

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ В ПЛАЗМЕ

А.В. Киричок, В.М. Куклин, А.В. Мишин

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина

E-mail: kuklinvm1@rambler.ru

Обсуждаются особенности излучения и динамики коротких одиночных сгустков электронов, распространяющихся в плазме. Если размер сгустка в направлении его движения не превышает несколько длин волн возбуждаемых плазменных колебаний, накопления поля в его объеме не происходит, динамика сгустка определяется не столько эффектами самофокусировки, сколько развитием двухпоточковой неустойчивости диссипативного типа. Возникающая модуляция плотности приводит к кратковременному усилению амплитуды кильватерного поля, а характер процесса дает основания считать его сверхизлучением. В отличие от более протяженных пучков, достигнув максимума, амплитуда поля излучения быстро убывает до уровня, отвечающего излучению размытого пучка тех же размеров.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных применений одного или нескольких движущихся электронных сгустков в плазме стало использование возбуждаемого им кильватерного следа плазменных колебаний, в потенциальной яме которого рассчитывали ускорять ионы до весьма значительных энергий [1].

Полагая процесс быстротечным, основное внимание сначала уделяли профилированию плотности сгустков, добиваясь наибольшего потенциала поля позади пучка [2]. Так как процесс ускорения потребовал заметно большего времени, устойчивость и динамика одиночного сгустка и группы таких сгустков в собственных полях также оказались важны.

Ранее проблема устойчивости начала рассматриваться с позиции учета собственных полей пучка, внешней магнитной конфигурации и индукционного реакции плазменного и конструкционного окружения [3,4]. Детальнее обзор литературы по вопросам устойчивости пучков в плазменной среде можно найти в монографиях [5-7].

Предложенные Я.Б. Файнбергом методы повышения устойчивости пучка как целого за счет возбуждаемых им полей в плазме [8] вызвали интерес к поперечной (радиальной) фокусировке модулированных пучков (на частоте меньшей плазменной) [9,10], что было обнаружено экспериментально [11].

Однако в дальнейшем изучением вопросов устойчивости ограниченных и модулированных пучков заряженных частиц в условиях учета возбуждаемых колебаний занимались только энтузиасты (подробнее см. [12]).

Только актуальные задачи применения для ускорения ионов высокоэнергетических и сильноточных коротких электронных пучков [1] заставили вернуться к проблемам их устойчивости и к описанию их динамики.

2. САМОФОКУСИРОВКА ДВИЖУЩИХСЯ СГУСТКОВ КАК СЛЕДСТВИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

В работах [13,14] было обнаружено явление самофокусировки такого сгустка. Это эквивалентно тому, что макроскопическая диэлектрическая про-

ницаемость в объеме такого сгустка оказывалась отрицательной [14].

Эффект обращения кулоновских сил в объеме одиночного сгустка обусловлен тем, что при интегрировании по волновым числам потенциалов, создаваемых отдельными частицами сгустка и зависящих от диэлектрической проницаемости, $\varepsilon(\omega, k) \equiv \varepsilon(0, k) = 1 - (\omega_{pe} / kv)^2$, вклад крупномасштабных возмущений (малые значения волнового числа k) превышает вклад мелкомасштабных. В отличие от случая генерации электромагнитного излучения, когда на являющийся источником генерации движущийся сгусток действовали как фокусирующие, так и дефокусирующие силы, возбуждение продольных волн в плазме приводило одновременно к радиальной и продольной фокусировкам.

Особенностью движущегося электронного сгустка в плазме является также практически полная компенсация его заряда [15], если его начальные размеры (продольные a_{\parallel} и поперечные a_{\perp}) заметно превосходили величину V_0 / ω_{pe} , где V_0 , ω_{pe} — невозмущенная скорость пучка и ленгмюровская частота плазмы.

3. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПЛАЗМЕ

Однако процессы продольной и поперечной самофокусировки для пучков с малым разбросом по скоростям обычно подавлялись более быстрыми процессами развития пучково-плазменной (или двухпоточковой) неустойчивости [16,17]. В зависимости от продольного размера пучка, динамика формирования его тонкой структуры была различна. В случае коротких пучков, продольные размеры a_{\parallel} которых не превосходили несколько длин волн возбуждаемых колебаний, в его объеме практически не накапливалось поле.

Действительно, при размерах пучка a_{\parallel} , заметно меньших характерного расстояния, на котором развивается пучковая неустойчивость в безграничной плазменно-пучковой среде $(V_0 / \omega_{pe})(\omega_{pb} / \omega_{pe})^{-2/3}$

(где $\omega_{b,pe} = (4\pi e^2 n_{p,bo} / m_{eo})^{1/2}$ – плазменные (ленгмюровские) частоты пучка и плазмы), поле не успевает накопиться в размерах сгустка. Эффективный декремент затухания колебаний δ_D в сгустке можно определить как отношение потока энергии колебаний, покидающих сгусток, к полной энергии колебаний в его объеме, при этом $\delta_D = V_0 / a$. Отношение эффективного декремента затухания к максимальному инкременту пучково-плазменной неустойчивости $\propto \omega_{pe} (\omega_{be} / \omega_{pe})^{2/3}$ порядка

$$\Theta = \delta_D / \gamma|_{\delta=0} = (V_0 / a \cdot \omega_{pe}) (\omega_{be} / \omega_{pe})^{-2/3} \gg 1.$$

Пучковая неустойчивость, которая развивается в этих условиях, является диссипативной с инкрементом [18,19] с точностью до численного множителя, равного максимальному инкременту, умноженному на $\Theta^{-1/2}$. Энергия поля за время a/V_0 выносится из объема сгустка, а рост амплитуды за это время пропорционален

$\exp\{(a/V_0) \cdot [\omega_{pe} (\omega_{be} / \omega_{pe})^{2/3} / \Theta^{1/2}] \approx 1 - (1/\Theta^{3/2})$ и весьма незначителен. Таким образом, рост поля в объеме пучка обусловлен в большей степени группировкой частиц и повышением когерентности их излучения.

В этих условиях уравнения, описывающие нелинейную динамику такого короткого одномерного электронного сгустка, распространяющегося сквозь плотную плазму в системе его покоя, можно записать в виде [15]:

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \nu, \quad \frac{d\nu}{d\tau} = E(\xi), \quad (1)$$

$$E(\xi) = -\frac{2}{N} \sum_{\alpha}^N f_{\alpha} \cos[2\pi g_{\alpha} (\xi - \xi_{\alpha})] \Theta(\xi_{\alpha} - \xi), \quad (2)$$

где $2\pi\xi = K_0(z - V_0 t)$; $\nu = K_0(V - V_0) / 2\pi\gamma_L$; $\gamma_L^2 = e^2 K_0 M / m_e$; $g = (1 + \Delta \cdot \nu)^{-1}$; $\Delta = 2\pi\gamma_L / K_0 V_0$; $\tau = \gamma_L t$; M – общее число частиц в сгустке в единичном сечении; $E = eK_0 E / 2\pi m_e \gamma_L^2$, E – напряженность электрического поля; f_{α} – статистический вес крупной частицы, моделирующей пучок. Подобная система уравнений для описания трехмерного сгустка представлена в монографии [20].

