

04;10

Расчет трекинг-силы, действующей на релятивистский электронный пучок при транспортировке внутри проводящего волновода в омическом режиме и случае ионной фокусировки

© Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов

Санкт-Петербургский государственный университет
Научно-исследовательский институт математики и механики им. В.И. Смирнова
198904 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 12 августа 1999 г.)

Проведен расчет силы взаимодействия отклоненного в результате развития резистивной шланговой неустойчивости релятивистского электронного пучка с вихревыми потоками, генерируемыми в кольцевом плазменном канале конечной проводимости. Исследована зависимость указанной силы от значения омической проводимости кольцевого канала, а также от времени нарастания тока в импульсе пучка. Исследована сила взаимодействия между смещенным в результате развития ионной шланговой неустойчивости пучка и изображением отклоненного от оси системы ионного канала на стенке идеальнопроводящего волновода. Для случая нелинейной стадии развития неустойчивости получена зависимость указанной силы от амплитуды смещения пучка и ионного канала. Показано, что при больших отклонениях пучка и канала рассматриваемая сила может стать соизмеримой по величине с силой пучково-канального взаимодействия.

Новые области применения релятивистских электронных пучков (РЭП) делают актуальным дальнейшее исследование динамики транспортировки РЭП в газоплазменных средах [1–4]. Особый интерес в комплексе проблем, связанных с транспортировкой РЭП, представляет изучение условий стабильной проводки пучка по омическим плазменным каналам. В частности в работах [6–14] рассмотрены некоторые ситуации, когда имеет место стабилизирующее влияние плазменных каналов на распространение РЭП. В [8–12] основное внимание обращено на каналы, в которых основная часть обратного плазменного тока находится вне пучка, что при боковых отклонениях РЭП приводит к ослаблению наиболее опасной при транспортировке пучка резистивной шланговой неустойчивости (РШН).

В работе [2] было показано, что одним из методов стабилизации РШН является распространение РЭП внутри идеальнопроводящего волновода. Однако, как показали эксперименты [7] и теоретические исследования [8,11,12], аналогичную роль может играть и созданный при помощи вспомогательного лазера искусственный плазменный кольцевой канал конечной проводимости.

В настоящей работе проведено численное исследование трекинг-силы, действующей со стороны указанного кольцевого канала на РЭП, в зависимости от расстояния смещенного пучка до стенок канала, времени нарастания тока в импульсе, а также от значения проводимости кольцевого канала. Кроме того, проведен расчет трекинг-силы, действующей со стороны изображения ионного канала на РЭП, распространяющегося в режиме ионной фокусировки (ИФ) внутри проводящего волновода. Известно, что режим ИФ может иметь место в газоплазменных средах низкого давления ($P \leq 1 \text{ Torr}$) в ситуации, когда погонная плотность плазменного канала N_p

меньше соответствующей плотности пучка N_b [15–19]. Электронный пучок при входе в предварительно созданный плазменный канал вытесняет фоновые электроны за счет действия собственного электрического поля фронтальной части. В этом случае оставшийся ионный остов фокусирует пучок, препятствуя его поперечной дисперсии.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что транспортировка РЭП по плазменному каналу в режиме ИФ может сопровождаться развитием ряда неустойчивостей, среди которых наиболее опасной является так называемая ионная шланговая неустойчивость (ИШН) [15–21]. Физический механизм развития ИШН обусловлен инерционным отставанием ионного канала от оси центра масс пучка при его боковых смещениях, что приводит к раскачке колебаний РЭП и последующему его развалу.

В данной работе в рамках модели "жесткого пучка" (основанной на предположении, что боковое смещение РЭП происходит без искажения радиального профиля пучка) приведен расчет трекинг-силы, действующей на РЭП, распространяющийся в режиме ИФ внутри идеально проводящего заземленного волновода, со стороны электростатического изображения смещенного ионного канала. Исследована зависимость указанной силы от амплитуды бокового смещения оси ионного канала D и центра масс пучка Y . Кроме того, проведено сравнение величины F_{ch} , силы взаимодействия между смещенным пучком и ионным каналом, с величиной указанной выше трекинг-силы.

