

01;09;10

О возможности продольной самофокусировки электронного сгустка в процессе когерентного излучения

© Н.С. Гинзбург, Ю.В. Новожилова, Р.М. Розенталь, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Поступило в Редакцию 10 марта 2000 г.

Рассмотрена продольная динамика короткого в масштабе длины волны электронного сгустка в процессе когерентного излучения. Показана возможность фокусировки сгустка за счет продольной компоненты пондеромоторной силы, обусловленной полями излучения. Рассматриваемый механизм может быть реализован при частичной редукации сил пространственного заряда металлическими поверхностями, вдоль которых движется сгусток.

1. Для ряда практических приложений [1–3] представляется важной задача формирования коротких электронных сгустков, которые были бы устойчивы по отношению к кулоновскому расталкиванию. Как показано в данной работе, до определенной степени такая задача может быть решена за счет использования пондеромоторной силы, обусловленной полями излучения. Это означает, что частицам сгустка должна быть сообщена определенная поперечная осцилляционная скорость, в результате чего возникают поля излучения, фокусирующие электронный сгусток в продольном направлении. Осцилляционное движение может представлять собой циклотронное вращение частиц в однородном продольном магнитном поле. Другая возможность связана с осцилляциями частиц во внешнем электромагнитном поле или в переменном магнитостатическом поле (поле ондулятора).

Пондеромоторная сила, с которой взаимодействуют две синфазно осциллирующие частицы, является притягивающей, если расстояние между частицами меньше чем половина длины волны излучения [4]. Естественно, что указанная сила зависит от величины поперечной осцилляционной скорости частиц, но даже при релятивистских значениях скоростей эта сила оказывается слабее, чем сила кулоновского расталкивания частиц. В этой связи необходимым условием реализации

рассматриваемого метода продольной фокусировки является частичная компенсация пространственного заряда сгустка, которая может осуществляться за счет редукиции сил пространственного заряда при движении сгустка вдоль металлических поверхностей.

В данной работе исследована продольная фокусировка электронов в процессе циклотронного излучения. Сначала в предположении частичной редукиции сил пространственного заряда анализируется простейшая одномерная модель, когда ансамбль электронов представляет собой безграничный по двум поперечным координатам слой. Затем возможность продольного сжатия электронного сгустка, частицы которого вращаются между проводящими плоскостями в однородном магнитном поле, подтверждена моделированием на основе двумерной версии ПС-кода "КАРАТ".

2. Исследуем одномерную модель. Предположим, что имеется слой электронов, вращающихся в однородном магнитном поле $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$, направленном перпендикулярно границам слоя. Ширина слоя b . Все электроны имеют одинаковую начальную фазу циклотронного вращения, так что поперечный импульс электрона может быть представлен в виде $p_+ = p_x + ip_y = p_\perp \exp(i\omega_H t)$, $\omega_H = eH_0/mc\gamma_0$ — гирочастота, γ_0 — начальное значение релятивистского фактора. Для анализа динамики слоя разобьем его на конечное число плоскостей (макроэлектронов), различающихся продольной координатой z' . Поверхностная плотность тока каждой плоскости равна $j_+ = j_x + ij_y = j_0 \exp(i\omega_H t)$, где $j_0 = \sigma v_\perp$, σ — поверхностная плотность заряда, $v_\perp = p_\perp/m\gamma$ — поперечная скорость. Поле, излучаемое плоскостью, представляет собой плоскую циркулярно-поляризованную волну

$$E_+ = E_x + iE_y = E_0 \exp(i\omega_H t), \quad (1)$$

амплитуда которой дается соотношением

$$E_0(z, t) = -\frac{2\pi}{c} j_0(z', t - |z - z'|/c), \quad (2)$$

где $j_0(z', t - |z - z'|/c)$ — амплитуда поверхностной плотности тока в запаздывающий момент времени

$$j_0(z', t - |z - z'|/c) = \sigma v_\perp(z', t) \exp(-i\omega_H |z - z'|/c). \quad (3)$$

При записи (3) предполагается, что характерное время развития фокусировки сгустка существенно превышает время запаздывания b/c внутри

