EFI

Препринт ЕФИ-1176(53)-89

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

А.Ц.АМАТУНИ, Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН - 1989

Նախնատիպ ԵՖԻ-1176(53)-89

Ա.Ց.ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Ս.Ս.ԷԼԲԱԿՅԱՆ, Է.Վ.ՍԵԽՊՈՍՅԱՆ

ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԿԻԼՎԱՏԵՐԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ ԻՈՆՆԵՐԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՉ-ԳԾԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ՎՐԱ

Լուծված է շարժուն իոններով սառը պլազմայի և էլեկտրոնների թանձրուկի ոչ-գծային փոխազդեցության խնդիրը: Ստացվել են արտահայտություններ էլեկտրոնների և իոնների պլազմայի կիլվատերային դաշտերի և առավելագույն իմպուլսների, ինչպես նաև՝ թանձրուկի էլեկտրոնների համար, նրա γ-գործոնի տարբեր արժեքների դեպքում: Դուրս են բերված նշված մեծությունների γ-կախվածության պայմանները, նշված է թանձրուկի էլեկտրոնների մի մասի ինքնարագացման հնարավորությունը իոնների շարժունության պայմաններում:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1989

Preprint YERPHI-1176(53)-89

A.Ts.AMATUNI, S.S.ELBAKIAN, E.V.SEKHPOSSIAN

THE EFFECT OF MOTION OF IONS ON THE NONLINEAR EFFECTS AT GENERATION OF WAKE WAVES IN PLASMA

The problem of nonlinear interaction of an electron bunch with cold plasma with mobile ions is solved. Expressions for wake fields and the maximum momenta of electrons and ions of the plasma as well as the bunch electrons are obtained for different values of the γ -factor of the bunch. The conditions of γ -dependence of the values mentioned are derived, and the possibility for self-acceleration of part of the bunch electrons under the condition of ion mobility is shown.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1989

Препринт ЕФИ-1176(53)-89

УДК 537.582.4:621.375.8

А.Ц.АМАТУНИ, Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Решена задача нелинейного взаимодействия электронного сгустка с холодной плазмой с подвижными ионами. Получены выражения для кильватерных полей и максимальных импульсов электронов и ионов плазмы, а также электронов сгустка для разных значений γ - фактора сгустка. Выведены условия γ - зависимости указанных величин, указано на возможность самоускорения части электронов сгустка в условиях подвижности ионов.

Ереванский физический институт
Ереван 1989

I. Постановка задачи и основные уравнения

Нелинейные эффекты при генерации кильватерных волн в плазме релятивистским сгустком электронов (или заряженной плоскостью) рассматривались в ряде работ [I-9] (см.также обзор [II]), в предположении неподвижных ионов плазмы. В них была найдена, в частности, при выполнении условия $n_b/n_{e0} \leq 1/2$ зависимость напряженности кильватерной волны от γ-фактора сгустка или от фактора $(1-2n_b/n_{e0})^{-1/2}$, (n_b , n_{e0} - соответственно плотность электронов сгустка и равновесная плотность электронов плазмы), что намного увеличивало напряженность кильватерных полей по сравнению с линейным случаем ($n_b \ll n_{e0}$).Однако учет движения ионов плазмы может ввести определенные уточнения условий,при которых были получены указанные результаты,в связи с чем в настоящей работе мы рассматриваем задачу взаимодействия одномерного (бесконечные поперечные размеры по x и y) релятивистского сгустка электронов с холодной плазмой с подвижными ионами.

Рассмотрим продольные стационарные поля ($E_x(\tilde{z}) = E_y(\tilde{z}) = 0$, $E_z(\tilde{z}) \equiv E(\tilde{z}) \neq 0$, $\tilde{z} = z - V_\Phi t$, V_Φ - фазовая скорость, z - продольная координата), внутри и вне сгустка с заданной плотностью n_B электронов, которые полагаются движущимися с постоянной скоростью $V_o = V_\Phi$ ($\beta = V_\Phi/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) через квазинейтральную плазму с равновесной плотностью электронов n_{eo} и ионов n_{io} ($n_{eo} = Z n_{io}$, Z - заряд иона).