Анализируя характер излучения крупных частиц, моделирующих пучок, можно заметить, что если в сумме правой части (2) удерживать только одну частицу – электрон, то поле будет представлять поле спонтанного излучения этого электрона. Чтобы определить потери энергии частицы в единицу времени достаточно умножить ее ток на электрическое поле. Можно показать [21], что в трехмерном случае потери энергии электрона в единицу времени, обусловленные спонтанным излучением, порядка $e^2 \omega_{pe}^2 \cdot V_0^{-1}$. Разделив полученное выражение на $\hbar\omega_{pe}$, найдем число квантов, излучаемых в единицу времени в трехмерном случае $\alpha_v \cdot \omega_{pe}$, где $\alpha_v = e^2 / \hbar v_{ph}$ – аналог постоянной тонкой структуры для случая, когда фазовая скорость $v_{ph} = V_0$. Умножая характерное время излучения одного

кванта $(\alpha_v \cdot \omega_{pe})^{-1}$ на изменение при этом энергии излучающей частицы $2mv \cdot (\hbar k / m) = \hbar\omega_{pe}$, получим \hbar / α_v . При излучении отдельной частицы соотношение $\Delta t \cdot \Delta E = \Delta t \cdot \hbar\omega \propto \hbar / \alpha_v$ в случае больших фазовых скоростей приводит к сильному неравенству: $\omega \gg 1/\Delta t \propto \Delta\omega$, то есть спектральная ширина пакета оказывается много меньше его частоты. При уменьшении фазовой скорости излучения относительная спектральная ширина пакета растет.

С другой стороны, существование конечного времени излучения кванта можно трактовать как существование доплеровского сдвига, что приводит к возникновению, так называемой, гауссовой формы линии спонтанного излучения моноэнергетического пучка частиц. Вводя эффективную температуру T_{eff} , характерный сдвиг частоты можно оценить как $\Delta\omega \propto k \cdot v_T$, где $v_T = \sqrt{T_{eff} / m}$. Тогда, $\Delta\omega / \omega \propto v_T / v_{ph} \propto \alpha_v$ или $v_T \propto \alpha_e \cdot c$ и для эффективной температуры (в энергетических единицах) получим

$$T_{eff} \propto m e^4 / \hbar^2, \quad (3)$$

независимо от значения фазовой скорости излучения (кстати, изменение скорости частицы из-за отдачи при излучении кванта $\hbar k / m$ много меньше v_T , то есть $(\hbar k / m v_T) = k a_0 \ll 1$). Если частицами пучка являются электроны, то $T_{eff} \propto m_e e^4 / \hbar^2 = E_R$, где E_R – энергия Ридберга, равная 13,6 эВ.

В описании на основе уравнений (1)-(2) рассматривается поведение квазичастиц, которые состоят из очень большого количества электронов. В классическом представлении фаза спонтанного излучения каждого электрона жестко связана с ее положением, поэтому размещая Z электронов в очень малой окрестности одной точки можно добиться когерентности излучения, которая при стремлении этой окрестности к нулю станет абсолютной. То есть можно считать, что мы имеем дело с квазичастицей, заряд и масса которой равны соответственно $Z \cdot e$ и $Z \cdot m$. Потери энергии такой квазичастицы в единицу времени (интенсивность излучения) равны

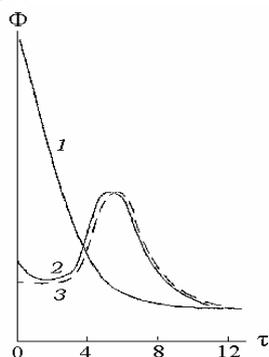
$$w_Z \propto Z^2 e^2 \omega_{pe}^2 \cdot V_0^{-1}, \quad (4)$$

то есть пропорциональны квадрату числа частиц. Если считать, что излучается сразу Z квантов, то есть $Z \cdot \hbar\omega_{pe}$, то характерное время излучения такой порции энергии равно

$$Z^{-1} \alpha_v^{-1} \cdot \omega_{pe}^{-1} = (Z e^2 / \hbar v_{ph})^{-1} \cdot \omega_{pe}^{-1} \quad (5)$$

и обратно пропорционально числу электронов в объеме квазичастицы, который при этом сохраняет компактное распределение в пространстве. Такое излучение можно считать сверхизлучением данной квазичастицы. Но даже при переходе к описанию с помощью квазичастиц остается уширение линии рассматриваемого излучения каждой квазичастицы (как и в целом сгустка, на что обратил наше внимание Н.Ф. Шульга), количественно определяемое значением эффективной температуры (3).