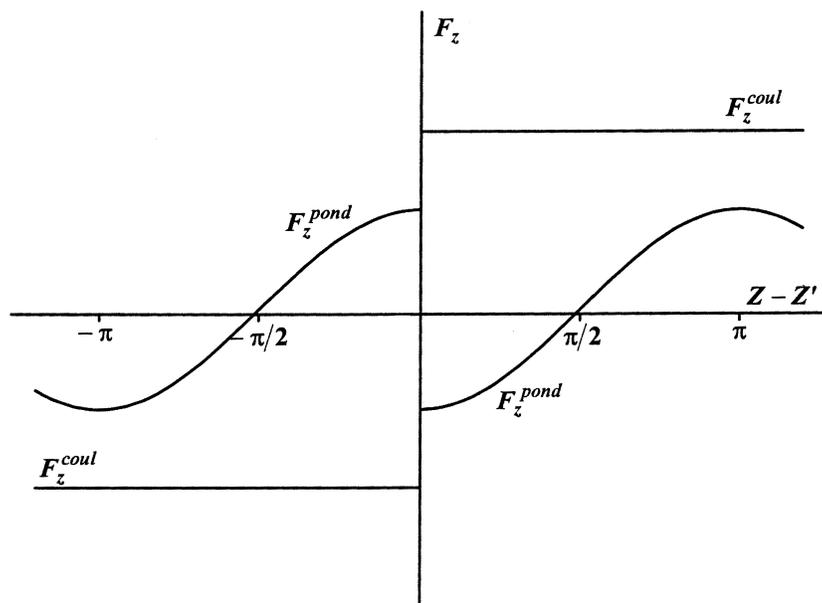


Рис. 1. Зависимость от продольной координаты кулоновской силы и пондеромоторной силы, с которой один макроэлектрон воздействует на остальные макроэлектроны.

слоя, т. е. продольное движение частиц является слаборелятивистским. В плоской волне магнитное поле $H_+ = H_x + iH_y = iE_+$ и соответственно продольная пондеромоторная сила, с которой данная плоскость действует на единицу площади другой плоскости, расположенной на расстоянии $|z - z'|$, дается соотношением

$$F_z^{pond} = -\left(2\pi\sigma^2 v_{\perp}(z, t)v_{\perp}(z', t)/c^2\right) \text{sign}(z - z') \cos\left((z - z')\omega_H/c\right). \quad (4)$$

Из рис. 1 видно, что в зависимости от расстояния между плоскостями указанная сила является знакопеременной. При этом, пока расстояние между плоскостями меньше половины длины волны излучения, эта сила является притягивающей. Для сравнения на том же рисунке изображена продольная компонента силы кулоновского взаимодействия

$F_z^{coul} = 2\pi\sigma^2 \text{sign}(z - z')$, которая при любых расстояниях между плоскостями является расталкивающей. В отсутствии какой-либо компенсации в рассматриваемой одномерной модели кулоновская сила превосходит пондеромоторную силу. Таким образом, для реализации процесса продольной фокусировки необходима частичная компенсация кулоновских сил, которая может осуществляться либо за счет ионного фона, либо за счет наличия металлических поверхностей, вдоль которых движется сгусток.

С учетом частичной редукции сил пространственного заряда, описываемой коэффициентом редукции $r < 1$, уравнения движения макроэлектронов в переменных Лагранжа, где положение каждой макрочастицы $Z_\alpha(Z_0, \tau)$ и ее скорость есть функция времени τ и начальной координаты Z_0 , могут быть представлены в виде (предполагается, что поперечное движение электронов является релятивистским, а продольное слаборелятивистским):

$$\frac{d^2 Z_\alpha}{d\tau^2} = \text{Re} \left(i \bar{p}_{\perp\alpha} \frac{\partial a^*}{\partial Z} \Big|_{Z=Z_\alpha} \right) + Ir \int_0^B \text{sign}(Z_\alpha - Z_{\alpha'}) dZ_{\alpha'}, \quad (5a)$$

$$\frac{d\bar{p}_{\perp\alpha}}{d\tau} = i \bar{p}_{\perp\alpha} \left(1 / \sqrt{1 - \beta_{\perp 0}^2 + |\bar{p}_{\perp\alpha}|^2} - 1 \right) - a. \quad (5b)$$

Здесь

$$a(Z, \tau) = I \int_0^B \bar{p}_{\perp\alpha'} \exp(-i|Z - Z_{\alpha'}|) / \sqrt{1 - \beta_{\perp 0}^2 + |\bar{p}_{\perp\alpha'}|^2} dZ_{\alpha'} \quad (5в)$$

— амплитуда поля излучения. В (5) использованы следующие безразмерные обозначения: $a = eE_0 / (mc\gamma_0\omega_H)$, $Z = \omega_H z / c$, $\tau = \omega_H t$, $\bar{p}_{\perp} = p_{\perp} / (mc\gamma_0)$, $B = b\omega_H / c$, $I = \omega_p^2 / 2\omega_H^2$, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m\gamma_0}$ — релятивистская плазменная частота.