В такой постановке, в гидродинамическом рассмотрении задача описывается системой уравнений движения для z - компонент безразмерных импульсов $\rho_e = P_{ez}/mc$, $\rho_i = P_{iz}/Mc$ электронов и ионов плазмы (m , M - массы электронов и ионов) с плотностями $n_e(\tilde{z})$ и $n_i(\tilde{z})$

$$\frac{d}{d\tilde{z}}\left(\beta\rho_e - \sqrt{1+\rho_e^2}\right) = \frac{eE}{mc^2},$$
$$\frac{d}{d\tilde{z}}\left(\beta\rho_i - \sqrt{1+\rho_i^2}\right) = \frac{ZeE}{Mc^2}, \tag{1}$$

соответствующими уравнениями непрерывности

$$\frac{d}{d\tilde{z}} n_e (V_e - V_\Phi) = 0 , \qquad \frac{d}{d\tilde{z}} n_i (V_i - V_\Phi) = 0, \tag{2}$$

где V_e , V_i - соответственно скорости электронов и ионов плазмы.

Поле внутри сгустка определяется из уравнения Пуассона

$$\frac{d}{d\tilde{z}} = 4\pi e \left(Z n_i(\tilde{z}) - n_e(\tilde{z}) - n_B\right). \tag{3}$$

В области за сгустком кильватерные поля определяются из (3) при $n_g = 0$

2. Поля и импульсы в области, занятой сгустком

Приведем решение выписанных выше уравнений для области внутри сгустка толщиной $d\,(0 \leqslant \tilde{z} \leqslant d)$. Мы предполагаем непрерывность поля E, импульсов ρ_e, ρ_i и плотностей электронов и ионов плазмы n_e и n_i на фронте сгустка $\tilde{z} = d$. Поскольку перед сгустком возмущения плазмы отсутствуют, то граничные условия имеют вид $E(d)=0$, $\rho_e(d)=0$, $\rho_i(d)=0$, $n_e(d) = n_{e0}$, $n_i(d) = n_i(0)$.

Система уравнений (I)-(3) с учетом граничных условий сводится к следующему уравнению для безразмерных импульсов

$$\frac{d^2}{d\tilde{z}^2}\left(\beta\rho_e - \sqrt{1+\rho_e^2}\right) =$$

$$= \frac{\omega_p^2}{c^2}\left\{\frac{\beta\sqrt{1+\rho_i^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_i^2}-\rho_i} - \frac{\beta\sqrt{1+\rho_e^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_e^2}-\rho_e} - \frac{n_g}{n_{e0}}\right\}, \qquad (4)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi n_{e0} e^2/m$, $n_{e0} = Z n_{i0}$, ρ_e и ρ_i связаны соотношением

$$\rho_i = \frac{1}{1-\beta^2}\left[\beta\left(1+\frac{Zm}{M}\left(1+\beta\rho_e-\sqrt{1+\rho_e^2}\right)\right) - \right.$$

$$\left. - \sqrt{\left(1+\frac{Zm}{M}\left(1+\beta\rho_e-\sqrt{1+\rho_e^2}\right)\right)^2-(1-\beta^2)}\,\right] \qquad (5)$$

следующим из (I) и граничных условий.

Принимая во внимание (I) и интегрируя уравнение (4) один раз с учетом граничных условий получаем следующее выражение для поля $E^{в}(\tilde{z})$ внутри сгустка:

$$E^{в}=\sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left\{-\frac{M}{Zm}\beta\rho_i-\beta\rho_e-\frac{n_в}{n_{e0}}\left(1+\beta\rho_e-\sqrt{1+\rho_e^2}\right)\right\}^{1/2}. \qquad (6)$$

При $M\to\infty$ из (5) и (6) имеем

$$E^{в}=\sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left\{\left(1-\frac{n_в}{n_{e0}}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho_e^2}\right)-\frac{n_в}{n_{e0}}\beta\rho_e\right\}^{1/2}, \qquad (7)$$

что совпадает с выражением для поля внутри сгустка при покоящихся ионах [5,6] .