Обратимся сначала к случаю, когда РЭП распространяется в омическом режиме. Рассмотрим параксиальный моноэнергетический аксиально-симметричный РЭП, распространяющийся в плазменной среде, характеризуемой однородной скалярной проводимостью σ_c и окруженной

кольцевым плазменным каналом конечной проводимости σ_W ($\sigma_W > \sigma_c$) толщины S и внутреннего радиуса R_W . Ограничимся далее случаем высокой проводимости фоновой среды ($4\pi\sigma_c R_b/c \gg 1$, где R_b — радиус пучка, c — скорость света), когда выполнено условие полной компенсации пространственного заряда пучка. Кроме того, будем предполагать, что плазменный канал является достаточно тонким ($S \ll R_W$) и выполнено условие слабого скин-эффекта

$$S \ll \Psi = \frac{c}{(2\pi\sigma_W\omega)^{1/2}}, \quad (1)$$

где Ψ — толщина скин-слоя для переменного электромагнитного поля частоты ω .

Цилиндрическую систему координат (r, ϑ, z) выберем так, чтобы ось z совпадала с осью системы пучок-сигнал. Для расчета трекинг-силы, действующей на РЭП со стороны кольцевого плазменного канала, воспользуемся моделью "жесткого пучка", в которой предполагается, что боковое смещение РЭП происходит без деформации радиального профиля плотности тока пучка [1,2]. Известно, что в низкочастотной области указанная модель дает хорошее соответствие с более точными моделями [3].

Переходя от пары независимых переменных (t, z) , где t — время, к паре (z, τ) ($\tau = t - z/v_z$ — сдвинутое время, v_z — продольная компонента скорости электронов пучка), можно записать уравнение динамики РШН РЭП на линейной стадии в следующем виде [1]:

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = \frac{c\pi}{I_b^2} \left(\frac{I_b}{I_A} \right) \int_0^\infty dr r \left[J_{b1} \frac{\partial A_{z0}}{\partial r} + \frac{J_{b0}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{z1}) \right], \quad (2)$$

где Y — амплитуда шланговых колебаний; I_b, I_A — соответственно полный ток пучка и предельный ток Альфвена; J_{b0} и J_{b1} — равновесная и возмущенная компоненты плотности тока РЭП; A_{z0} и A_{z1} — соответственно равновесная и возмущенная части z -компоненты векторного потенциала электромагнитного поля.

Потенциал A_{z0} в соответствии с предположением о квазистационарности пучка может быть найден из уравнения

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_{z0}}{\partial r} \right) = -\frac{4\pi}{c} J_{z0}, \quad (3)$$

где J_{z0} — равновесное значение z -компоненты плотности коллективного тока пучково-плазменной системы.

Необходимо отметить, что первое слагаемое под интегралом в уравнении (2) описывает стабилизирующее действие равновесного магнитного поля на J_{b1} , второе — дестабилизирующий эффект за счет действия магнитного поля со стороны вихревых токов, генерируемых при боковом отклонении РЭП, на невозмущенную компоненту плотности тока пучка.

В рамках модели "жесткого пучка" возмущенная компонента плотности тока РЭП имеет простой вид [1]

$$J_{b1} = -Y \frac{\partial J_{b0}}{\partial r}. \quad (4)$$

В предположении, что возмущение скалярной проводимости фоновой плазмы пренебрежимо мало, нетрудно получить уравнение для A_{z1} в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} r A_{z1} \right) - \frac{4\pi\sigma_p}{c^2} \frac{\partial A_{z1}}{\partial \tau} = -\frac{4\pi}{c} J_{z1}, \quad (5)$$

где

$$\sigma_p(r) = \begin{cases} \sigma_c, & r < R_W, \\ \sigma_W, & R_W \leq r \leq R_W + S, \end{cases} \quad (6)$$

J_{z1} — возмущенное значение z -компоненты плотности коллективного тока системы плазма-пучок.

Уравнение динамики РШН РЭП (2) с помощью (3)–(5) после ряда преобразований с учетом системы граничных условий для A_{z0} и A_{z1}

$$\left. \frac{\partial A_{z0}}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_{z0}}{\partial r} \right) \right|_{r=\infty} = 0, \quad (7)$$

$$A_{z1} \Big|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{z1}) \right|_{r=\infty} = 0 \quad (8)$$

может быть представлено в модифицированном виде

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = 2 \left(\frac{I_b}{I_A} \right) \frac{\pi}{I_b} \int_0^\infty dr I_b(r) \left[Y \frac{\partial J_{z0}}{\partial r} + J_{z1} \right], \quad (9)$$

где $I_b(r)$ — ток пучка в трубке радиуса r .