Согласно (5в), максимальная амплитуда поля излучения $a = IB$ при заданной величине заряда на единицу площади слоя достигается, когда ширина слоя бесконечно мала в масштабе длины волны $B \ll 1$. При этом из уравнения (5а) получим следующее условие компенсации силы кулоновского расталкивания силой радиационного притяжения:

$$r < \beta_{\perp}^2. \quad (6)$$

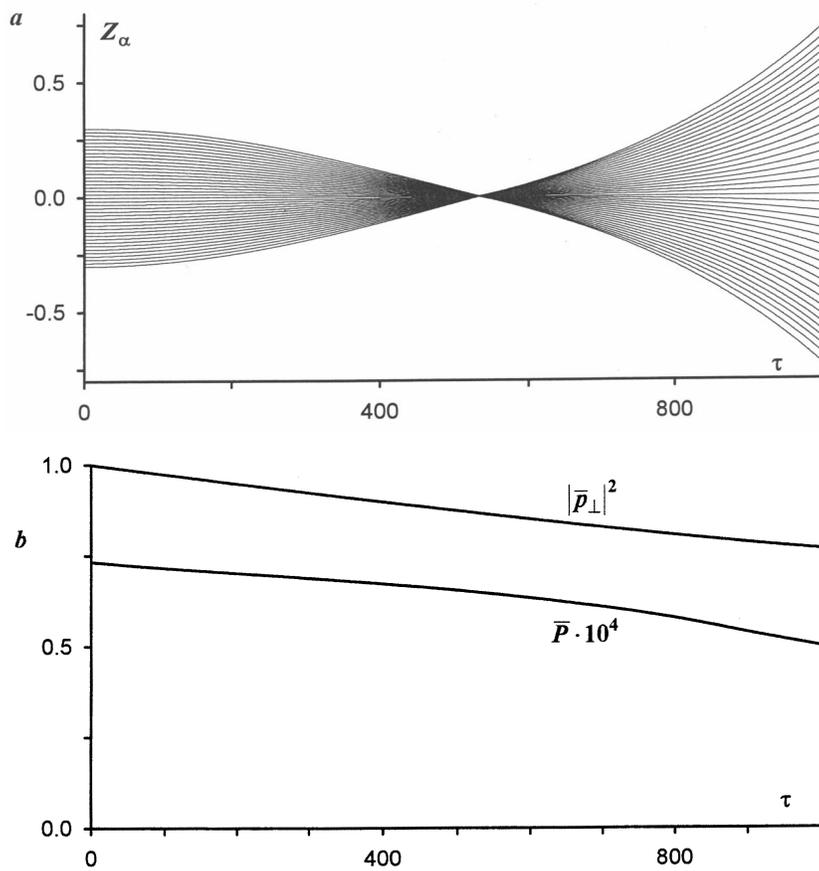


Рис. 2. Зависимость от времени: a — продольных координат макроэлектронов, b — среднего квадрата поперечного импульса и мощности излучения при $I = 10^{-4}$, $\beta_\perp^2 = 0.8$, $B = 0.6$, $r = 0.7$.

На рис. 2, a представлены траектории макроэлектронов в ситуации, когда в начальный момент времени выполнено условие (6). На рис. 2, b при тех же параметрах показаны мощность излучения $W = |a|_{Z=0}^2 + |a|_{Z=B}^2$ и средний квадрат поперечного импульса частиц. Как следует из сравнения

данных рисунков, до $\tau \leq 800$ имеет место эффективное когерентное излучение электронов слоя, сопровождающееся продольной самофокусировкой частиц. Разлет слоя, возникающий при больших τ , очевидно, связан с уменьшением в процессе излучения поперечного импульса частиц и соответственно с уменьшением пондеромоторной силы, которая в данном случае пропорциональна квадрату величины этого импульса.

