СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р9 - 5091

В.Н. Цытович

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

О КОЛЛЕКТИВНОМ ПУЧКОВОМ УСКОРЕНИИ

1970

8397/2 up

P9 - 5091

В.Н. Цытович

О КОЛЛЕКТИВНОМ ПУЧКОВОМ УСКОРЕНИИ

Как известно, В.И.Векслером [1] было предложено несколько вариантов коллективного ускорения, среди которых особый интерес представляют ударное [2] и пучковое. Ударное ускорение основано на свойствах релятивистского соударения сгустков и позволяет, в принципе, сообщить ускоряемому легкому сгустку, содержащему ионы, весьма большие энергии. В условиях, когда электромагнитных сил взаимодействия сгустков недостаточно для их взаимного отражения, легкий сгусток проникает в тяжелый и мы переходим к механизму пучкового ускорения. Грубо говоря, можно считать, что тяжелый сгусток представляет собой непрерывную среду-пучок, который обдувает легкий сгусток. В условиях, когда полный заряд тяжелого сгустка скомпенсирован, можно говорить об обдувании плазмой.

В последнее время были достигнуты существенные экспериментальные успехи в создании мощных релятивистских пучков с током порядка 10^5 а [3], которые показывают, что плотность частиц пучка, который обдувает сгусток, может достигать значений $n \approx 10^{12}$ см^3 при площади сечения 10 см^2. Цель настоящей работы - рассмотреть проблему коллективного пучкового ускорения с точки зрения современных возможностей. Мы будем опираться на теоретические исследования, выполненные в 1959-1962 г.г. [4-7]. Среди эффектов, которые могут привести к захвату сгустка обдуваемым электронным потоком, имеются когерентное черенковское [4] и переходное излучения. Будем рассматривать эти эффекты в системе отсчета, в которой обдуваемый пучок покоится, а сгусток движется с релятивистской скоростью.

Задача в этих условиях состоит в нахождении условий, при которых сгусток потеряет свою энергию в пучке (плазме). Целесообразно предполагать, что такой сгусток есть заряженное электронное кольцо, т.к. именно такого типа сгустки сейчас создаются экспериментально /8,9,10/.

1. Излучение Вавилова–Черенкова является когерентным, если длина возбуждаемой волны λ существенно больше характерного размера сгустка ℓ в направлении испускания волны. В отсутствие магнитного поля лишь плазменные волны имеют фазовые скорости, меньшие скорости света, и условие черенковского излучения $v > v_ф$ может быть выполнено. Обычно потери энергии элементарного заряда на излучение плазменных волн составляют малую долю ($\frac{1}{\ln \Lambda}$, где $\ln \Lambda$ кулоновский логарифм $\approx$ 20–40) полных потерь, обязанных парным соударениям с частицами плазмы. Однако для сгустка зарядов при выполнении условия когерентности потери на излучение плазменных волн растут как N^2 с ростом числа частиц N в сгустке, тогда как потери на парные соударения остаются некогерентными. Таким образом, при $N > \ln \Lambda$ начинают доминировать когерентные потери. Длина плазменной волны, излучаемой зарядом, движущимся с релятивистской скоростью, есть

$$\lambda = \frac{c}{\omega_{pe}} = \frac{0.5 \cdot 10^6}{\sqrt{n}}, \qquad (1)$$

где $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$ –плазменная частота.

Условие когерентности $\lambda > \ell$, где ℓ –размер в направлении излучения для пучка, размеры поперечного сечения которого есть R , может быть записано в виде

$$I_A < 3.10^4 \gamma \left(\frac{R}{\ell}\right)^2. \qquad (2)$$

Здесь I_A –ток пучка в амперах $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, v –скорость пучка в лабораторной системе. При получении (2) использовано $I = \pi R^2 e n \gamma c$, где $n\gamma$ –плотность пучка в лабораторной системе. Если $\frac{R}{c} \approx 10$, то (2) обычно выполнено при достижимых сейчас токах. Поэтому (2) нужно скорее рассматривать как условие на R . Величина R лимитируется также размером ускоряемого сгустка. Если большой радиус кольца R_c , а малый a , то $R >> R_c$.

Потери энергии заряженного кольца в системе, где пучок покоится, в условиях когерентности составляют

$$F = \frac{dW}{dx} = \frac{e^2 N_e^2 \omega_{pe}^2}{c^2} \cdot \ln \frac{c}{\omega_{pe} \ell}. \tag{3}$$

Отсюда легко найти длину, на которой сгусток потеряет почти всю энергию $m c^2 Ne \gamma \gamma_\perp$

$$L = \frac{L_c}{\gamma} = \frac{R^2}{I_c} \cdot \frac{\gamma}{I_A} \cdot \frac{10^{10}}{\nu} \gamma_\perp . \tag{4}$$

Здесь L_c –длина в системе отсчета, в которой пучок покоится, ℓ – соответственно в лабораторной системе отсчета, а ν есть так называемый погонный электрон

$$\nu = \frac{e^2}{m_e c^2} \frac{N_e}{2\pi R_c} ; \tag{5}$$

$\gamma_\perp$ –релятивистский фактор движения электронов кольца перпендикулярно их поступательному движению.