Отметим, что в случае сгустков, размер которых превосходит или в несколько раз превышает длину волны излучения, с одним и тем же фиксированным числом частиц $(a\omega_{pe}/2\pi V_0) > 1$, наибольшая амплитуда излучения, достигаемая в процессе неустойчивости, слабо зависит от начального продольного размера сгустка, что позволяет считать ее (амплитуду) максимально возможной (см. рисунок). Можно показать, что максимально достижимая напряженность электрического поля за таким сгустком в Θ раз меньше, чем в случае протяженного пучка той же плотности. За времена, на порядок превышающие обратный инкремент процесса неустойчивости, амплитуда поля излучения убывает до уровня, отвечающего спонтанному излучению размытого пучка тех же размеров.



Изменение амплитуды потенциала кильватерного следа для сгустков разной длины a : $K_0a=0.6$, (1); 6π (2); 10π (3), с одним и тем же числом частиц [15,20]

Рассмотрение поведения трехмерного сгустка таких же размеров [20, 22, 23] показало, что пучки с продольным размером, меньшим длины излучаемой волны, так же, как и в случае одномерном, неустойчивы и быстро разлетаются. В объеме пучков, продольный размер которых в несколько раз превышает длину излучаемой волны, развивается неустойчивость диссипативного типа, подобная рассмотренной выше. Степень достигнутой когерентности излучения ниже, чем в одномерном случае, а перемешивание захваченных частиц в потенциальной яме излучения происходит более эффективно, что приводит к быстрому уменьшению амплитуды излучения. Процессы в продольном направлении (по движению сгустка) происходят быстрее, поэтому поперечная модуляция плотности слабее выражена, чем в случае, обсуждаемом в работе [24], что следует связывать с различным выбором начальной формы сгустка.

4. О ДИНАМИКЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ

В случае накопления поля излучения в объеме пучка, эффективность его бунчировки возрастает, уменьшается характерное время процесса бунчировки (в $\sqrt{\Theta}$ раз меньше), существенно растет напряженность электрического поля излучения (в Θ раз больше) по сравнению с рассмотренным выше случаем сверхизлучения коротких сгустков.

Кроме заметной самофокусировки [12, 25], интенсивность излучения протяженных пучков не де-

монстрирует заметного снижения при их транспортировке в плазме [26, 27], в отличие от обсуждаемого выше случая коротких одиночных сгустков.

