

04;10

Влияние периодического по плотности ионного канала на поведение ионной шланговой неустойчивости релятивистского электронного пучка

© А.Г. Зеленский, Е.К. Колесников

Санкт-Петербургский государственный университет
 Научно-исследовательский институт математики и механики им. В.И. Смирнова,
 198904 Санкт-Петербург, Россия
 e-mail: zel_alex@mail.ru

(Поступило в Редакцию 24 июля 2002 г. В окончательной редакции 16 мая 2003 г.)

Рассмотрена динамика релятивистского электронного пучка, распространяющегося в периодическом по плотности ионном канале. С применением модели распределенных масс изучено поведение ионной шланговой неустойчивости при различных параметрах системы пучок–ионный канал. Найдены условия, при которых ионная шланговая неустойчивость не препятствует распространению пучка на расстояниях порядка 100 бетатронных длин волны пучка.

К числу новых перспективных методов транспортировки релятивистских электронных пучков (РЭП) в газоплазменных средах относится метод, основанный на использовании для транспортировки электронного потока искусственного плазменного канала, создаваемого в результате ионизации нейтральной компоненты фонового газа потоком излучения вспомогательного ультрафиолетового лазера. Плазменный канал выполняет при этом две основные функции: компенсирует возмущающее воздействие на пучок различных внешних сил, что приводит к практически прямолинейному распространению РЭП; обеспечивает равновесную транспортировку потока с радиусом 1–10 см при уровнях тока, существенно превышающих ток поперечно стабилизированного РЭП, распространяющегося в пространственно неограниченной плазменной среде.

Предельные дистанции транспортировки РЭП по искусственному плазменному каналу определяются развитием целого комплекса динамических процессов, приводящих к постепенному разрушению потока.

Если длительность импульса пучка становится соизмеримой с характерным временем колебания ионов плазменного канала в потенциальной яме пучка, то эволюция системы пучок–канал будет определяться совместной динамикой релятивистских электронов пучка и ионов канала. При этом, как показывают теория и эксперимент, создаются условия для возбуждения в системе пучок–канал различного рода неустойчивостей, наиболее опасной из которых является ионная шланговая неустойчивость (ИШН) [1–9].

В работе [10] было предложено применить в ондуляторе лазера на свободных электронах периодический по плотности ионный канал в качестве способа транспортировки и возбуждения поперечных колебаний электронного пучка на расстояниях порядка нескольких бетатронных длин волны пучка. Дальнейшие исследования в рамках модели жесткого пучка были продолжены

в работах [11,12]. Поскольку модель жесткого пучка дает абсолютный рост ионной шланговой неустойчивости, то для учета эффекта фазового перемешивания траекторий частиц пучка в данных работах был введен диссипативный коэффициент. Результаты работ [10–12] показали, что на расстояниях в несколько бетатронных длин волны пучка в отсутствие внешних фокусирующих полей при длине периода изменения плотности ионного канала, равной бетатронной длине волны пучка, возможна устойчивая транспортировка пучка с цилиндрически симметричными колебаниями оболочки пучка.

В данной работе исследуются динамика развития и поведение ионной шланговой неустойчивости РЭП, распространяющегося по периодическому по плотности ионному каналу на больших расстояниях, в зависимости от различных параметров ионного канала и электронного пучка без использованного в работах [11,12] предположения о малости амплитуд поперечных колебаний пучка и канала.

Рассмотрим параксиальный аксиально-симметричный релятивистский электронный пучок распространяющийся вдоль оси z по предварительно созданному периодическому по плотности плазменному каналу. Предполагаем, что плазменные электроны канала мгновенно выбрасываются в радиальном направлении сильным электрическим полем головной части пучка и транспортировка пучка происходит на фоне положительно заряженных ионов канала, частично компенсирующих пространственный заряд пучка. Длина периода вариации плотности ионного канала $L_{\text{пер}}$ изменяется в пределах от 0 до $2\lambda_{\beta e}$, где $\lambda_{\beta e}$ — длина волны бетатронных колебаний пучка. Плотность ионного канала изменяется таким образом, что степень зарядовой нейтрализации пучка f имеет вид $f(z) = f_0[1 + f_1 \cos(2\pi z/L_{\text{пер}})]$. Здесь f_0 — степень зарядовой нейтрализации в отсутствие вариаций плотности ионного канала (случай транспортировки электронного пучка в режиме ионной фокусировки по

обыкновенному ионному каналу); f_1 — коэффициент, изменяющийся в пределах от 0 до f_0 ; z — длина ионного канала. Рассматриваются характерные поперечные размеры ионного канала как меньше (узкий канал), так и больше (широкий канал) поперечных размеров пучка. Длина импульса электронного пучка X , измеряемая от головы пучка, принималась равной $2\lambda_{\beta i}$, где $\lambda_{\beta i}$ — длина волны колебаний ионного канала около пучка. Длина транспортировки РЭП по ионному каналу z , выраженная в бетатронных длинах волны пучка $\lambda_{\beta e}$, равнялась 100.