Длительность импульса существующих пучков /3/ порядка $(2 - 1) \cdot 10^{-8}$сек (т.е. их длина $L_B \approx c\tau$ = 300 – 600 см). Из условия $L_л < L_B$ получим

$$I_A > \frac{10 \gamma_\perp}{\nu} \cdot \gamma \frac{R^2}{R_c} . \tag{6}$$

Так, при $\frac{\nu}{\gamma_\perp} \approx 10^{-2}$, $\gamma \approx 10, R \approx 3 R_c, R_c \approx 6$ см получим $I_A \gtrsim 2 \cdot 10^5$ а . Отсюда видно, что для улучшения условия (6) необходимо иметь сгустки с не очень малым отношением $\frac{\nu}{\gamma}$.

Формула (3) описывает также силу, действующую на электроны сгустка,

$$F = e E_{ef} . \tag{7}$$

Здесь E_{ef} –эффективное электрическое поле. Если сгусток содержит ионы, то условие совместности ускорения (в системе покоя пучка – соответственно торможения) имеет вид

$$E_{ef} < \frac{m_e}{m_i} \gamma_\perp E_c , \tag{8}$$

где $E_c = \frac{eNe}{Ra}$ –максимальное кулоновское поле электронов сгустка. Используя (3), это условие можно записать в виде

$$I_A < 10^4 \frac{R^2}{R_e a} \cdot \frac{m_e}{m_i} \gamma \gamma_\perp . \qquad (9)$$

Так, при $R = 3R_c$, $R_c = 6$ см, $\frac{R_c}{a} \approx 30$, $\gamma \approx 10$, $\gamma_\perp \approx 10$ получим $I_A < 10^5$ а.

Записанные неравенства (2) и (9) ограничивают ток сверху, а (6) – снизу. Неравенства (6) и (9) совместно дают

$$a < 10^3 \frac{m_e}{m_i} \nu \text{ см}, \qquad (10)$$

т.е. требуют достаточно малого продольного размера. Так, при $\nu \approx 2 \cdot 10^{-1}$ и $\frac{m_e}{m_i} \approx \frac{1}{2} \cdot 10^{-2}$ необходимо $a < 0{,}1$ см.

Неравенства (6) и (2) дают

$$\frac{\nu}{\gamma_\perp} > \frac{\ell^2}{3R_c} \cdot 10^{-3}. \qquad (11)$$

Если считать $\ell \approx a$, то (11) означает

$$a^2 < 3 \cdot 10^3 R_c \frac{\nu}{\gamma_\perp}. \qquad (12)$$

Это условие относительно легко выполняется.

Два вопроса являются существенными для пучкового ускорения. Первый – как изменяются когерентные потери в условиях, когда возбуждаемая плазменная волна становится нелинейной? Ответ на этот вопрос содержится в работе /11/, где показано, что видоизменяется лишь численный коэффициент в формуле (3), который, однако, остается числом порядка единицы. Второй – как видоизменяются когерентные потери в сильном магнитном поле. Ответ на этот вопрос содержится в /12/,/13/, где показано, что изменяется лишь значение подлогарифмического выражения в (3).

Исходя из этого, (3) можно использовать для оценок также в случае большого заряда сгустка и сильного внешнего магнитного поля.

2. Перейдем теперь к анализу возможных когерентных потерь из-за переходного излучения при влете и вылете сгустка в плазму (пучок)/5-7/. Согласно теории переходного излучения, развитой В.Л.Гинзбургом и И.М.Франком/15/, его спектр весьма широк и максимум интенсивности приходится на частоты порядка максимальных, которые в системе отсчета, где среда покоится, составляют

$$\omega_{max} \approx \gamma\,\omega_{pe} \tag{13}$$

и, соответственно, длины волн минимальны

$$\lambda_{min} = \frac{c}{\gamma\,\omega_{pe}}. \tag{14}$$

Для таких частот плазма (пучок) прозрачна и они свободно ее покидают. В силу Лоренцова сокращения масштабов продольные размеры сгустка в системе отсчета, где пучок покоится, сокращены в γ раз. Поэтому полученные в /5/ условия когерентности для минимальной длины волны (14) не зависят от γ

$$\ell^2 \ll 6\,\frac{c^2}{\omega_{pe}^2}\,\ell n\,\frac{R\omega_{pe}}{2c}. \tag{15}$$

Здесь ℓ –продольные размеры сгустка, равные a для кольца и превосходящие a и, возможно, R_c для цилиндра. При выполнении (15) и условия

$$\frac{c}{\omega_{pe}} > R_c \tag{16}$$

потери энергии на переходное излучение составляют

$$W = \frac{1}{3}\,e^2 N_e^2\,\gamma\,\frac{\omega_{pe}}{c}. \tag{17}$$

Если же $a \ll \frac{c}{\omega_{pe}} \ll R_c$, то потери существенно уменьшаются

$$W = \frac{e^2 N_e^2 \gamma}{2\pi R}, \tag{18}$$

т.е., грубо говоря, вместо $\frac{c}{\omega_{pe}}$ фигурирует R. При нарушении условия когерентности (15) интенсивность падает еще больше и для цилиндра $\ell \gg R$ получим результат (18), где вместо R должно фигурировать ℓ.