Условие положительности подкоренного выражения в (6) приводит к следующему допустимому интервалу изменения импульсов электронов плазмы в области, занятой сгустком:

$$\rho_e^0\leqslant\rho_e\leqslant 0,$$

$$\rho_e^0\simeq-\frac{2}{3}\frac{M}{Zm}\frac{\beta A}{a(1-\beta^2)^2}\left\{\sqrt{\frac{9}{2}\frac{Zm}{M}\frac{a^2(1-\beta^2)^4}{A^3}\left(1+\frac{M}{Zm}\frac{(1-a^2\beta^2)^2}{8a^2A}\right)}-\frac{3}{4}\frac{(1-a^2\beta^2)(1-\beta^2)^2}{A^2}\right\}, \qquad (8)$$

где

$$a = \frac{n_в/n_{eo}}{1-n_в/n_{eo}}, \qquad A = 4 + 2a^2\beta^2 + a\,(1+\beta^2).$$

Рассмотрим случай

$$\frac{M}{Zm}\,\frac{(1-a^2\beta^2)^2}{8a^2A} \gg 1\,. \tag{I}$$

Из (8) имеем

$$\rho_e^o \cong -\frac{2a\beta}{1-a^2\beta^2} + \frac{Zm}{M}\,\frac{4a^3\beta A}{(1-a^2\beta^2)^3} \approx -\frac{2a\beta}{1-a^2\beta^2}\,, \tag{9}$$

что совпадает с соответствующим выражением для ρ_e^o при покоящихся ионах. Условие (I) всегда выполнено при $a \ll 1\left(\frac{n_в}{n_{eo}} \ll 1\right)$ В случае же $n_в/n_{eo} \to 1/2\ (a \approx 1)$, условие (I) означает $\gamma^4 \ll M/64Zm$ при $1 \ll \gamma^2 \ll \frac{n_в^2/n_{eo}^2}{1-n_в/n_{eo}}$ или $1/(1-2n_в/n_{eo})^2 \ll$

$\ll M/16Zm$ при $1 \ll (n_в/n_{eo})^2/(1-2n_в/n_{eo}) \ll \gamma^2$

Таким образом, значения ρ_e^o в работах [5,6] при $a \sim 1$ справедливы лишь при приведенных ограничениях.

Интервал изменения импульсов ρ_i ионов плазмы при условии (I) определяется из (5) и (9)

$$0 \leqslant \rho_i \leqslant \rho_i^o\,, \qquad \rho_i^o \approx \frac{Zm}{M}\,\frac{2a\beta(1+a)}{1-a^2\beta^2} \ll 1\,, \tag{10}$$

причем $\rho_i = 0$ соответствует $\rho_e = 0$ и $\rho_i = \rho_i^o$ -значению $\rho_e = \rho_e^o$. Импульсы ионов малы при произвольных значениях a, тогда как электроны плазмы приобретают релятивистские импульсы, направленные против импульсов пучка при $\alpha \sim 1$.

Максимальное значение поля внутри сгустка при условии (I) достигается при импульсах электронов $p_e^m \approx -\alpha\beta/\sqrt{1-\alpha^2\beta^2}$ и равно [4,5]

$$E_b^{max} \simeq \sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left(1-\frac{n_b}{n_{e0}}\right)^{1/2}\left\{1-\sqrt{1-\alpha^2\beta^2}\right\}^{1/2} . \tag{II}$$