К сожалению, поведение ионной шланговой неустойчивости аналитически можно исследовать в весьма ограниченных случаях и только в линейном режиме. В случае нелинейного режима, когда пучок смещается относительно плазменного канала на расстояния, соизмеримые с поперечными размерами пучка или канала, исследование шланговой неустойчивости возможно лишь с помощью численных методов.

Для исследования возбужденного неустойчивого состояния воспользуемся моделью распределенных масс, развитой в работах [13,14] и реализованной в [1] для случая транспортировки пучка по обыкновенному ионному каналу с радиусом пучка, меньшим радиуса канала.

В этой модели продольные сегменты пучка (канала) толщины Δt представляются в виде совокупности жестких дисков, имеющих тот же профиль плотности, что и пучок (канал). Масса в сегменте меняется по дискам. Ее величина лежит в диапазоне от бесконечности, что соответствует частице, находящейся далеко от оси, до отличного от нуля минимума, что соответствует частице, локализованной около $r = 0$.

Совместная динамика указанных дисков описывается системой уравнений в частных производных, сформулированных в работах [1,13], которая для гауссовских профилей плотности пучка и канала имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 Y_\eta}{\partial z^2} = -2\eta k_{\beta e}^2 \frac{a^2}{Y_\eta - D} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{(Y_\eta - D)^2}{2a^2}\right] \right\}, \\ \frac{\partial^2 D_\nu}{\partial x^2} = -2\nu k_{\beta i}^2 \frac{a^2}{D_\nu - Y} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{(D_\nu - Y)^2}{2a^2}\right] \right\}, \end{cases}$$

где Y_η и D_ν — поперечные смещения η -го диска пучка и ν -го диска канала; переменная $x = ct - z$ определяет расстояние до переднего фронта пучка; z играет роль, аналогичную времени t ; c — скорость света.

Полные смещения центров масс сегментов пучка Y и канала D связаны со смещениями дисков следующими выражениями:

$$Y = \int_0^1 Y_\eta w_e(\eta) d\eta,$$

$$D = \int_0^1 D_\nu w_i(\nu) d\nu.$$

Весовые функции $w_{e,i}$ в случае гауссовских профилей плотности пучка и канала имеют вид [1]

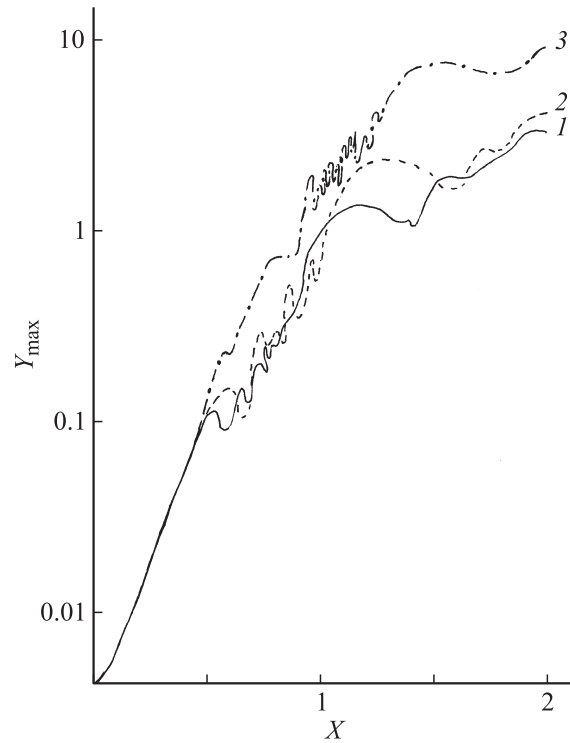


Рис. 1. Зависимость нормированного максимального смещения пучка Y_{\max} от нормированной величины X для случаев, когда: 1 — $R_b/R_c = 10$, 2 — $R_b/R_c = 1$, 3 — $R_b/R_c = 0.2$.