3. Для демонстрации эффекта продольной самофокусировки в рамках двумерной модели был использован PIC-код "КАРАТ", непосредственно моделирующий уравнения Максвелла совместно с уравнениями движения частиц. Предполагалось, что сгусток находится между металлическими плоскостями (рис. 3), редуцирующими силы кулоновского расталкивания. Начальное положение сгустка, имеющего плотность 10^{10} cm^{-3} , показано на рис. 3, *a*. Размеры сгустка 1 mm вдоль оси z и 0.5 mm вдоль оси x . Электроны вращаются в направленном вдоль оси z однородном магнитном поле с напряженностью 3 Т и имеют начальную энергию 1 MeV. На рис. 3, *b-d* показан разлет сгустка под воздействием кулоновских сил в ситуации, когда поля излучения исключаются из моделирования. На рис. 3, *e-g* представлена конфигурация сгустка в различные моменты времени при наличии фокусирующего влияния полей излучения. Сравнение рисунков показывает, что в процессе излучения электронов-осцилляторов происходит первоначальное сжатие сгустка. Затем при уменьшении мощности излучения и средней поперечной скорости частиц (рис. 4) пондеромоторная сила уменьшается и сгусток расширяется.

4. Важно подчеркнуть, что полученные результаты применимы к случаю сгустка, движущегося как целое с поступательной скоростью $v_{\parallel 0}$. В этом случае рассмотренный выше процесс имеет место в собственной системе отсчета K' , движущейся с невозмущенной поступательной скоростью. Тогда, используя преобразования Лоренца, получаем, что в лабораторной системе отсчета K поперечная скорость электронов равна $v_{\perp} = v'_{\perp} \gamma_{\parallel}$, энергия $\gamma = \gamma' \gamma_{\parallel}$, концентрация $n = n' \gamma_{\parallel}$ ($\gamma_{\parallel} = 1/\sqrt{1 - \beta_{\parallel 0}^2}$). Так, например, при $v_{\parallel 0} = 0.98c$ рассмотренному в п. 3 случаю соответствует движущийся сгусток с энергией 7.5 MeV, питч-фактором $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 0.2$ и концентрацией $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (плотность тока $\sim 250 \text{ A/cm}^2$). Заметим также, что следует принять во внимание лоренцевское сокращение времени. В этой связи, если в собственной системе отсчета максимальная степень фокусировки достигается через

