

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОКУСИРОВКИ
И ТРАНСПОРТИРОВКИ РЭП В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ
В ПОЛЕ МОШНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Л.В. Н о р и н с к и й, И.В. С м е т а н и н

1. В настоящее время широко известен метод фокусировки слабoreлятивистских пучков заряженных частиц с использованием эффекта Миллера в неоднородных электромагнитных полях [1, 2]. При переходе к ультрарелятивистским пучкам эффективность указанного метода существенно снижается: требуется значительное увеличение подводимой СВЧ-мощности, а также определенные трудности вызывает создание оптимального фокусирующего СВЧ-рельефа.

Ниже предлагается использовать в качестве фокусирующей структуры открытый плазменный волновод с возбуждаемой поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ). Во-первых, конфигурация полей в ПЭВ естественным образом подходит для создания потенциального „желоба“ для транспортировки пучка. Во-вторых, указанная система позволяет, варьируя геометрические и электрофизические характеристики плазменного канала, а также частоту возбуждаемой волны, добиться оптимального масштаба неоднородности и соотношения полей в ПЭВ.

Обсуждаемый способ фокусировки может быть реализован в широком диапазоне давлений газовой среды, включая атмосферное.

2. Для определенности ограничимся случаем аксиально-симметричной ПЭВ E-типа, распространяющейся вдоль открытого плазменного волновода, представляющего собой цилиндрический канал радиуса a . Радиальное распределение плазмы внутри цилиндра будем считать постоянным с резкой границей. Система однородна вдоль оси распространения z , плазма предполагается холодной и локаль-

но изотропной. Затухание поверхностной волны считаем достаточно малым (см. п. 3).

В рамках указанной модели для бегущей вдоль оси z аксиально-симметричной E -волны $\vec{E}, \vec{H} \sim e^{i(kz - \omega t)}$ соответствующие компоненты полей ПЭВ в плазме имеют вид [3] (учет нерезкой границы плазменного канала приводит к незначительным изменениям конфигурации полей):

$$\begin{aligned} E_z(r) &= E_0 I_0(k_1 r), & E_r(r) &= -\left(i \frac{k}{k_1}\right) E_0 I_1(k_1 r), \\ H_\varphi(r) &= -\left(i \varepsilon \frac{k}{k_1}\right) E_0 I_1(k_1 r). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь k - волновое число вдоль оси z , $k = \omega/c$, ε - диэлектрическая проницаемость плазмы, E_0 - нормировочная постоянная $E_z(0) = E_0$, $I_{0,1}(x)$ - модифицированные функции Бесселя. Величины $k_1^2 = k^2 - \varepsilon k^2$ и $\kappa^2 = k^2 - k^2$ определяют характерный размер, занимаемый ПЭВ в плазме и окружающей среде соответственно.

Сосредоточенное вблизи границы раздела сред поле создает для заряженной частицы внутри волновода потенциальную яму (миллеровский потенциал [1]). Указанное обстоятельство можно использовать для фокусировки релятивистских пучков заряженных частиц.

Рассмотрим движение частицы с зарядом e и массой m , влетающей с начальной скоростью $\vec{V}_0 + \vec{v}$, $V_0 // z$ в канал с возбужденной ПЭВ. Пользуясь стандартной процедурой выделения медленного движения [1] в случае нерелятивистской поперечной начальной скорости $|v| \ll c$, несложно получить требуемые соотношения, которые для аксиально-симметричной ПЭВ (1) принимают вид

$$m r \ddot{r} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad \Phi = \frac{e^2}{4 m \gamma} (k V_0 \mp \omega)^{-2} \left\{ \frac{|E_z|^2}{\gamma^2} + |E_r \mp \varepsilon H_\varphi|^2 \right\}. \quad (2)$$

Здесь R - усредненная за период ВЧ-колебаний радиальная координата частицы, $\beta_0 = V_0/c$, γ - лоренцовский фактор, нижний знак соответствует встречному движению частицы и ПЭВ. Отметим, что в нерелятивистском пределе $\gamma \rightarrow 1$ соотношения (2) соответствуют результатам [1].

При выводе (2) необходимо учесть следующие условия: 1) на длине L области взаимодействия частица должна совершить достаточно большое число осцилляций $|kL| \gg 1$; 2) поле волны должно быть слабонеоднородным, амплитуда колебаний - достаточно малой,

$$|k \delta z| \ll 1, \quad |k_1 \delta r| \ll 1. \quad (3)$$

Здесь δz и δr - амплитуды соответственно продольных и поперечных осцилляций частицы.

Если поперечная кинетическая энергия частицы не превышает глубины пондеромоторного потенциала Φ_0 , частица испытывает

отражение от стенок канала и ее движение в поперечном направлении ограничено $R \leq a$.