С помощью закона сохранения заряда для параксиальных РЭП в ситуации полной зарядовой компенсации пучка можно получить следующие уравнения:

$$\frac{\partial J_{z0}}{\partial \tau} + \frac{J_{z0}}{\tau_m} = \frac{J_{b0}}{\tau_m}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial J_z}{\partial \tau} + \frac{J_{z1}}{\tau_m} = -\frac{Y}{\tau_m} \frac{\partial J_{b0}}{\partial r}, \quad (11)$$

где

$$\tau_m(\tau) = \frac{2\pi\sigma_c(\tau)R_b^2(\tau)}{c^2} \ln \frac{R_W}{R_b} \quad (12)$$

— скиновое время.

Предполагая для простоты, что J_{b0} не зависит от τ , из (9)–(11) получим

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = F_W + F_h, \quad (13)$$

где

$$F_W = 2\pi \frac{I_W}{I_b} \left(\frac{I_b}{I_A} \right), \quad (14)$$

$$F_h = -k_s^2 Y (1 - f_m) + k_s^2 \int_{-\infty}^{\tau} d\xi \exp G(\tau, \xi) \frac{Y(z, \xi)}{\tau_m(\xi)} \quad (15)$$

— соответственно сила, действующая на пучок со стороны индуцируемого при боковом смещении РЭП вихревого тока в кольцевом плазменном канале, и сила

со стороны равновесных и дипольных вихревых токов, генерируемых в плазме при $r < R_W$;

$$I_W = \int_{R_W}^{R_W+S} dr J_{z1}(r, \tau) \quad (16)$$

— вихревой ток, генерируемый в кольцевом плазменном канале на единицу длины; f_m — коэффициент магнитной нейтрализации;

$$k_s^2 = 4\pi^2 \left(\frac{1}{I_A} \right) \int_0^\infty dr r \left(\frac{J_{b0}(r)}{I_b} \right)^2 \quad (17)$$

— шланговое волновое число,

$$G(\tau, \xi) = \int_\tau^\xi \frac{d\mu}{\tau_m(\mu)}. \quad (18)$$

В силу предположения о малой толщине кольцевого плазменного канала ($S \ll R_W$) величина I_W может быть рассмотрена как поверхностный вихревой ток. Тогда с учетом (1) имеем

$$\left. \frac{\partial A_{z1}}{\partial r} \right|_{R_W^-} - \left. \frac{\partial A_{z1}}{\partial r} \right|_{R_W^+} = \frac{4\pi}{c} I_W, \quad (19)$$

$$I_W = -\frac{1}{c} \left. \frac{\partial A_{z1}}{\partial \tau} \right|_{R_W} \sigma_W S. \quad (20)$$

Решая уравнение Ампера для A_z и A_{z1} с соответствующими граничными условиями, с помощью (10), (11), (16), (19) и (20) получим следующее уравнение для определения I_W :

$$\frac{\partial I_W}{\partial \tau} + \frac{I_W}{\tau_W} = -\frac{1}{\pi R_W^2 \tau_m} \int_{-\infty}^\tau d\xi \exp[G(\tau, \xi)] \frac{\partial[Y(z, \xi) I_b(\xi)]}{\partial \xi}, \quad (21)$$

где $\tau_W = 2\pi S R_W / c^2$ — скиновое время для вихревых токов в кольцевом плазменном канале.

Ограничимся далее исследованием трекинг-силы F_W . С учетом (14) и (21) имеем

$$F_W = -\frac{k_W^2}{I_b} \int_{-\infty}^\tau d\xi \exp\left(\frac{\xi - \tau}{\tau_W}\right) \frac{1}{\tau_m(\xi)} \times \int_{-\infty}^\xi d\eta \exp[G(\xi, \eta)] \frac{\partial[Y(z, \eta) I_b(\eta)]}{\partial \eta}, \quad (22)$$

где $k_W^2 = 2I_b / (I_A R_W^2)$.