$w_e(\eta) = w_i(\eta) = 12\eta^2(1 - \eta)$; $k_{\beta e}^2$ и $k_{\beta i}^2$ — соответственно квадраты бетатронного волнового числа пучка и волнового числа, соответствующего частоте поперечных колебаний канала. Величина $a^2 = (R_b^2 + R_c^2)/2$, где R_b и R_c — радиусы пучка и канала соответственно.

В качестве тестового пучка рассматривался пучок током 5 кА радиусом 1 см с энергией электронов $E = 4.5$ МэВ ($\gamma = 10$). Здесь γ — релятивистский фактор. Степень зарядовой нейтрализации f_0 равнялась 0.1. Радиус ионного канала принимал значения 0.1 см (узкий канал); 1 и 5 см (широкий канал) соответственно. Для определенности считаем, что и электронный пучок и ионный канал имеют гауссовские профили плотности.

Рассмотрим сначала случай, когда характерный радиус электронного пучка больше характерного радиуса ионного канала (узкий канал): $R_b > R_c$.

Для длины периода изменения плотности ионного канала $L_{\text{per}} = 0.25\lambda_{\beta e}$ и при значении коэффициента $f_1 = 0.1f_0$ поведение максимального значения амплитуды колебаний центра масс сегментов пучка Y_{\max} практически ничем не отличается от ее поведения для ионной шланговой неустойчивости в обыкновенном ионном канале ($f_1 = 0$, $L_{\text{per}} = 0$). ИШН выходит на режим насыщения, достигая величины $Y_{\max} = 3.1$ при $X = 2\lambda_{\beta i}$ (рис. 1, кривая 1). Здесь и далее значения величин Y_{\max} и Y нормированы к начальному значению радиуса пучка R_b . Поведение отдельных сегментов пучка также аналогично поведению сегментов в обыкновенном

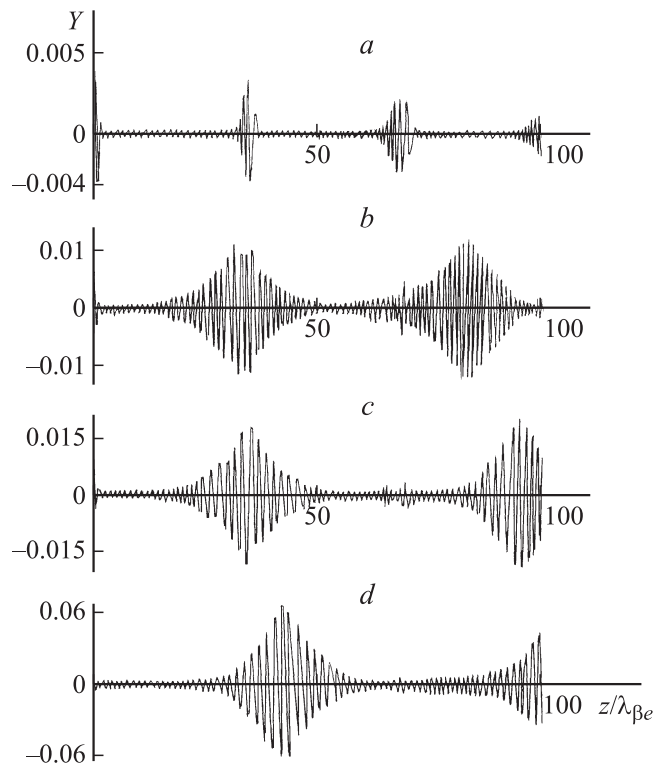


Рис. 2. Влияние размеров ионного канала на поведение центра масс фиксированного при $X = 0.06\lambda_{\beta i}$ сегмента пучка Y для случаев: a — $f_1 = 0$, $L_{\text{пер}} = 0$, $R_b = R_c$; b — $f_1 = 0.1f_0$, $L_{\text{пер}} = 0.5\lambda_{\beta e}$, $R_b = 10R_c$; c — $f_1 = 0.1f_0$, $L_{\text{пер}} = 0.5\lambda_{\beta e}$, $R_b = R_c$; d — $f_1 = 0.1f_0$, $L_{\text{пер}} = 0.5\lambda_{\beta e}$, $R_b = 0.2R_c$.