В обратном случае

$$\frac{M}{Zm}\,\frac{(1-\alpha^2\beta^2)^2}{8\alpha^2 A} \ll 1 , \tag{II}$$

которое выполнимо лишь при $\alpha \sim 1$ и означает $\gamma^4 \gg M/64\,Zm$. Для импульса p_e^0 из (8) следует

$$p_e^0 = -\beta\sqrt{\frac{2}{A}\,\frac{M}{Zm}}\left\{1-\sqrt{\frac{M}{Zm}}\,\frac{(1-\alpha^2\beta^2)}{2\alpha\sqrt{2A}}\right\} . \tag{I2}$$

Электроны плазмы приобретают в этом случае значительные импульсы назад, так как отношение M/Zm принимает значение в интервале 10^3–10^5. Импульсы же ионов плазмы всегда нерелятивистские и меняются в интервале

$$0 < p_i < p_i^0 , \qquad p_i^0 \simeq (1+\beta)\sqrt{\frac{2}{A}\,\frac{Zm}{M}} \ll 1 . \tag{I3}$$

Плотности электронов и ионов плазмы определяются по формулам

$$n_e = \frac{n_{eo}\beta\sqrt{1+\rho_e^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_e^2} - \rho_e}, \qquad n_i = \frac{n_{io}\beta\sqrt{1+\rho_i^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_i^2} - \rho_i}. \tag{14}$$

В области занятой сгустком при $\rho_e, \rho_i = 0$ $n_e = n_{eo}$, $n_i = n_{io}$, а при $\rho_e = \rho_e^o$ и $\rho_i = \rho_i^o$ соответственно $n_e = n_{eo}/2$, а $n_i \approx n_{io}/(1-\frac{\rho_{io}}{\beta})$ и вследствие малости $\rho_i^o \ll 1$ в обоих случаях (I) и (II) плотность ионов незначительно отличается от n_{io}

3. Кильватерные поля

Зависимость величины импульсов ρ_e; ρ_i от $\tilde{z}$ или от расстояния от фронта сгустка можно определить (в неявном виде), проинтегрировав уравнение (4). Можно показать, что значения импульсов ρ_e^o и ρ_i^o, определяемые выражениями (8), (10), (13), приобретаются электронами и ионами плазмы, находящимися в хвостовой части сгустка длины d_o, которая в случае покоящихся (или тяжелых) ионов вычислена в работах [5,6]. Там же получено общее выражение зависимости ρ_e от $\tilde{z}$ в неявном виде для случая покоящихся ионов.

Вычислим поле кильватерной волны за сгустком длины d_o, имея ввиду, что на задней ее границе $\tilde{z} = 0$ $E^B(\rho_e^o) = 0$ $(\rho_e(0) = \rho_e^o$, $\rho_i(0) = \rho_i^o)$. Предполагая непрерывность поля E и импульсов ρ_e, ρ_i на задней границе сгустка и положив $n_B = 0$ в уравнении (4), получим после однократного интегрирования

$$E(\tilde{z}<0)=\sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left\{\frac{M}{zm}\beta(\rho_i^\circ-\rho_i)+\beta(\rho_e^\circ-\rho_e)\right\}^{1/2}, \tag{15}$$

где ρ_e° дается выражением (8), а ρ_i° определяется из соотношения (5) при $\rho_e=\rho_e^\circ$.

При выполнении условия (I) ρ_e° и ρ_i° даются выражениями (9) и (10), и кильватерное поле имеет вид

$$E\cong\sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left\{\frac{2\alpha^2\beta^2}{1-\alpha^2\beta^2}-\beta\left[\frac{M}{zm}\rho_i+\rho_e\right]\right\}^{1/2}. \tag{16}$$

Максимальное ее значение при $\alpha\approx 1$

$$E^{max}\approx 2\,\frac{mc\omega_p}{e}\beta\gamma \tag{17}$$

совпадает с результатом вычислений для покоящихся ионов при условии (I). Соответственно из (II) и (I7) следует, что при том же условии коэффициент трансформации $R=E^{max}/E_b^{max}\approx 2\beta\gamma$ при $n_b/n_{eo}\approx 1/2$ $(\alpha\approx 1)$.