Рассмотрим далее случай, когда ток в импульсе нарастает по закону

$$I_b(\tau) = I_{b0} \operatorname{th} \left(\frac{\tau}{\tau_r} \right). \quad (23)$$

где τ_r — характерное время нарастания тока.

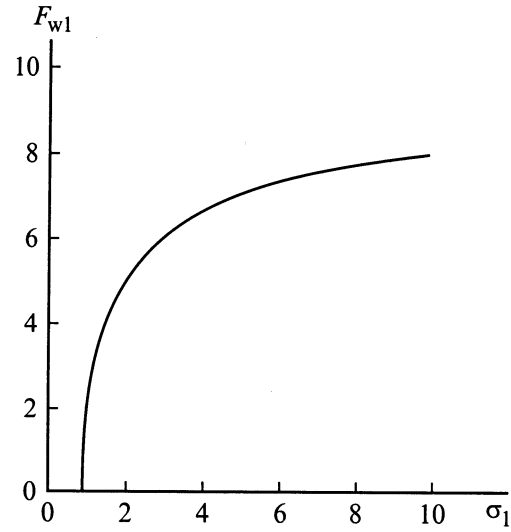


Рис. 1. Зависимость трекинг-силы F_{W1} от проводимости волновода σ_1 .

Тогда, предполагая для простоты, что $Y(z, \tau)$ не зависит от τ , из (22) и (23) получим

$$F_W = -\left(\frac{2R_b}{R_W^2} \right) \left(\frac{I_{b0}}{I_A} \right) \frac{Y_1}{\xi_m \Omega} \exp\left(-\frac{\xi}{\xi_W}\right) \times \int_{-\infty}^\xi d\lambda [\exp(\Omega \xi) - \exp(\Omega \lambda)] \times \exp\left(\frac{\lambda}{\xi_m} + \frac{2\lambda}{\xi_r}\right) \frac{4}{\xi_r \left[\exp\left(\frac{2\lambda}{\xi_r}\right) + 1 \right]^2}, \quad (24)$$

где $\Omega = (\xi_m - \xi_W) / (\xi_m \xi_W)$, $Y_1 = Y / R_b$,

$$\xi_m = \frac{2\pi \sigma_c R_b}{c} \ln\left(\frac{R_W}{R_b}\right), \quad \xi_W = \frac{2\pi \sigma_W S R_W}{c R_b} \quad (25)$$

— безразмерные скиновые длины, соответствующие канальной плазме и проводящему волноводу.

На рис. 1 представлена зависимость $F_{W1} = -F_W / F_0$ ($F_0 = 10^{-3}$ [1/cm]) от $\sigma_1 = \sigma_W / \sigma_0$ ($\sigma_0 = 10^{12}$ 1/s) для случая, когда $S = 0.05$, $R_W / R_b = 1.5$, $R_b = 1$ cm, $I_{b0} = 10$ kA, $\gamma = 10$ ($E = 5$ MeV), $Y_1 = 0.5$, $\xi_1 = \xi / R_b = 50$, $\xi_{r1} = \xi_r / R_b = 15$, $\sigma_{c1} = \sigma_c / \sigma_0 = 1$. Нетрудно видеть, что трекинг-сила F_{W1} существенно зависит от проводимости плазменного канала.

На рис. 2 представлена зависимость $\mathcal{R} = |R_W / F_{sh}|$ от $\sigma_1 = \sigma_W / \sigma_0$ для тех же параметров задачи, где $F_{sh} = f_m k_s^2 Y$ и коэффициент $f_m = 0.5$. Из него следует, что при $\sigma_1 \geq 2$ сила F_{W1} при данном Y_1 становится соизмеримой с F_{sh} , трекинг-силой, действующей на возмущенную компоненту пучка со стороны невозмущенной компоненты магнитного поля системы плазма-пучок.