Дисперсионные свойства ПЭВ позволяют, варьируя частоту волны ω , плотность и геометрию плазмы, изменять параметры ПЭВ (h, ε, k_1) в весьма широком диапазоне, что облегчает подбор оптимального режима взаимодействия. В частности, в пределе $|\mathcal{E}| \gg 1$ имеем $h \sim k$ и глубина проникновения поля в плазму $k_1 \approx |\mathcal{E}|^{1/2} k$ оказывается малой по сравнению с длиной волны. Для случая канала большого радиуса $k_1 a \gg 1$ и $\mu \gg 1$ имеем из (2), (3) ограничение на величину потенциала Φ_0

$$\Phi_0 \ll mc^2 \mu (4|\mathcal{E}|)^{-1} (kV_0/\omega + 1)^2. \quad (4)$$

Сделаем некоторые оценки. Пусть релятивистский электронный пучок (РЭП) радиуса $r \approx a$ инжектируется внутрь канала с возбужденной мощной ПЭВ (соосно). Для встречного (знак "+") распространения ПЭВ и РЭП с $\mu \sim 10$ вдоль канала радиуса $a \sim 1$ см и $|\mathcal{E}| \sim 25$ потенциал $\Phi_0 \sim 100$ кэВ может быть создан волной с $k_0 = \omega/c = 0.5 \text{ см}^{-1}$ и амплитудой поля на границе канала $E_0 I_1(k_1 a) \sim 250 \text{ кВ/см}$.

При инжекции РЭП в плотный газ основным механизмом увеличения поперечной температуры E электронов является рассеяние на частицах среды. Имея в виду $\mu \sim 10$ и воздух при нормальных условиях, оценка [4] в приближении малых углов рассеяния дает темп роста температуры $\frac{dE}{dx} \sim 10^{-3} \text{ МэВ/см}$. Таким образом, при

указанных параметрах ПЭВ радиус пучка не должен превышать поперечного размера плазменного канала на расстояниях $L \sim 100$ см.

Расширение канала происходит в основном в результате лавинной ионизации газа в поле СВЧ-волны вблизи границы канала с последующим вытеснением ПЭВ – процесс, как известно, в плотных газах достаточно медленный (по сравнению с пролетным временем $\sim L/c$, а также характерной длительностью импульса РЭП).

Следует отметить, что для свободного распространения РЭП с $\mu \sim 10$ в атмосфере оценка [4] радиуса пучка на расстояниях ~ 100 см дает значение $r \sim 20$ см, что значительно превосходит начальный радиус $a \sim 1$ см.

3. С точки зрения реализации обсуждаемого способа фокусировки РЭП представляет интерес работа [5], где экспериментально обнаружен эффект динамического каналирования ПЭВ протяжения плазменным каналом с нерезкой границей в воздухе при атмосферном давлении. Для канала длиной 100 см, создаваемого плазмой оптического пробоя, диапазон „прозрачности“ ПЭВ с длиной волны $\lambda \sim 10$ см достигал 250 мкс. Указанная направляющая структура как в разреженном, так и в плотном газах, по-видимому, может служить эффективной системой для каналирования без предварительной фокусировки ВЧ- и СВЧ-излучения практически неограниченной мощности. Для создания протяженных плазменных каналов также весьма перспективным является применение мощного лазер-

ного излучения УФ-диапазона (экимерные лазеры, схемы с генерацией гармоник твердотельных ОКГ).

В условиях совместного распространения РЭП и мощной поверхностной волны в канале с аксиальной симметрией дополнительным преимуществом является возможность образования максимальной плотности электронов плазмы на „поверхности“ канала, т. е. формирование высокопроводящей „шубы“ для закорачивания обратных токов сильноточных РЭП в плотных газах. Следует также отметить возможность реализации режима ионной фокусировки РЭП при распространении вдоль ионизованного канала.

Изложенные соображения указывают на широкие возможности по реализации режима „скольжения“ РЭП в сопровождении каналируемого мощного высокочастотного электромагнитного импульса по треку предварительно сформированного плазменного канала в газах широкого диапазона давлений, включая плотные, что несомненно представляет определенный интерес с точки зрения проблемы транспортировки пучков заряженных частиц.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М и л л е р М.А. // Изв. вузов, сер. Радиофизика. 1958. Т. 1. № 3. С. 110-123.
- [2] Г е к к е р И.Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. М.: Атомиздат, 1978. 312 с.
- [3] К о н д р а т е н к о А.Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985; M o i s a n M., P a n t e l R., H u b e r t J. // Contr. Plasma Phys. 1990. V. 30. P. 293-314.
- [4] Л е е Е.Р. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. P. 60-69.
- [5] К о л п а к о в В.И., Н о р и н с к и й Л.В., Р о г о в В.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 10. С. 67-73.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
РАН, Москва

Поступило в Редакцию
10 февраля 1992 г.