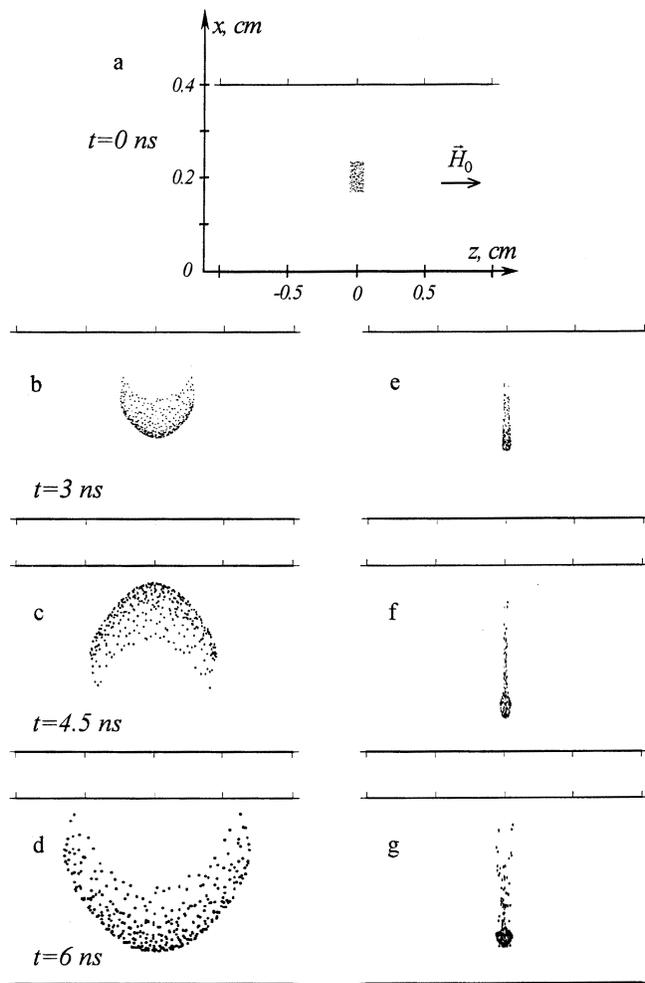


Рис. 3. Моделирование процесса продольной фокусировки сгустка с помощью PIC-кода: *a* — начальное положение электронного сгустка, *b, c* — эволюция сгустка в рамках электростатической модели, *d, e* — то же с учетом полей излучения. Начальная плотность сгустка 10^{10} cm^{-3} , энергия электронов 1 MeV, напряженность магнитного поля 3 Т.

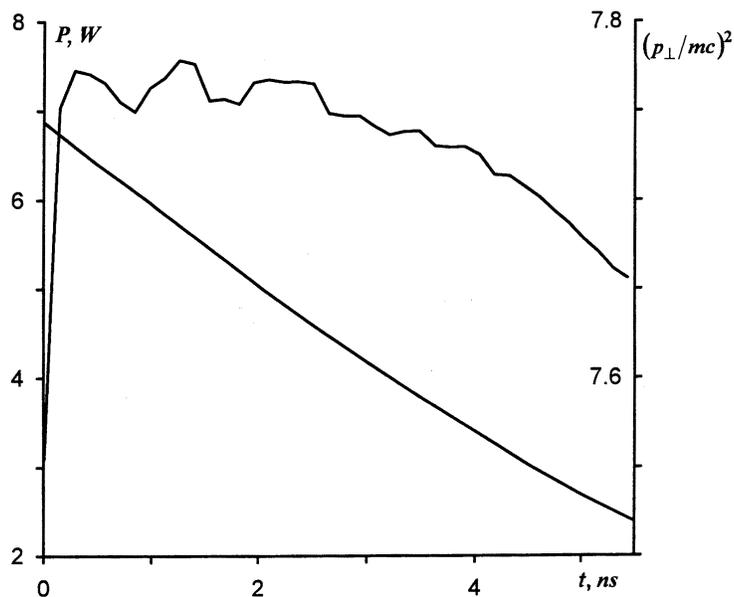


Рис. 4. Зависимость от времени среднего квадрата поперечного импульса и мощности излучения для параметров, соответствующих рис. 3.

$\Delta\tau' = 3$ ns, то в лабораторной системе этому событию будет соответствовать интервал времени $\Delta\tau = \Delta\tau'\gamma_{\parallel} \approx 15$ ns. За указанный интервал сгусток, движущийся с поступательной скоростью, близкой к скорости света, пролетит расстояние ~ 4.5 m.

5. Отметим в заключение, что эффект уменьшения поперечной осцилляторной скорости в процессе когерентного излучения должен отсутствовать, если осцилляции электронов носят вынужденный характер и происходят во внешних переменных полях. Так, если электроны совершают осцилляторное движение в поле конденсатора, то такой процесс будет описываться уравнениями (5а), (5в), в которых амплитуду поперечного импульса следует считать постоянной величиной, пропорциональной амплитуде поля конденсатора. В рамках такой модели при выполнении условия (6) процесс самофокусировки и когерентного излучения сгустка будет протекать неограниченно долго. Достаточно

интересно также исследовать данный процесс для случая, когда осцилляторное движение сообщается частицам бегущей электромагнитной волной накачки. В этом случае наряду с продольной самофокусировкой сгустка и его когерентным излучением (рассеянием) должно наблюдаться ускорение сгустка как целого за счет продольного импульса, передаваемого волной накачки. Противоположный эффект должен иметь место при движении короткого сгустка в переменном магнитном поле ондулятора. В последней модели сгусток будет тормозиться как целое, при этом самофокусировка будет обеспечивать когерентный характер излучения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 98-02-17308.

Список литературы

- [1] *Файнберг Я.Б., Березин А.К., Балакирев В.А.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника: Вып. 7 / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1993. С. 104.
- [2] *Chen P., Dawson J.M., Huff R., Katsouleas T.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 7. P. 692.
- [3] *Rosenzweig J.B.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 6. P. 555.
- [4] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 8. С. 445–448.