На рис. 3 представлена зависимость F_{W1} от времени нарастания тока в импульсе $\xi_{r1} = \xi_r / R_b$ для различных

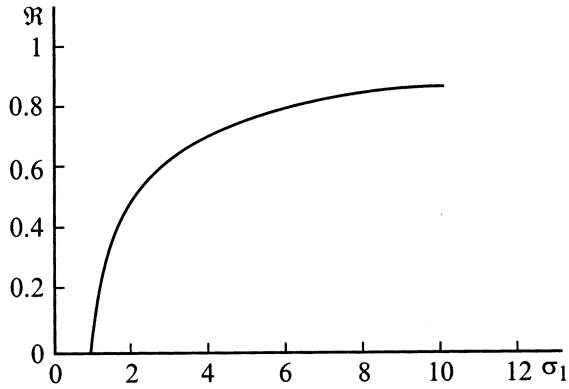


Рис. 2. Зависимость отношения трекинг-силы F_W к силе F_{sh} от σ_1 .

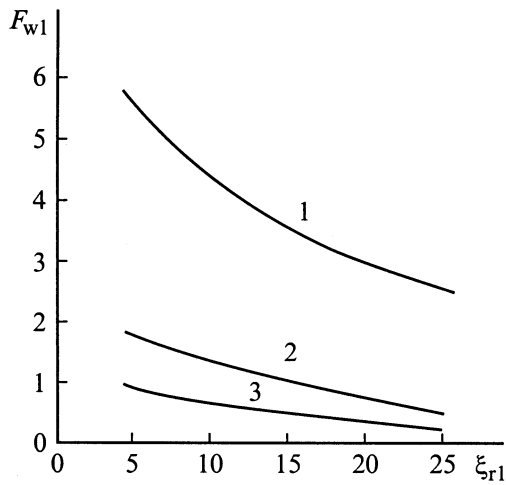


Рис. 3. Трекинг-сила F_{W1} как функция времени нарастания тока пучка при η : 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4.

значений параметра $\eta = R_W/R_b$. Параметры задачи в данном случае взяты следующим образом: $\sigma_1 = 10^2$, $I_{b0} = 10 \text{ кА}$, $\gamma = 10$, $R_b = 0.5 \text{ см}$, $S = 0.1$, $\xi_1 = 20$, $\sigma_{c1} = 1$. Отсюда следует, что на величину трекинг-силы F_{W1} существенно влияют значения параметра η и характерного времени нарастания тока в импульсе пучка ξ_r .

Далее в рамках модели "жесткого пучка" (основанной на предположении, что боковое смещение РЭП происходит без искажения радиального профиля пучка) приведен расчет трекинг-силы, действующей на РЭП, распространяющийся в режиме ИФ внутри идеально проводящего заземленного волновода, со стороны электростатического изображения смещенного ионного канала. Исследована зависимость указанной силы от амплитуды бокового смещения оси ионного канала D и центра масс пучка Y . Кроме того, проведено сравнение величины F_{ch} , силы взаимодействия между смещенным пучком и ионным каналом, с величиной указанной выше трекинг-силы.

Основной особенностью режима ИФ должно быть наличие достаточно низкого давления в фоновой газоплазменной среде, когда электроны в предварительно созданном плазменном канале при воздействии поперечной компоненты электрического поля фронтальной части РЭП покидают область, занимаемую пучком, не создавая значительной дополнительной ионизации фоновой плазмы. Указанная ситуация имеет место при выполнении условия [15,23,24]

$$\lambda_1 \gg R_b, \tag{26}$$

где λ_1 — характерная длина развития лавинной ионизации, R_b — характерный радиус пучка.

Как показано в работах [23,24], ограничение (26) выполняется при

$$\frac{E}{P_g} \gg 1 \left[\frac{\text{keV}}{\text{см} \cdot \text{Torr}} \right], \tag{27}$$

где E — поперечная компонента напряженности электрического поля фронтальной части пучка, P_g — давление фонового газа.

В частности, для азота это условие имеет вид [24]

$$\frac{E}{P_g} > 30 \left[\frac{\text{keV}}{\text{см} \cdot \text{Torr}} \right]. \tag{28}$$

Указанное условие выполняется при

$$P_g < P_{g1} = \frac{1}{R_b} \left(\frac{I_b}{10} \right), \tag{29}$$

где I_b — полный ток пучка в [кА], R_b — радиус пучка в [см], P_{g1} — критическое значение давления фонового газа в [Торр].