В случае условия (II) ρ_e° и ρ_i° определяются формулами (I2),(I3), а кильватерное поле дается выражением

$$E\cong\sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left[\beta\sqrt{\frac{2}{A}\,\frac{M}{zm}}-\beta\left(\frac{M}{zm}\rho_i+\rho_e\right)\right]^{1/2}, \tag{18}$$

$$E^{max} \approx \sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left(\frac{2\beta^2}{A}\;\frac{M}{Zm}\right)^{1/4} . \qquad (19)$$

Таким образом, напряженность кильватерного поля за сгустком длины d_0 при $n_b/n_{e0} \sim 1/2$ $(\alpha \approx 1)$ при больших энергиях $\gamma^4 \gg \frac{M}{64 Zm}$ (условие (II)) значительно превышает напряженность поля при $n_b/n_{e0} \ll 1$ равную по порядку величины $E^{max} \approx \frac{mc\omega_p}{e}\;\frac{n_b}{n_{e0}}$ (линейное рассмотрение). При значениях же $\gamma^4 \ll M/64Zm$ $(\alpha \approx 1)$ (условие (I)) максимальное значение напряженности кильватерного поля (17) также больше напряженности поля при линейном рассмотрении, так как отношение M/Zm для тяжелых ионов при $Z = 1$ может достигать значений $\sim 10^5$.

Заметим, что в случае более коротких $d < d_0$ сгустков зависимость кильватерного поля от γ слабее и ее максимальное значение несколько меньше приведенных выше.

Так, например, при выборе длины сгустка таким образом, когда на задней ее границе ρ_e принимает значение $\rho_e^m = -\alpha\beta/\sqrt{1-\alpha^2\beta^2}$ (сшивка на максимуме поля E^b на задней границе сгустка) максимальное значение напряженности кильватерного поля равно при больших значениях M

$$E^{max} \approx \sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\,\gamma^{1/2} \qquad (20)$$

при условии на γ (аналогичному условию (I) при $n_b/n_{e0} \approx 1/2$: $\gamma^3 \ll M/16\,Zm$. Выяснение значений максимальной напряженности кильватерного поля при разных длинах сгустка требует численных расчетов, аналитические же вычисления зависимости кильватерного поля E и максимального импульса ρ_e^m от d (или $\tilde{z}$) при $M \to \infty$ проведены в работах [5,6] .

4. Учет обратного влияния возбуждаемых полей на сгусток. Самоускорение

Приведенные выше результаты получены в приближении "заданного" сгустка, когда его параметры входят в виде заданной функции в уравнения Максвелла и не учитывается обратное влияние на сгусток возбуждаемых им полей. Учет этого обстоятельства существенно изменяет параметры сгустка, в частности, электроны хвостовой части сгустка получают дополнительный импульс вперед, пропорциональный разным степеням $\gamma = V_\phi / c$ (V_ϕ - фазовая скорость возбуждаемых волн) в зависимости от величины n_ε / n_{e0} и длины сгустка. Подробные расчеты для случая покоящихся ионов проведены в работе [10] (см.также обзор [11] , где более подробно изложено обоснование сделанных предположений). Для решения указанной задачи с подвижными ионами следует дополнить систему (1)-(2) соответствующими уравнениями движения и непрерывности для электронов сгустка

$$\frac{d}{d\tilde{z}}\left(\beta\rho_\varepsilon - \sqrt{1+\rho_\varepsilon^2}\right) = \frac{eE}{mc^2}, \qquad \frac{d}{d\tilde{z}} n_\varepsilon(\tilde{z})(V_\varepsilon - V_\phi) = 0 \quad (21)$$