Представление о достижениях в области ускоряющих полей и возможности ускорения ионов в поле излучения таких пучков в разных условиях можно получить из работ [28, 29]. Амплитуды возбуждаемых полей в протяженных ограниченных пучках сравнимы с амплитудами в неограниченных системах, большинство механизмов взаимодействия частиц пучка с плазмой подобны изученным ранее [30-33]. Однако учет ограниченности требует детального изучения устойчивости пучка как целого, его радиальной фокусировки, что достаточно хорошо обсуждается в монографии [12] и при выяснении степени зарядовой и токовой компенсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Chen, J.M. Dawson, R.W. Huff and T. Katsouleas. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with plasma // *Phys Rev. Lett.* 1985, v.54, p.693-696.
2. T. Katsouleas. Physical Mechanisms in the plasma wake-field accelerator // *Phys. Rev. A.* 1986, v.33, p.2056-2064.
3. W.H. Bennet. Magnetically self-focusing streams // *Phys. Rev.* 1934, v.45, p.890-920; Self-focusing streams // *Phys. Rev.* 1955, №98, p.1584-1602.
4. G.I. Budker. Relativistic stabilized electron beam // *Proc. CERN Symp. of high energy accelerators.* Geneva, 1956, v.1, p.68-73; *Атомная энергия.* 1956, №3, с.9-14.
5. R.C. Davidson. *Theory of Nonneutral Plasmas* / W.A. Benjamin Inc. Advanced Book Program Reading, Massachusetts, 1974.
6. А.А. Иванов. *Физика сильнонеравновесной плазмы.* М.: «Атомиздат», 1977.
7. А.А. Рухадзе, Л.С. Богданкевич, С.Е. Росинский, В.Г. Рухлин. *Физика сильноточных релятивистских пучков.* М.: «Атомиздат», 1980.
8. Ya.V. Fainberg // *Proc. VII Internat. Conference on Accelerators.* Erevan, 1969.
9. В.Б. Красовицкий. Нелинейная радиальная самофокусировка электронного пучка в плазме // *Письма в ЖЭТФ.* 1969, №9, с.679-684.
10. В.Г. Дорофеев, В.Б. Красовицкий. Самофокусировка модулированного электронного пучка в плазме // *УФЖ.* 1984, т.29, №3, с.395-405.
11. А.М. Гладкий, В.П. Коваленко, П.Н. Юсманов. Свойства плазменных волн, возбуждаемых электронными сгустками // *Письма в ЖЭТФ.* 1976, №24, с.533-542.
12. V.B. Krasovitsky. *Self-focusing of relativistic electron bunches in a plasma.* Kharkov, Folio, 2000, 196p.
13. В.К. Гришин, Е.Н. Шапошникова. Устойчивость заряженного пучка малой длительности в плазменном волноводе // *Физика плазмы.* 1982, т.8, в.2, с.287-292.
14. А.Н. Кондратенко, В.М. Куклин, Н.С. Репалов. Эволюция сгустка заряженных частиц в поле собственного излучения // *УФЖ.* 1982, т.27, №8, с.1159-1164.

15. В.М. Куклин. Одномерные движущиеся сгустки заряженных частиц в плазме // *УФЖ*. 1986, т.31, №6, с.853-857; Роль поглощения и диссипации энергии в формировании пространственных нелинейных структур в неравновесных средах // *УФЖ. Обзоры*. 2004, т.1, №1, с.49-81.
16. А.Н. Кондратенко, В.М. Куклин, И.П. Панченко, С.М. Севидов. Устойчивость движущихся нескомпенсированных сгустков заряженных частиц в плазме // *Тезисы докл. Всесоюзн. семин. «Плазменная электроника»*. Харьков, 1983, с.40-42.
17. В.П. Коваленко, В.М. Пергаменщик, В.И. Старков. Динамика быстрого сгустка зарядов в плазме // *Физика плазмы*. 1985, т.11, в.4, с.417-424.
18. В.У. Абрамович, В.И. Шевченко. К нелинейной теории диссипативной пучковой неустойчивости релятивистского пучка в плазме // *ЖЭТФ*. 1972, т.62, в.4, с.1386-1391.
19. А.Н. Кондратенко, В.М. Куклин. *Основы плазменной электроники*. М.: «Энергоатомиздат», 1988, 320с.
20. В.М. Куклин, И.П. Панченко, Ф.Х. Хакимов. *Многоволновые процессы в плазме*. Душанбе: «Дониш». 1999, 175с.
21. В.Н. Цытович. *Нелинейные эффекты в плазме*. М.: «Наука», 1967, 288с.
22. V.M. Kuklin, S.S. Moiseev, I.P. Panchenko. *3-D short Beam Dynamics: Reprint of Institute of Space Research*. Moscow. №1619, 1989, 11p.
23. V.M. Kuklin, I.P. Panchenko. Nonlinear structure formation in dissipative media // *Plasma Physics Reports*. 1994, v.20, №9, p.813-823.
24. Б.А. Альтеркоп, С.Р. Жексембин, В.Г. Рухлин, В.П. Тараканов. *Двумерная динамика компенсированного электронного сгустка в плотной плазме*: Препринт Ин-та высоких температур АН СССР. 1986, №6-193, с.35-45.
25. О.В. Батищев, В.Б. Красовицкий, Ю.С. Сигов и др. Самофокусировка ленточного РЭВ в плотной плазме // *Физика плазмы*. 1993, т.19, с.738-743.
26. O.V. Batischev, V.I. Karas', Yu.S. Sigov, and Ya.B. Fainberg. 2.5 Dimentional computer simulation of relativistic bunch propagation in tenuous and dence plasmas // *Plasma Physics Reports*. 1994, v.20, p.583-586.
27. В.А. Балакирев, Г.В. Сотников, Я.Б. Файнберг. Модуляция релятивистских электронных сгустков в плазме // *Физика плазмы*. 1996, т.22, №2, с.165-169.
28. V.A. Balakirev, I.V. Karas', V.I. Karas', V.D. Levchenko, M. Bornatici. Charged particle (CP) acceleration by an intense wake-field (WF) excited in plasma by either laser pulse (LP) or relativistic electron bunch (REB) // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»* (3), 2003, №4, с.29-32.
29. N.I. Onishenko, G.V. Sotnikov Theoretical studies of the resonator concept of dielectric wakefield accelerator // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»* (3), 2006, №5, с.203-207.
30. Я.Б. Файнберг. Ускорение заряженных частиц в плазме // *УФН*. 1967, т.93, с.617-628.
31. Я.Б. Файнберг. Некоторые вопросы плазменной электроники // *Физика плазмы*. 1985, т.11, в.11, с.1398-1410.
32. М.С. Рабинович, А.А. Рухадзе. Принципы релятивистской плазменной электроники // *Физика плазмы*. 1976, т.2, в.5, с.715-722.
33. В.Д. Шапино, В.И. Шевченко. Взаимодействие волна-частица в неравновесных средах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1976, т.19, №5-6, с.787-791.