ионном канале. При значении $f_1 = 0.4f_0$ поведение Y_{max} в конце импульса носит колебательный характер, а колебания отдельных сегментов более продолжительные, чем в обычном канале. Происходят насыщение и стабилизация неустойчивости. С увеличением значения коэффициента f_1 до $0.8f_0$, начиная приблизительно со второй половины импульса пучка ($X \geq \lambda_{\beta i}$), Y_{max} начинает колебаться в пределах от 3.2 до 7. Как и ранее, имеет место выход неустойчивости на режим насыщения.

Если длина периода изменения плотности ионного канала $L_{\text{пер}}$ равна $0.25\lambda_{\beta e}$ для значения коэффициента $f_1 = 0.1f_0$, то ИШН выходит на режим насыщения, но происходят небольшие колебания в Y_{max} . Причем график функции Y_{max} более пологий и амплитуда колебаний меньше, чем для случая $R_b = R_c$. Типичное поведение отдельного сегмента для данного случая показано на рис. 2, b . При значении $f_1 = 0.4f_0$ происходит насыщение и стабилизация неустойчивости, а также колебания Y_{max} в диапазоне от 1 до 6, начиная с $X = 0.0.25\lambda_{\beta i}$. Дальнейшее увеличение значения коэффициента f_1 до $0.8f_0$ приводит к расстройке в колебаниях электронного пучка и ионного канала. При таком значении f_1 уже начальные сегменты пучка далеко отклоняются от оси пучок-канал, но все равно РЭП можно успешно транспортировать на

расстояния $z = 12.5\lambda_{\beta e}$ против $z = 10\lambda_{\beta e}$ при $R_b = R_c$ и длине импульса $\sim 0.1\lambda_{\beta i}$.

Когда длина периода изменения плотности ионного канала $L_{\text{пер}}$ сравнивается с бетатронной длиной волны пучка $\lambda_{\beta e}$, то при значении коэффициента $f_1 = 0.1f_0$ отдельные сегменты пучка начинают вести себя иначе, чем в обычном ионном канале. Отсюда и некоторое отличие в поведении Y_{max} в первой половине импульса. Тем не менее поведение Y_{max} в целом качественно такое же, как и для обычного ионного канала. ИШН выходит на режим насыщения, достигая значения Y_{max} , равного 3.5 в конце импульса. При достижении коэффициентом f_1 значения, равного $0.4f_0$, выход на режим насыщения шланговой неустойчивости также происходит, но во второй половине импульса график функции Y_{max} имеет колебательный характер. Величина Y_{max} принимает значение, равное 1, при $X = 0.66\lambda_{\beta i}$ и достигает 10 в конце импульса. При $f_1 = 0.8f_0$ происходит неконтролируемый рост шланговой неустойчивости. Но все равно данные параметры ионного канала позволяют успешно транспортировать РЭП на дистанции порядка $z = 25\lambda_{\beta e}$ при длине импульса $\sim 0.1\lambda_{\beta i}$.

При длине периода изменения плотности ионного канала $L_{\text{пер}}$, равной $1.25\lambda_{\beta e}$, при $f_1 = 0.1f_0$ поведение Y_{max} практически ничем не отличается от ее поведения для обычного ионного канала. ИШН выходит на режим насыщения, достигая значения $Y_{\text{max}} = 3.5$ в конце импульса. При значении коэффициента $f_1 = 0.4f_0$ характер поведения Y_{max} аналогичен поведению при $L_{\text{пер}} = \lambda_{\beta e}$. Выход на режим насыщения неустойчивости происходит, хотя во второй половине импульса поведение Y_{max} носит колебательный характер и достигает значения 10 при $X = 2\lambda_{\beta i}$. Заметим, что поведение отдельных сегментов аналогично поведению для случая $R_b = R_c$, но амплитуда колебаний центра масс сегмента Y меньше: например, при $X = 0.06\lambda_{\beta i}$ значение Y равно 0.02 против 0.03 при $R_b = R_c$. При достижении коэффициентом f_1 значения $0.8f_0$ происходит расстройка в совместных колебаниях пучка и канала, но возможна транспортировка РЭП на расстоянии порядка $26\lambda_{\beta e}$ при длине импульса $\sim 0.1\lambda_{\beta i}$.