и соответственно в уравнении Пуассона (3) полагать $n_\varepsilon = n_\varepsilon(\tilde{z})$, обозначив начальную равновесную плотность через $n_{\varepsilon 0}$. Полученная система уравнений сводится к следующему уравнению для безразмерных импульсов ρ_i , ρ_e и $\rho_\varepsilon = P_{\varepsilon z}/mc$

$$\frac{d^2}{d\tilde{z}^2}\left(\beta\rho_e-\sqrt{1+\rho_e^2}\right)=\frac{\omega_p^2}{c^2}\left\{\frac{\beta\sqrt{1+\rho_i^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_i^2}-\rho_i}-\frac{\beta\sqrt{1+\rho_e^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_e^2}-\rho_e}-\right.$$

$$\left.-\frac{n_{\epsilon o}(\beta-\beta_o)}{n_{eo}}\frac{\sqrt{1+\rho_\epsilon^2}}{\beta\sqrt{1+\rho_\epsilon^2}-\rho_\epsilon}\right\}, \qquad (22)$$

где плазма в равновесном состоянии нейтральна $n_{eo}=Zn_{io}$, $\beta=\frac{V_\phi}{c}$ $\beta_o=V_o/c$, $V_\phi\leqslant V_o$, V_o- начальная скорость сгустка, не равная V_ϕ Импульсы ρ_i выражаются через ρ_e соотношением (5), а импульсы электронов сгустка ρ_ϵ связаны с ρ_e соотношением

$$1+\beta\rho_e-\sqrt{1+\rho_e^2}=\beta(\rho_\epsilon-\rho_o)-\sqrt{1+\rho_\epsilon^2}+\sqrt{1+\rho_o^2}, \qquad (23)$$

следующим из исходной системы уравнений и приведенных в пункте 2 граничных условий с добавлением условий на фронте сгустка $\rho_\epsilon(d)=\rho_o$ $n_\epsilon(d)=n_{\epsilon o}$. Интегрируя уравнение (22) один раз с учетом условий на фронте сгустка получим для поля E^ϵ внутри сгустка следующее выражение

$$E^\epsilon=\sqrt{2}\,\frac{mc\omega_p}{e}\left\{-\frac{M}{Zm}\beta\rho_i-\beta\rho_e+\frac{n_{\epsilon o}}{n_{eo}}(\beta_o-\beta)(\rho_\epsilon-\rho_o)\right\}^{1/2}. \qquad (24)$$

В ультрарелятивистском случае $\rho_o\gg1$, $\rho_\epsilon\gg1$ (при $\beta<\beta_o$, $\rho_\epsilon>\rho_o$) из (23)следует

$$\rho_\epsilon-\rho_o\approx-\frac{1}{1-\beta}\left(1+\beta\rho_e-\sqrt{1+\rho_e^2}\right) \qquad (25)$$

и выражение (24) для E^{ε} в случае трехжидкостной модели отличается от выражения (6) для E^{ε} в случае заданного сгустка лишь заменой $n_{\varepsilon}/n_{eo} \to \dfrac{n_{\varepsilon o}(\beta_o-\beta)}{n_{eo}(1-\beta)}$, $\beta \leqslant \beta_o \sim 1$

В указанном случае, условие положительности подкоренного выражения в (24) приводит к интервалу изменения импульсов p_e , определяемому выражением (8) ,где, однако,

$$a = \frac{n_{\varepsilon o}(\beta_o-\beta)}{n_{eo}(1-\beta)} \bigg/ \left(1 - \frac{n_{\varepsilon o}(\beta_o-\beta)}{n_{eo}(1-\beta)}\right). \tag{26}$$

Допустимый же интервал изменения импульсов электронов сгустка p_{ε} есть $p_o \leqslant p_{\varepsilon} \leqslant p_{\varepsilon}^{o}$, где p_{ε}^{o} определяется из соотношений (8) и (25), причем p_{ε}^{o} как и p_e^{o} - значения импульсов в хвостовой части сгустка.

При выполнении условия (I) (в котором a определяется из (26))

$$p_{\varepsilon}^{o} \approx p_o + \frac{1+a}{(1-\beta)} \frac{2a\beta^2}{(1-a^2\beta^2)} ; \qquad \beta \leqslant \beta_o \tag{27}$$

При $a \approx 1$ $p_{\varepsilon}^{o} \approx p_o + 8\gamma_o^4$, но γ_o ограничено условием (I). При $a \ll 1$ $p_{\varepsilon}^{o} \simeq p_o + 4a\gamma_o^2$ без ограничений на γ_o , так как условие (I) при $a \ll 1$ всегда выполнено.