Статья поступила в редакцию 19.05.2010 г.

ON MOTION OF RADIATION CHARACTERISTICS OF SINGLE ELETRONNYH BUNCHES IN PLASMA

A.V. Kirichok, V.M. Kuklin, A.V. Mishyn

We discuss the features of radiation and dynamics of short single electron bunches propagating in plasma. If the size of the bunch in the direction of its movement does not exceed a few wavelengths of the excited plasma oscillations, the accumulation of the field in its volume does not happen and the dynamics of the bunch is determined not so much by self-focusing effect as the development of stream instability of a dissipative type. The resulting density modulation leads to a transient increase of the wave field amplitude, and the nature of the process gives grounds to consider it as superradiance. In contrast to the more extended beams, the amplitude of the radiation field after being reached a maximum falls off rapidly to a level corresponding to the radiation of spreading beam of the same size.

ПРО ОСОБЛИВОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ОДИНОЧНИХ ЕЛЕКТРОННИХ СГУСТКІВ, ЩО РУХАЮТЬСЯ У ПЛАЗМІ

О.В. Киричок, В.М. Куклін, О.В. Мішин

Обговорюються особливості випромінювання та динаміки коротких одиночних згустків електронів, що рухаються у плазмі. Якщо розмір згустку у напрямку його руху не перевищує кілька довжин хвиль плазмових коливань, що збуджуються, накопичення поля в його об'ємі не відбувається, динаміка згустку визначається не стільки ефектами самофокусівки, скільки розвитком двохпотокової нестійкості дисипативного типу. Модуляція густини, що виникає при цьому, призводить до короткочасного посилення амплітуди кільватерного поля, а характер процесу дає підстави вважати його надвипромінюванням. На відміну від більш протяжних пучків, амплітуда поля випромінювання, досягнувши максимуму, швидко зменшується до рівня, який відповідає випромінюванню розмитого пучка тих же розмірів.