

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ИОННОЙ ШЛАНГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭП, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ПО КУСОЧНО-ПРЯМОЛИНЕЙНОМУ ПЛАЗМЕННОМУ КАНАЛУ

А.Г.Зеленский, Е.К.Колесников

Научно-исследовательский институт математики и механики
при Санкт-Петербургском государственном университете,
Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 26 сентября 1994 г.)

Одной из перспективных концепций комплексных ускорителей релятивистских электронных пучков (РЭП) является концепция репиркулярного ускорителя с многократным прохождением РЭП через ускоряющий промежуток.

Повторноехождение РЭП через ускоряющий промежуток обеспечивается его транспортировкой по замкнутому плазменному каналу, создаваемому системой лазерных пучков [1,2]. При этом для перехода пучка из одного прямолинейного участка канала в другой предполагается использовать внешнее магнитное поле, создаваемое специальными магнитными системами. Заметим, однако, что при не слишком больших углах между направлениями соседних участков канала возмущения, индуцируемые поворотом плазменного канала, могут быть относительно невелики, что позволяет обойтись без применения в конструкции ускорителя массивных и энергоемких магнитных систем.

К числу наиболее опасных возмущений РЭП, связанных с поворотом плазменного канала, относится шланговая неустойчивость.

Целью настоящей работы является численное моделирование динамики развития ионной шланговой неустойчивости (ИШН) РЭП, распространяющегося по кусочно-прямолинейному плазменному каналу, состоящему из двух прямолинейных участков, угол между которыми равен α . Инжекция пучка в плазменный канал происходит на расстоянии l до точки поворота.

ИШН РЭП возбуждается в "теле" пучка, распространяющегося на фоне положительно заряженных ионов канала, из которого в области "тела" пучка плазменные электроны оказываются вытесненными сильным электрическим полем головной части пучка.

Введем в рассмотрение две системы координат $Z_1 O_1 Y_1$ с началом O_1 в точке инжекции и осью Z_1 , совпадающей с начальным положением оси первого участка канала, а также систему координат $Z_2 O_2 Y_2$ с началом O_2 в точке поворота и осью Z_2 , совпадающей с начальным положением оси второго участка канала. Для моделирования развития ИШН применялась модель распределенных масс [3,4] с использованием 50-дискового представления поперечных сегментов пучка и канала. С помощью указанной модели рассчитывались поперечные смещения Y_1^i дисков, моделирующих сегменты пучка до точки поворота. Последние координаты дисков Y_1^i отождествлялись с координатами Y_2^i

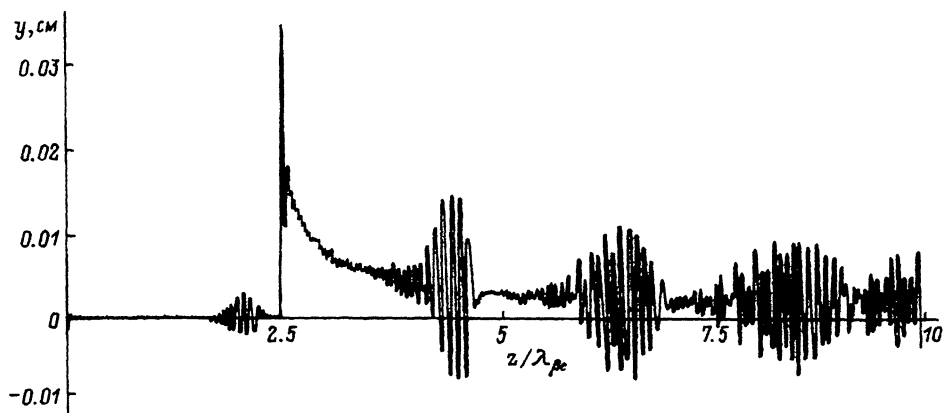


Рис. 1.

сегментов (учитывая малость углов поворота) в системе координат $Z_2O_2Y_2$, которые использовались при моделировании развития ИШН на втором участке канала. При этом начальное значение компоненты скорости $V_{y_2}^i$ дисков полагалось равным $V_{y_2}^i = c \sin \alpha$, где c — скорость света.

При моделировании рассматривались как гауссовские, так и беннетовские профили плотности пучка и ионного канала, изменялось расстояние l в пределах от 2.5 до $5\lambda_{\beta e}$ и при этом варьировался угол поворота α от 0 до 0.2 . Менялась в пределах от 0.1 до 1 величина $p = r_c/r_b$, зависящая от поперечных размеров пучка и канала. Здесь расстояние l выражено в бетатронных длинах волны пучка $\lambda_{\beta e}$, а r_b и r_c — соответственно радиусы пучка и канала.