С увеличением длины периода изменения плотности ионного канала $L_{\text{пер}}$ до $1.5\lambda_{\beta e}$ при $f_1 = 0.1f_0$ поведение Y_{max} снова практически ничем не отличается от ее поведения для ионной шланговой неустойчивости в обычном ионном канале, а величина Y в сегментах в начале импульса колеблется с большей частотой, чем при $L_{\text{пер}} = 1.25\lambda_{\beta e}$. При значении $f_1 = 0.4f_0$ ИШН выходит на режим насыщения; функция Y_{max} достигает значения, равного 15 в конце импульса с ярко выраженным колебательным характером во второй половине импульса. Увеличение f_1 до $0.8f_0$ приводит к неконтролируемому росту шланговых колебаний, но также возможна транспортировка РЭП на расстоянии порядка $27\lambda_{\beta e}$ при длине импульса $\sim 0.1\lambda_{\beta i}$.

При значении $L_{\text{пер}} = 2\lambda_{\beta e}$ для $f_1 = 0.1f_0$ поведение графика Y_{max} для шланговой неустойчивости также аналогично поведению Y_{max} для ИШН в обычном

канале, достигая значения 5, а амплитуда колебания Y в сегментах между всплесками меньше, чем для случая $L_{\text{пер}} = 1.5\lambda_{\beta e}$. Поведение Y_{max} при $f_1 = 0.4f_0 - 0.8f_0$ подобно поведению Y_{max} для случая $L_{\text{пер}} = 1.5\lambda_{\beta e}$.

Расчеты показывают, что все установленные ранее закономерности имеют место и для случая, когда характерный радиус электронного пучка меньше, либо равен характерному радиусу ионного канала, т.е. $R_b \leq R_c$.

На рис. 1 приведена зависимость максимального смещения пучка Y_{max} , нормированного к радиусу пучка R_b , от величины X , выраженной в единицах $\lambda_{\beta i}$, для $L_{\text{пер}} = 0.25\lambda_{\beta e}$ и при значении коэффициента $f_1 = 0.1f_0$ для случаев, когда $R_b/R_c = 10$ (кривая 1), 1 (кривая 2) и 0.2 (кривая 3). Видно, что при таких параметрах канала ионная шланговая неустойчивость выходит на насыщение, причем величина Y_{max} для широкого ионного канала больше, чем для узкого канала. Заметим, что данное замечание было справедливо и в случае прохождения РЭП по обыкновенному ионному каналу.

Влияние размеров ионного канала на поведение центра масс фиксированного при $X = 0.06\lambda_{\beta i}$ сегмента пучка Y , нормированного к радиусу пучка R_b , для $L_{\text{пер}} = 0.5\lambda_{\beta e}$ и $f_1 = 0.1f_0$ показано на рис. 2. На нем видно, как происходит возбуждение неустойчивости. Для этого ионного канала колебания центра масс начинаются раньше, чем для широкого канала, причем максимальное значение амплитуды поперечных колебаний сегмента Y в 6 раз меньше. Графики наглядно показывают увеличение дистанции, проходимой сегментом пучка, между ярко выраженными всплесками колебаний с увеличением размеров ионного канала. Отчетливо видно влияние периода изменения плотности ионного канала на длительность всплесков колебаний — они становятся длиннее в 5–6 раз.

Рис. 3 демонстрирует влияние изменения коэффициента f_1 от $0.1f_0$ до $0.8f_0$ на поведение центра масс фиксированного при $X = 0.31\lambda_{\beta i}$ сегмента пучка Y , нормированного к радиусу пучка R_b , при длине периода изменения плотности ионного канала $L_{\text{пер}}$, равной $0.5\lambda_{\beta e}$, и размерах канала, когда $R_b = R_c$. Видно, что с увеличением значения коэффициента происходит раскачка амплитуды колебаний центра масс сегментов пучка, причем наблюдается явное нарастание максимальной амплитуды колебаний, смещающееся к началу ионного канала.

Анализ результатов численного моделирования позволил сделать следующие выводы.

