $a_0/a_1 = 100$)

Рис.2 показывает амплитуду КПВ для трех значений амплитуд слабого импульса в полулогарифмическом масштабе в зависимости от пройденного импульсом расстояния. Одинаковый наклон кривых, усредненных по пульсациям, показывает, что на значительном расстоянии модуляция импульса носит характер неустойчивости. Отметим, что уровень, до которого нарастает КПВ,

практически не зависит от величины начальных возмущений. Ограничение роста амплитуды КПВ связано с нарушениями регулярного характера модуляции лазерного поля, которые начинаются от заднего фронта импульса и прогрессируют со временем, приводя к уменьшению амплитуды КПВ. Точками показана быстро убывающая со временем (из-за линейного дифракционного расплывания импульса) амплитуда КПВ в случае однородной плазмы (при отсутствии поперечного профилирования плазмы).

На рис.3 *a* и *b* показаны, соответственно, пространственные распределения возмущений плотности и лазерного поля, относящиеся к моменту возбуждения кильватерной волны с максимальной амплитудой. На рис.3 a точками показан также радиальный профиль плотности плазмы. Ширина кильватерного следа в поперечном направлении по порядку величины равна длине плазменной волны λ_p . На рис. 3 b уже заметно возникновение радиальной структуры лазерного импульса, которая в процессе дальнейшей эволюции приобретает вид осциллирующего в радиальном направлении распределения лазерного поля.

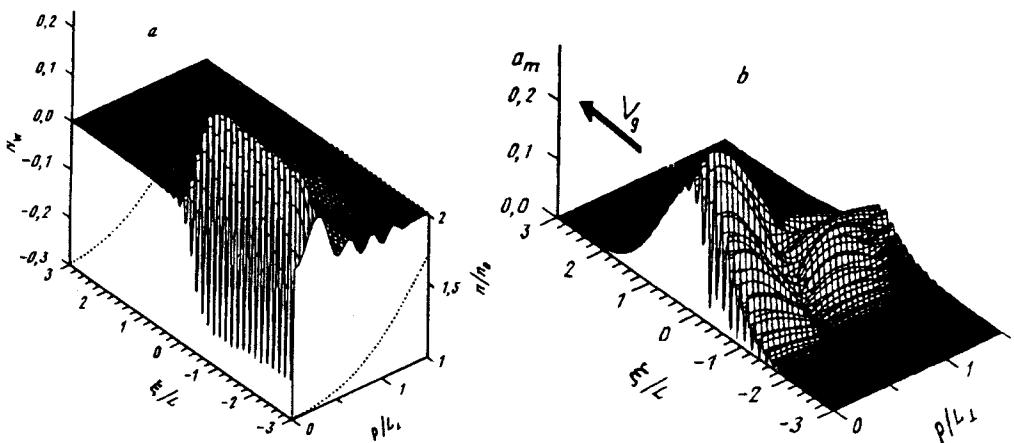


Рис.3. Пространственные распределения возмущений плотности N_w (*a*) и амплитуды лазерного поля a_m (*b*), соответствующие времени генерации КПВ с максимальной амплитудой (при $Z/Z_R = 80$). На рис.3 a точками показан радиальный профиль плотности плазменного канала n/n_0

Применительно к установкам, генерирующими ультракороткие лазерные импульсы [8] с длиной волны излучения 1 мкм, результаты расчетов соответствуют импульсу с энергией порядка 1,2 Дж, длительностью в 1,2 пс, с начальным радиусом фокального пятна 32 мкм и интенсивностью $4 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$. Такой импульс, являясь довольно типичным для современных установок, возбуждает в плазменном канале с характерным радиусом порядка 60 мкм и с плотностью на оси $0,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (ближкому по характеристикам к полученному в [14]) КПВ с полем в 17 ГэВ/м. В поле такой кильватерной волны можно ускорить электроны от начальной энергии 25 МэВ до 1,2 ГэВ на пути в 6 см ($20Z_R$).

Данная работа была частично поддержана грантами Международного научного фонда N M83000 и Российского фонда фундаментальных исследований 94-02-03847-а и 94-02-03843-а.

-
1. T.Tajima and J.M.Dawson, Phys.Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
 2. Л.М.Горбунов, В.И.Кирсанов, ЖЭТФ **93**, 509 (1987).
 3. P.Sprangle, E.Esarey, A.Ting, and G.Joyce, Appl. Phys. Lett. **53**, 2146 (1988).
 4. Н.Е.Андреев, Л.М.Горбунов, В.И.Кирсанов и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 551 (1992).
 5. P.Sprangle, E.Esarey, J.Krall, and G.Joyce, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992).
 6. T.M.Antonsen, Jr., and P.Mora, Phys. Rev. Lett. **69**, 2204 (1992).
 7. J.Krall, A.Ting, E.Esarey, and P.Sprangle, Phys. Rev. E **48**, 2175 (1993).
 8. G.Mourow and D.Umstadter, Phys. Fluids **B4**, 2315 (1992).
 9. T.M.Antonsen Jr., and P.Mora, Phys. Fluids **B5**, 1440 (1993).
 10. N.E.Andreev, L.M.Gorbunov, V.I.Kirсанов, et al., Physica Scripta **49**, 101 (1994).
 11. W.B.Mori, C.D.Decker, D.E.Hinkel, and T.Katsouleas, Phys. Rev. Lett. **72**, 1482 (1994).
 12. A.S.Sakharov and V.I.Kirсанов, Phys. Rev. E **49**, 3274 (1994).
 13. E.Esarey, J.Krall, and P.Sprangle, Phys. Rev. Lett. **72**, 2887 (1994).
 14. G.G.Durfee III and H.M.Milchberg, Phys. Rev. Lett. **71**, 2142 (1993).
 15. E.Esarey, P.Sprangle, J.Krall, et al., Phys. Fluids **B5**, 2690 (1993).