В случае же выполнения условия (П), т.е. при больших γ ($\gamma^4 \gg M/64Zm$ и $a \approx 1$)

$$p_{\varepsilon}^{\circ} \simeq p_0 + \frac{\beta(1+\beta)}{1-\beta}\sqrt{\frac{2}{A}\,\frac{M}{Zm}}\,, \qquad \beta \lesssim \beta_0 \tag{28}$$

и хвостовые электроны сгустка ($\sim$ I - IO % от общего числа (см. [IO])) приобретают значительные импульсы вперед $p_{\varepsilon}^{\circ} \simeq p_0 + 4\gamma^2\sqrt{\frac{2}{A}\,\frac{M}{Zm}}$ при длине сгустка $d = d_0$ [5,6,IO]. Значения импульсов p_{ε} при произвольных длинах для трехжидкостной модели требуют численного анализа. В случае неподвижных ионов аналитические формулы зависимости $p_{\varepsilon} = p_{\varepsilon}(\tilde{z})$ в неявном виде получены в работе [IO] . В заключение заметим, что величины напряженностей кильватерных полей определяются теми же выражениями, что и для "заданного" сгустка, в которых нужно заменить $\frac{n_{\varepsilon}}{n_{e0}} \longrightarrow \frac{n_{\varepsilon 0}(\beta_0-\beta)}{n_{e0}(1-\beta)}$ и a определяется выражением (26).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Amatuni A.Ts., Magemedov M.R., Sekhpossian E.V., Elbakian S. Excitation of Nonlinear Oscillations in Plasma by a Finite Electron Beam, Preprint EPI-243(36)-77, Yerevan, 1977.

2. Аматуни А.Ц., Магомедов М.Р., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возбуждение нелинейных стационарных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы, 1979, т.5, вып.1, с.85.
3. Ruth R.D., Chao A.W., Morton P.L., Wilson P. A Plasma Wake Field Acc. Particle Accelerators, 1985, vol.17, p.171.

4. Аматуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы, 1986, т.12, вып.9, с.1145.
5. Amatuni A.Ts., Elbakian S.S., Sekhpossian E.V. Nonlinear Effects in Plasma Wake Field Acc. Preprint EPI-935(86)-86, Yerevan, 1986.
6. Аматуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. О возможности ускорения заряженных частиц кильватерной волной электронного сгустка в плазме. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск; Наука, 1987, т.1, с.175.
7. Rosenzweig J.B. Nonlinear Dynamics in Plasma Wake-Field Accelerator. Phys.Rev.Lett., 1987, vol.88, p.555.

8. Rosenzweig J.B. Trapping, Thermal Effects and Wave Breaking in the Nonlinear Plasma Wake Field Acc. Phys.Rev.A. 1988, vol.38A, p.3634.

9. Katzuleas T., Mori W. Wake Breaking Amplitude of Relativistic Oscillations in Thermal Plasma. Phys.Rev.Lett. 1988, vol.61, p.86.

10. Аматуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возможное нелинейное самоускорение электронов релятивистского сгустка в плазме. Препринт ЕФИ-1004(54)-87, Ереван, 1987.

11. Аматуни А.Ц., Лазиев Э.М., Нагорский Г.А. и др. Развитие новых методов ускорения заряженных частиц в ЕрФИ, ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, ОИЯИ, Дубна, 1989.

Рукопись поступила 14 июня 1989 г.

А.Ц.АМАТУНИ, Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 7/УП-89	БФ- 02222 Формат 60х84/I6
Офсетная печать. Уч.изд.л.I.0	Тираж 299 экз. Ц.I5 к.
Зак.тип.№ 1044	Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул.Братьев Алиханян,2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yrevan, 375036
Armenia, USSR

ИНДЕКС 3649

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