1. Основным параметром, влияющим на развитие ИШН, является коэффициент f_1 . При значениях коэффициента f_1 , меньших $0.4f_0$, при любых значениях периодов изменения плотности ионного канала в пределах от 0 до $2\lambda_{\beta e}$ и любых значениях отношения радиуса пучка к радиусу канала имеет место насыщение амплитуд поперечных колебаний сегментов пучка и канала и стабилизация ИШН при рассмотрении РЭП на расстояния порядка 100 бетатронных длин волны пучка. При больших значениях f_1 эффект стабилизации ИШН

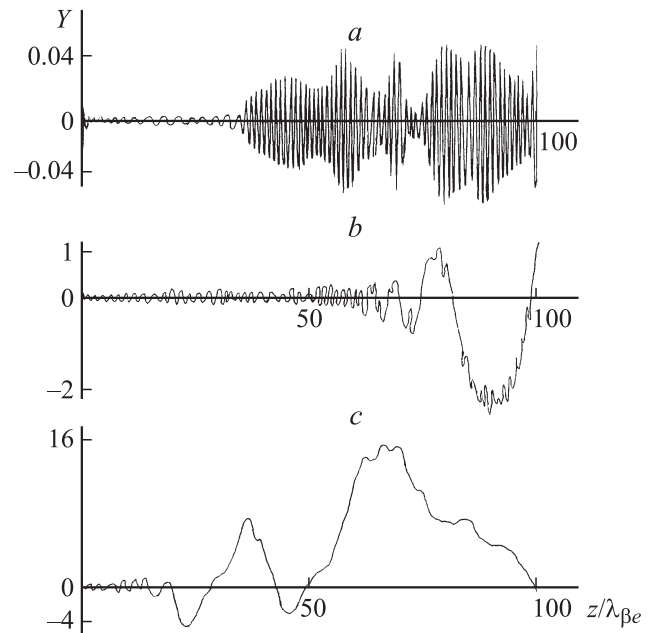


Рис. 3. Влияние изменения коэффициента f_1 на поведение центра масс фиксированного при $X = 0.31\lambda_{\beta i}$ сегмента пучка Y при $L_{\text{пер}} = 0.5\lambda_{\beta e}$ и $R_b = R_c$ для случаев: a — $f_1 = 0.1f_0$, b — $f_1 = 0.4f_0$, c — $f_1 = 0.8f_0$.

отсутствует. Однако и в этом случае, как показывают расчеты, возможна транспортировка пучка с длиной импульса порядка $0.1\lambda_{\beta i}$ на расстояния до $50\lambda_{\beta e}$ при соответствующих значениях соотношения поперечных размеров канала и пучка и длины периода изменения плотности ионного канала.

2. Периодичность изменения плотности ионного канала при малых значениях периода $L_{\text{пер}} (\leq 0.3\lambda_{\beta e})$ практически не сказывается на динамике развития ИШН. Начиная со значения $L_{\text{пер}} \sim 0.5\lambda_{\beta e}$, по сравнению со случаем транспортировки РЭП по обыкновенному каналу имеет место заметное увеличение максимальной амплитуды поперечных колебаний сегментов пучка. Кроме того, меняется и сама качественная картина указанных колебаний, которая характеризуется отсутствием ярко выраженных всплесков колебаний, наблюдаемых в случае обыкновенного ионного канала.

3. На максимальную амплитуду Y_{max} поперечных колебаний сегментов пучка влияет и отношение R_b/R_c : с уменьшением указанного соотношения Y_{max} растет. Одновременно происходит и увеличение дистанции, проходимой сегментом пучка между ярко выраженными всплесками колебаний Y .

Список литературы

- [1] Buchanan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 211–231.
- [2] Caporaso G.J., Cole A.G., Struve K.W. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. N 4. P. 2507–2509.

- [3] *Lipinsky R.E., Smith J.R., Shokair I.R.* // Phys. Fluids B. 1990. Vol. 2. N 11. P. 2764–2778.
- [4] *O'Brien K.J.* // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 1. P. 9–16.
- [5] *Fernsler R.F., Slinker S.P., Lampe M.* et al. // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. N 11. P. 4338–4354.
- [6] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // РЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 694–695.
- [7] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 1. С. 165–167.
- [8] *Владыко В.Б., Рудяк Ю.В.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 5. С. 623–628.
- [9] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 68–73.
- [10] *Miller J.D., Gilgenbach R.M.* // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 10. P. 3165–3170.
- [11] *Bosch R.A., Gilgenbach R.M.* // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 3. P. 634–640.
- [12] *Bosch R.A., Gilgenbach R.M.* // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 7. P. 2006–2008.
- [13] *Lee E.P.* // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1327–1343.
- [14] *Lauer E.J., Briggs R.J., Fessenden T.J.* et al. // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1344–1352.