Сравнивая потери (17) с энергией сгустка $mc^2\gamma\gamma_\perp N_e$, получим условие, необходимое для того, чтобы сгусток потерял почти всю свою энергию

$$\frac{\nu}{\gamma_\perp} > \frac{a}{R_c}. \tag{19}$$

Для $\frac{a}{R} \approx 10^{-2}$ это условие нетрудно выполнить. Переходное излучение тока сгустка в условиях $\gamma_\perp \gg 1$ всегда меньше переходного излучения заряда.

Здесь стоит отметить, что работа сил поля, создаваемого сгустком, при переходе границы раздела (границы пучка) не равна реакции поля переходного излучения /6/. Это связано с тем, что при переходе через границу раздела совершается дополнительная работа перенормировки массы. Эта работа при влете сгустка имеет знак, противоположный (17), и в 3 раза превосходит (17).

Таким образом, при влете сгустка он получает энергию, а значит, в лабораторной системе он приобретает импульс в направлении, противоположном направлению падающего пучка. При вылете сгустка из среды совершается равная и противоположная по знаку работа перенормировки массы. Таким образом, полная работа сил при прохождении двух границ (влете и вылете из пучка) равна сумме энергии переходного излучения на двух границах, т.е. вдвое больше (17). Таким образом, можно для оценки использовать (17). Длина, на которой сгусток застревает в пучке, определяется зоной формирования переходного излучения /15/.

$$L_c = \lambda\gamma^2. \tag{20}$$

Для минимальной длины волны $\lambda = \frac{c}{\omega_{pe}\gamma}$ получим

$$L_л = \frac{L_c}{\gamma} = \frac{c}{\omega_{pe}}. \tag{21}$$

Условие $L_B > L_л$ при $L_B \approx 10^3$ см приобретает вид

$$I_A > \frac{R^2}{200}\gamma, \tag{22}$$

что даже при $R \approx 10^2$ не представляет жесткого условия.

Условие совместного ускорения электронов и ионов имеет вид:

$$I_A < \frac{\nu^2}{\gamma}\left(\frac{R}{a}\right)^2 \cdot 2 . \qquad (23)$$

Совместно с (22) это дает:

$$\frac{\nu}{\gamma} > \frac{a}{40} \text{ см.} \qquad (24)$$

Следует также отметить, что в отличие от черенковского излучения при переходном излучении возможно улучшение условия когерентности (уменьшение ℓ) из-за обратного влияния излученных волн на пучок/6/. Заметим, что можно добиться нарушения (6) и выполнения (22), если

$$\frac{\nu}{\gamma_\perp} < 2 \cdot 10^3 \frac{1}{R_c} . \qquad (25)$$

Автор признателен М.С. Рабиновичу, В.П. Саранцеву и С.Б. Рубину за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. *В.И. Векслер. Труды конференции по ускорителям Женева 1956 г. т. 1, стр. 8 0. Атомная энергия 2, 427, (1957).*
2. *В.И. Векслер, В.Н. Цытович. Труды конференций по ускорителям 1959 г. т. 1, стр. 160.*
3. *W.I. Link. IEEE Trans. Sc., 14, 777 (1967).*
   S.E. Graybill, S.V. Nablo. IEEE Trans. Sc., 14, 782 (1967).
   F.C. Ford, D. Martin, D. Sloan, W. Link. Bull. Am. Phys. Soc., 12, 961 (1967). Winterberg. Phys.Rev., 17, 212 (1968). G. Roberts, W.H. Bennet. Plasma Phys., 10, 381 (1968).
4. *Б.М. Болотовский. УФН, (1957).*
5. *Г.В. Воскресенский, Б.М. Болотовский. 94, 277, (1968).*
6. *В.Н. Цытович. ЖТФ 31, 923, (1961).*
7. *В.Н. Цытович. ЖТФ 31, 766, (1961).*
8. *В.Н. Цытович. ЖТФ 33, 795, (1963).*
9. *В.И. Векслер, В.П. Саранцев и др. Материалы конференции по ускорителям, Кембридж 1967 г.*

10. L.T. Lasslett and A.M. Sessler. Proc.Nat. Part Acc. Conf. Wash. March, 1969. Preprint UCRL-18589.

11. N.C. Chistofilos. Proc. Nat. Acc. Conf. Wash., 1969. Preprint Lawr. Rad. Lab., UVRL-71414.

12. С.Б. Рубин, В.Н. Цытович. ЖТФ 34, 3, (1964).
13. А.А. Коломенский ДАН СССР 106, 982, (1956).
14. А.Г. Ситенко, А.А. Коломенский. ЖЭТФ 30, 511 (1956).
15. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. ЖЭТФ 16, 15 (1946).
16. И.М. Франк. УФН 31, 766, (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 мая 1970 года.