

ПРЕДЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ПОЛЕ КИЛЬВАТЕРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЫ

С.В.Буланов, В.И.Курсанов, А.С.Сахаров

*Институт общей физики АН СССР
Москва, 117942*

Поступила в редакцию 26 апреля 1991 г.

Показана возможность получения в нестационарном кильватерном следе за лазерным импульсом и релятивистским электронным сгустком электрических полей существенно превосходящих поля в стационарной электронной плазменной волне. Приведены результаты численного моделирования, подтверждающие высокую эффективность ускорения такими полями электронов, захваченных в процессе опрокидывания электронных колебаний в кильватерном следе.

Большие размеры современных ускорителей частиц высоких энергий (десятки километров) ¹, обусловлены ограничением на величину электрического поля в вакуумной камере ускорителя, связанным с пробоем на ее стенках. Возможность существенного увеличения темпа ускорения обуславливает интерес к коллективным методам ускорения в плазме, среди которых выделяется концепция ускорителя на кильватерной плазменной волне (КПВ), создаваемой лазерными импульсами ² или сгустками релятивистских электронов ³.

Целью настоящей работы является определение предельно возможной величины поля в КПВ и численное моделирование ускорения в таком поле.

В предшествующих работах (см., например, ⁴) вопрос о максимальном поле КПВ связывался с предельной амплитудой стационарной волны электронной плотности, в которой все физические величины зависят от комбинации пространственной и временной переменных $\zeta = x - v_{ph}t$, где v_{ph} - фазовая скорость волны.

Предельное поле такой волны в плазме с холодными электронами давно известно ⁴:

$$E_{max} \simeq \kappa_0 \sqrt{2(\gamma_{ph} - 1)}, \quad (1)$$

где

$$\gamma_{ph} = (1 - v_{ph}^2/c^2)^{-1/2}, \quad \kappa_0 = m_e c \omega_p / e, \quad \omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2},$$

n_0 - невозмущенная электронная плотность. При амплитудах, превышающих (1), происходит опрокидывание волны, приводящее к искажению ее регулярной структуры и появлению захваченных электронов.

Решение системы уравнений Власова - Пуассона показывает, что тепловой разброс электронов облегчает их захват волной и тем самым приводит для изотропной температуры электронов плазмы к уменьшению предельного поля волны до величины

$$E_{max} \simeq \kappa_0 (T_e / m_e c^2)^{-1/4} \quad \text{при} \quad 1 \gg T_e / m_e c^2 \gg \gamma_{ph}^{-2}. \quad (2)$$

В случае анизотропной температуры при $1 \gg T_{e\parallel} / m_e c^2 \gg \gamma_{ph}^{-2}$, $T_{e\perp} / m_e c^2$ предельное поле определяется результатом работы ⁵

$$E_{max} \simeq \kappa_0 (T_{e\parallel} / m_e c^2)^{-1/4} \ln[\gamma_{ph}^{1/2} (T_e / m_e c^2)^{1/4}]^{1/2}. \quad (3)$$

А при большой поперечной температуре $1 \gg T_{e\perp} / m \gg T_{e\parallel} / m_e c^2$, γ_{ph} получим выражение

$$E_{max} \simeq \kappa_0 (T_{e\perp} / m_e c^2)^{-1/2}. \quad (4)$$

Выясним теперь возможно ли возбуждать кильватерные поля, превышающие поля в стационарной волне. Пренебрежение отличием скорости релятивистского электронного сгустка от скорости света позволяет формально возбудить заданным сгустком с плотностью $n_0/2$ и резким задним фронтом сколь угодно большое поле ⁶ (рис. 1). При учете отличия скорости сгустка v_b от скорости света решение ⁶ справедливо лишь вплоть до области максимального поля за сгустком (сплошная линия), иначе говоря на расстояниях $\Delta z < (cL_b \omega_p)^{1/2}$ от заднего фронта сгустка.

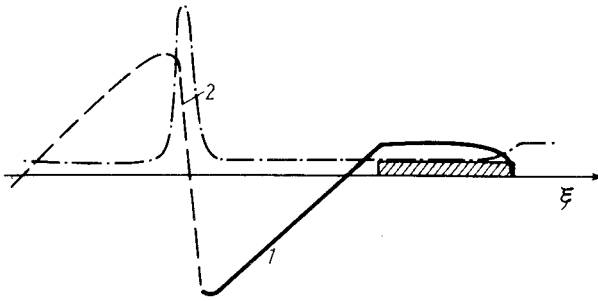


Рис. 1. Схема иллюстрирующая возбуждение кильватерных электрических полей (кривая 1) релятивистским электронным сгустком ($n_b = n_0/2$ заштрихованная область). Профиль плотности электронов плазмы показан штрих-пунктирной линией. Цифрой 2 показана область возможного опрокидывания кильватерной волны

Для максимальных значений поля E_{max} , меньших предельного в стационарной волне $v_{ph} = v_b$ (минимального значения из (1) - (4)), решение ⁶ справедливо и на больших расстояниях за сгустком (пунктир на рис. 1).