На рис. 1, 2 представлены графики зависимости амплитуды колебаний центра масс фиксированного при $x = 0.12\lambda_{\beta i}$ сегмента пучка с гауссовским профилем плотности от расстояния, проходимого им в ионном канале, для случаев, когда $l = 2.5\lambda_{\beta e}$, $\alpha = 0.1$, а $p = 0.1$ (рис. 1) и $p = 1$ (рис. 2). Здесь x — расстояние до переднего фронта пучка, выраженное в длинах волны колебаний ионного канала $\lambda_{\beta i}$ около пуч-

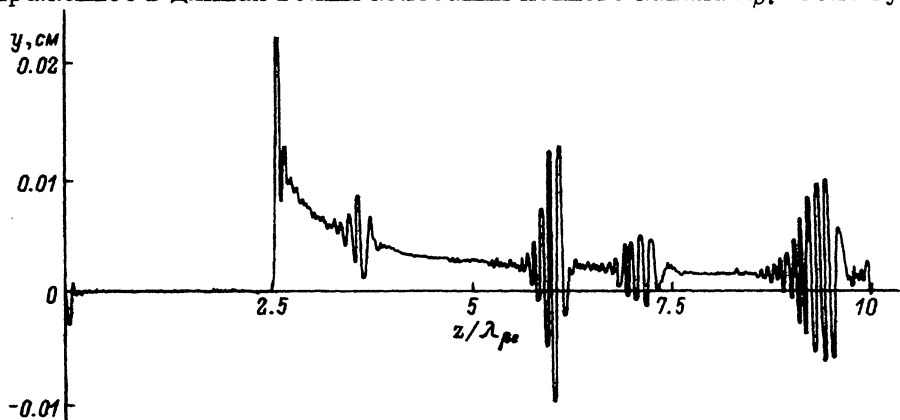


Рис. 2.

ка. На них видно, как происходит затухание амплитуды шланговых колебаний после поворота на угол α .

Результаты численных расчетов позволяют сделать следующие выводы.

1. Затухание ионной шланговой неустойчивости РЭП при изменении величины x от 0 до $0.2\lambda_{\beta i}$ происходит всегда при углах поворота α до 0.2 и проходимых расстояниях до поворота l от 2.5 до $5\lambda_{\beta e}$ как для широкого ($p = 1$), так и для узкого ($p < 1$) ионных каналов.

2. В случае широкого канала и $l = 5\lambda_{\beta e}$ при изменении величины x от 0 до $0.2\lambda_{\beta i}$; на углах до 0.2 вид профиля плотности пучка и канала на поведение ИШН практически не влияет.

При увеличении x от 0.2 до $0.5\lambda_{\beta i}$ предпочтительнее с точки зрения поведения ИШН транспортировать пучок с беннетовским профилем, а в случае $l = 2.5\lambda_{\beta e}$, $\alpha = 0.1$ и $p = 1$ лучше использовать пучок и канал с гауссовскими профилями.

3. В случае узкого ионного канала значение величины x , при которой происходит затухание ИШН при условиях $l = 5\lambda_{\beta e}$ и $\alpha = 0.1$, становится больше, чем для случая широкого канала, и возрастает до $0.7\lambda_{\beta i}$.

Если угол поворота увеличивается от 0.1 до 0.2, то с точки зрения поведения ИШН транспортировать лучше пучок с гауссовским профилем, чем с профилем Беннета.

Если расстояние до поворота уменьшается до $2.5\lambda_{\beta e}$, то вид профилей пучка и канала на поведение ИШН практически не влияет и при значениях x больше $0.5\lambda_{\beta i}$; происходит раскачка амплитуды шланговых колебаний РЭП после поворота.

Таким образом, разработан численный инструмент, позволяющий определять параметры РЭП и плазменного канала, а также величины углов поворота плазменного канала, при которых происходит затухание ионной шланговой неустойчивости РЭП. Это в свою очередь позволит определить основные технические параметры проектируемых установок и систем.

Список литературы

- [1] *Martin W.E. et al. // Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 54. N 7. P. 685–688.
- [2] *Frost C.A. et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci.* 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 2754–2756.
- [3] *Lee E.P. // Phys. Fluids.* 1978. Vol. 21. N 8. P. 1327–1343.
- [4] *Buchanan H.L. // Phys. Fluids.* 1987. Vol. 30. N 1. P. 211–231.