

02;04;09;12

©1994

СОЗДАНИЕ В ЭЦР РАЗРЯДЕ ПЛАЗМЫ С УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТОЙ

*С.В.Голубев, В.Е.Семенов,
В.Е.Суворов, М.Д.Токман*

1. Для ряда приложений (например, коллективное ускорение ионов в плазменном сгустке — см. [1]) представляет интерес создание плазмы с высоким значением магнитного момента. В [1] предложено использовать для этой цели адиабатическое магнитное сжатие, а создание “затравочного” магнитного момента предполагается осуществить на начальном этапе магнитного сжатия за счет резонансного циклотронного нагрева электронов (ЭЦР) в режиме автофазировки [2] (называемой иногда также гиромагнитным авторезонансом — см. [3]). Мы хотим обратить внимание на возможность получения значительно более высоких энергий электронов за счет резонансного воздействия СВЧ поля в течение всей стадии магнитного сжатия и оценить перспективы реализации такой схемы ускорения электронов на современном этапе технического развития.

2. Эффект автофазировки состоит в “захвате” резонансных частиц мощным СВЧ полем на устойчивые орбиты с примерно постоянной энергией, на которых захваченные частицы почти синхронно вращаются с частотой поля ω , и при плавном изменении магнитного поля автоматически поддерживается релятивистское условие циклотронного резонанса [2,4]:

$$\omega_n(t)/\gamma \approx \omega \quad (1)$$

(здесь ω_n — нерелятивистская гирочастота, а γ — отношение полной энергии электрона к его энергии покоя). Фаза резонансного взаимодействия частиц с СВЧ полем $\theta = \omega t - \int^t \omega_n(\tau)\gamma^{-1}(\tau)d\tau$ меняется при этом в ограниченной области $\Delta\theta < 2\pi$. Условие (1) определяет предельную энергию частиц, достижимую при адиабатическом магнитном сжатии и одновременном воздействии СВЧ поля с неизменной частотой. На релятивистской стадии увеличение энергии значительно больше, чем при обычном магнитном

сжатии; этот прирост энергии в равной степени обеспечивается СВЧ полем и вихревым электрическим полем, возникающим при магнитном сжатии.

Для реализации предложенной схемы ускорения электронов необходимо обеспечить выполнение ряда условий: необходимо, чтобы электроны находились в области СВЧ поля и нарастающего магнитного поля в течение всей стадии магнитного сжатия; необходимо обеспечить захват электронов на квазистационарные орбиты, соответствующие режиму авторезонанса; необходима также адиабатичность нарастания магнитного поля во времени.

Мы рассмотрим схему ускорения с использованием квазиоптического волнового пучка, инжектируемого вдоль магнитного поля беспробоной конфигурации. Время нахождения электронов в области взаимодействия определяется временем разлета плазменного сгустка с ионнозвуковой скоростью:

$$\tau_{вз} \approx L/V_S \quad (2)$$

(L — размер плазменного сгустка в направлении магнитного поля).

Для электрона в поле циркулярно поляризованной поперечной волны, распространяющейся в однородной плазме вдоль магнитного поля, условие медленности изменения магнитного поля имеет вид (см. [5])

$$(1/\omega)d\omega_n/dt \ll \alpha^{4/3}, \quad (3)$$

где $\alpha = eA/m_0c^2$, A — амплитуда вектор-потенциала в волне.

Для “захвата” электронов на орбиты, которым соответствует режим авторезонанса, необходимо, чтобы при плавном нарастании магнитного поля в момент выполнения “бифуркационного соотношения” между величиной магнитного поля, частотой волны и ее амплитудой (см. [5]) траектории всех электронов на фазовой плоскости находились внутри сепаратрисы. Можно показать, что для этого начальный разброс электронов по поперечным импульсам должен быть достаточно мал:

$$\Delta p_{\perp}/m_0c \ll [\alpha/(1-n)^2]^{1/3} \quad (4)$$

(n — показатель преломления волны).

Учет баунс-осцилляций электронов в “яме” амбиполярного потенциала, обусловленного конечным размером плазменного сгустка, налагает дополнительное ограничение, обеспечивающее медленность изменения доплеровского сдвига частоты в сопровождающей частицу системе отсчета:

$$n\langle \Delta p_{\parallel} \rangle 2/\omega L m_0 \ll \alpha^{4/3}. \quad (5)$$

Здесь $\langle \Delta p_{\parallel} \rangle$ — разброс электронов по продольным импульсам, L — масштаб неоднородности амбиполярного потенциала вдоль магнитного поля, совпадающий по порядку величины с размером плазменного сгустка в направлении магнитного поля.