Если же E_{max} больше предельной величины поля стационарной волны, то в области максимального значения поля электроны ускоряются до скорости $v_x > v_{ph}$, так что происходит опрокидывание волны.

Структура кильватерных полей за областью опрокидывания является нестационарной. Область многопоточкового движения электронов, возникающая в результате опрокидывания, распространяется к заднему фронту пучка с относительной скоростью $dz/dt \simeq c - v_{ph}$. Из-за малости этой скорости сверхпредельное поле сможет существовать достаточно долго. Если учесть теперь торможение электронов пучка, то окажется, что в опрокидываемом кильватерном следе за электронным пучком можно получить поля, превосходящие (2) - (4), но не (1). Отметим, что профилирование пучка с целью уменьшения тормозящего поля так же не может обеспечить генерацию полей больших, чем $\kappa_0 \sqrt{2\gamma_{ph}}$.

Превзойти предельное поле (1), можно, возбуждая кильватерные поля релятивистски сильным лазерным импульсом ⁷. В этом случае фазовая скорость кильватерного поля v_{ph} равна групповой скорости переднего фронта импульса $v_g \simeq 1 - \omega_p^2 / (2\omega_0^2)$, т.е. $\gamma_{ph} = \omega_0 / \omega_p$, где ω_0 - несущая частота лазерного поля.

При возбуждении кильватерных полей лазерным импульсом прямоугольной формы с резким передним фронтом ($\delta t < (a_{\perp} \omega_p)^{-1}$), где $a_{\perp} = eE_{\perp} / m\omega_0 c$ -

безразмерная амплитуда поля лазерного импульса на переднем фронте пондеромоторная сила разгоняет электроны плазмы по направлению движения до скорости $v_x = c(1 - 2/a_{\perp}^2)$. Если $v_x < v_{ph} = v_g$ (т.е. $a_{\perp} < \sqrt{2}\gamma_{ph}$), то захвата электронов в области импульса не происходит. При этом за импульсом электрическое поле в опрокидываемом кильватерном следе может достигать величины

$$E_{max} = \kappa_0 \gamma_{ph} \quad (5)$$

заведомо большей предельного поля стационарной волны.

Анализ более реалистичного случая лазерного импульса с достаточно плавным фронтом ($\delta\tau > (\omega_p a_{\perp})^{-1}$) показывает, что захвата электронов в области импульса не произойдет при характерных амплитудах поля $a_{\perp} < \gamma_{ph}^3 (\omega_p \delta\tau)^2$. При этом величина электрического поля в кильватерном следе будет ограничена предельным значением

$$E_{max} \simeq \kappa_0 (\omega_p \delta\tau) \gamma_{ph}^2 \quad (6)$$

Оценки характерного времени искажения поля лазерного импульса ^{7,8} подтверждают справедливость использованного в проведенном анализе приближения заданного лазерного импульса.

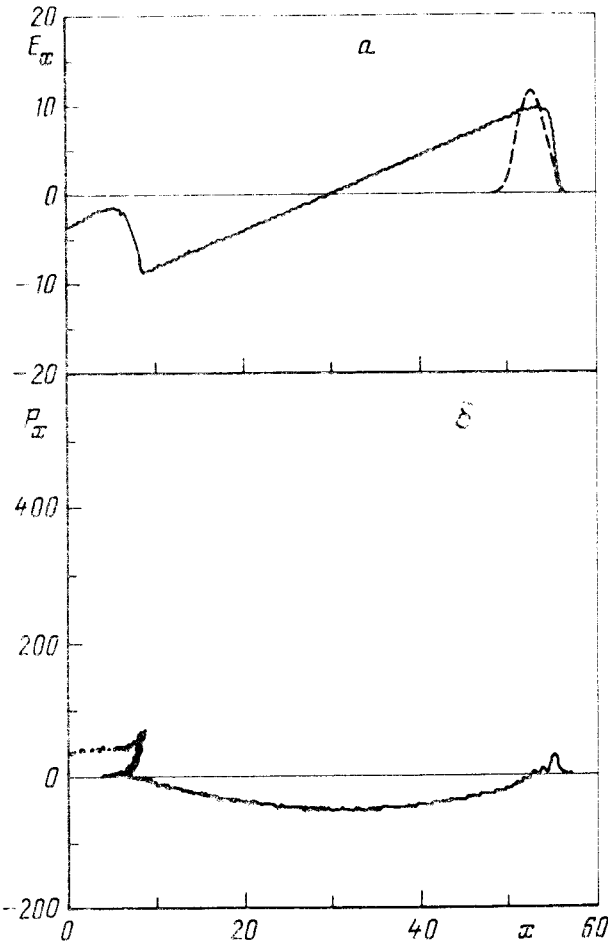


Рис. 2. Кильватерное поле (а) и продольный импульс электронов (б) в кильватерном следе за лазерным импульсом для момента времени сразу после опрокидывания $t = 60T_0$. Штриховой линией показан профиль интенсивности лазерного поля

Результаты численного моделирования методом частиц возбуждающейся КВП представлены на рис. 2, 3. В верхней части рисунков приведены профили продольного электрического поля разделения

зарядов (в единицах κ_0), а также интенсивность лазерного импульса a_{\perp}^2 (в произвольных единицах). В нижней части - фазовые плоскости для электронов ($p_{\parallel}/m_e c$ в зависимости от x). Координата x измеряется от границы плазмы (левой), через которую лазерный импульс входит в плазму, и нормирована на $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. В данном примере $\gamma_{ph} = \omega_0/\omega_p = 8$, длительность импульса $\tau = 5T_0 \approx \omega_p^{-1}$ ($T_0 = 2\pi/\omega_0$), а его амплитуда $a_{\perp} = 30$.

Рис. 2 ($t = 60T_0$) соответствует начальной стадии опрокидывания КПВ. При этом максимальное поле, ускоряющее электроны, захваченные в процессе опрокидывания достигает величины - $10\kappa_0$, что в два с половиной раза превышает предельное поле стационарной волны (1).

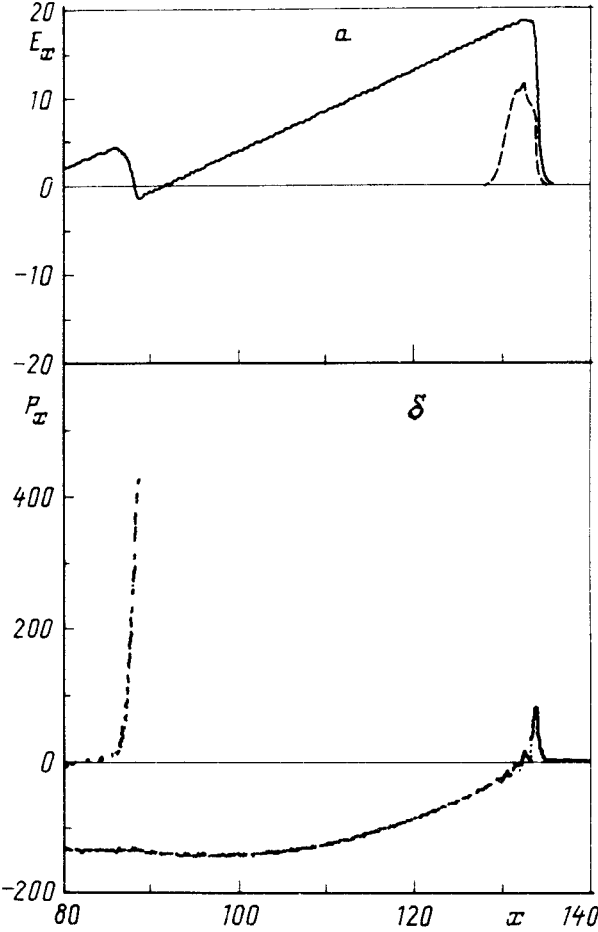


Рис. 3. То же что и на рис. 2 для $t = 140T_0$

Рис. 3 ($t = 140T_0$) иллюстрирует эффективное ускорение захваченных кильватерным полем электронов. К этому моменту нелинейная деформация лазерного импульса ⁸ привела к уменьшению ускоряющего поля, действующего на группу захваченных электронов. Однако часть захваченных электронов за это время успела приобрести большую энергию $E_{max} \approx \gamma_{ph}^3 m_e c^2$. За областью опрокидывания амплитуда волны существенно уменьшается. Это позволяет сделать вывод, что основная часть энергии, переданной лазерным импульсом в плазму, идет на ускорение группы захваченных электронов.

Успехи в технике компрессии сверхкоротких лазерных импульсов ⁹ дают основание рассчитывать на получение в плазме обсуждавшихся сверхпредельных электрических полей. Так, в типичной для экспериментов по лазерному ускорению плазме с $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для параметров приведенного численного моделирования получим $E_{max} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ В/см}$.

Литература

1. Wilson E.D.N. Phys. Scripta, 1990, T30, 69.
 2. Tajima T., Dawson D.M. Phys. Rev. Lett., 1979, 34, 269.
 3. Chan P., Dawson D.M., et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 693.
 4. Ахиезер А.И., Половин Р.В. ЖЭТФ, 1956, 30, 90.
 5. Katsouleas T., Mori W.B. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 90.
 6. Rosenzweig J.B. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 555.
 7. Буланов С.В., Кирсанов В.И., Сахаров А.С. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 176.
 8. Буланов С.В., Кирсанов В.И., Сахаров А.С. Физика плазмы, 1990, 16, 935.
 9. Hutchinson M.H.R. Contemporary Phys., 1989, 30, 355.
-