3. Чтобы обеспечить реализацию предложенной схемы, необходимо обеспечить проникновение поля СВЧ пучка внутрь плазменного сгустка. Нелинейный показатель преломления n в рассматриваемом случае продольного распространения циркулярно поляризованной волны выражается соотношением [6]:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{(\gamma\omega - \omega_H)}. \quad (6)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m_0$ — квадрат плазменной частоты, n_e — концентрация электронов, а релятивистский фактор γ определяется энергией электрона на стационарной “авторезонансной” орбите. Можно показать, что в рассматриваемом случае резонансный знаменатель в (6) для захваченных частиц равен $\omega\alpha$, и $n^2 = 1 - \omega_p^2 \alpha \omega^2$. Отметим, что выполнение условия прозрачности плазмы

$$\alpha > \omega_p^2 / \omega^2 \quad (7)$$

позволяет также пренебречь влиянием амбиполярного ВЧ поля на поперечное движение захваченных частиц: при энергиях $\gamma \gg 1$ в приближении однородного плазменного цилиндра величина обусловленного краевыми эффектами амбиполярного поля относится к амплитуде СВЧ поля как $\omega_p^2 / 4\alpha\omega^2$.

4. Современные генераторы на релятивистских электронных пучках могут обеспечивать мощности от 10 до 1000 МВт в диапазоне длин волн 10–3 см при длительностях импульса 10–0.1 мкс [7–10]. За время импульса магнитное поле можно, по-видимому, поднять в 100–10 раз от начального значения, соответствующего условию “холодного” циклотронного резонанса (см. [11]), что позволит достичь энергий электронов до 5–50 МэВ. Приведенных выше значений СВЧ мощности вполне достаточно для выполнения условий (3–5) при фокусировке микроволнового излучения в квазиоптический пучок с поперечным размером в десятков длин волн.

Плотность ускоренных электронов ограничивается в первую очередь условием прозрачности плазмы. Считая допустимым значение $n^2 = 0.5$, получаем ограничение сверху

для плотности плазмы:

$$n_e(\text{см}^{-3}) = 0.5P^{1/2}(\text{MW}) \frac{10^{11}}{\lambda(\text{см})D_{\perp}(\text{см})}, \quad (8)$$

где λ — длина волны излучения, D_{\perp} — диаметр волнового пучка.

Полное число ускоренных электронов определяется, с одной стороны, продольным по отношению к магнитному полю размером плазменного сгустка, а с другой — полной энергией СВЧ импульса. Следует иметь в виду, что при магнитном сжатии площадь поперечного сечения нагреваемого плазменного сгустка уменьшается обратно пропорционально величине магнитного поля. Поэтому КПД использования СВЧ мощности при неизменной апертуре пучка невысок: для ускорения N электронов требуется энергия

$$\int P dt \approx (1/4)Nmc^2(H_{\text{max}}/H_0)^2. \quad (9)$$

Тем не менее, например, при мощности генератора 10 МВт в импульсе длительностью 6 мкс на длине волны 3 см возможно ускорение $3 \cdot 10^{12}$ частиц до энергий ≈ 15 МэВ (увеличение магнитного поля в 30 раз, длина плазменного шнура ~ 100 см), что существенно превосходит выход ускоренных частиц в проекте [1].

Авторы благодарны А.В. Гольдбергу за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-849).

Список литературы

- [1] Geller R., Golovaniusky K.S. Preliminary project of a compact ECRPAC device for 1–400 Men/amu heavy ion bunches production. Note PSI N301, Centre d Etudes Nucleaires de Grenobl, 1991.
- [2] Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., 1980. С. 94.
- [3] Golovaniusky K.S. // IEEE Trans. on Plasma Science. PS-10. 1991. V. 3. P. 199.
- [4] Нейштадт А.И., Тимофеев А.В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1706.
- [5] Суворов Е.В., Токман М.Д. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 950.
- [6] Азиезер А.И. и др. Электродинамика плазмы. М., 1974.
- [7] Petelin M.I. // Int. J. Electronics. 1989. V. 167. N 1. P. 137.
- [8] Зайцев Н.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 879.

- [9] *Абубакиров Э.Б. и др.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 533.
[10] *Бурцев В.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 1435.
[11] Strong and Ultrastrong Magnetic Fields and Their Application. / Ed.
F. Herlach. Berlin, 1985.

Институт прикладной
физики
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
14 сентября 1994 г.