Легко видеть, что в ситуации $I_b = 10 \text{ кА}$ и $R_b = 1 \text{ см}$ условие (4), определяющее наличие режима ИФ, запишется как

$$P_g < 1 [\text{Torr}]. \tag{30}$$

Рассмотрим параксиальный моноэнергетический аксиально-симметричный РЭП, распространяющийся в разреженном газе вдоль предварительно созданного плазменного канала. Будем предполагать, что рассматриваемая система находится внутри проводящего заземленного цилиндрического волновода радиусом R_W , ось которого первоначально совпадает с осью системы пучок-канал. Выберем цилиндрическую систему координат (r, θ, z) так, чтобы ось z совпадала с осью симметрии волновода. Давление фонового газа полагаем таким, что выполнены условия существования режима ИФ (26), (27). Кроме того, будем считать, что выполнено условие

$$f_n = \frac{N_i}{N_b} \leq 1, \tag{31}$$

где f_n — коэффициент зарядовой нейтрализации пучка ионным остовом плазмы; N_i, N_b — погонная концентрация канальных ионов и электронов пучка.

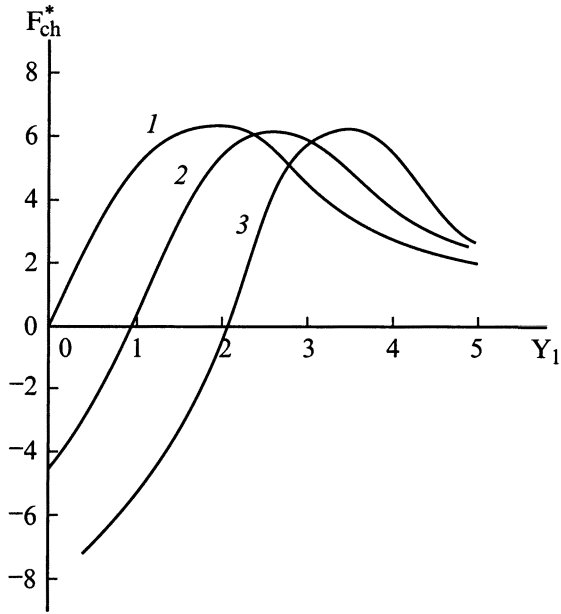


Рис. 4. Сила взаимодействия между РЭП и ионным плазменным каналом F_{ch}^* как функция амплитуды отклонения оси пучка Y_1 для D_1 : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2.

Далее будем полагать, что РЭП является высокорелятивистским. В этом случае лоренц-фактор γ удовлетворяет условию $\gamma \gg 1$. Используя традиционную модель "жесткого пучка", будем предполагать, что радиальные профили концентраций электронов пучка и каналных ионов имеют гауссовский вид с характерными радиусами R_b и R_i соответственно.

Полагая волновод идеальнопроводящим и заземленным, получим, что смещенный ионный канал при развитии ИШН индуцирует плотность заряда на стенке трубы, что эквивалентно появлению электростатического изображения на расстоянии R_W^2/D от оси волновода. В этом случае в пренебрежении эффектами фазового перемешивания траекторий электронов пучка имеем уравнение динамики ИШН [15–21,25]

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = F_{ch} + F_{tr}, \quad (32)$$

где

$$F_{ch} = -2R_b^2 k_{se}^2 \Omega(R_b, R_i, Y, D), \quad (33)$$

$$F_{tr} = -2R_b^2 k_{se}^2 \Omega(R_b, R_i, L, Y), \quad (34)$$

$$\Omega(\xi, \mu, A, B) \equiv \frac{1}{(A-B)} \left[1 - \exp\left(-\frac{|A-B|^2}{\xi^2 + \mu^2}\right) \right]. \quad (35)$$

Здесь ξ , μ , A , B — произвольные аргументы функции Ω ; $L = R_W^2/D$ — расстояние от оси волновода до изображения смещенного ионного канала; Y , D — амплитуды бокового отклонения пучка и канала; $k_{se}^2 = (I_b f_n)/(I_A R_b^2)$ — квадрат бетатронного волнового числа электронов пучка; I_b , I_A — ток РЭП и предельный ток Альфвена; f_n — коэффициент зарядовой компенсации. Величина F_{ch} в

правой части уравнения (32) представляет собой силу взаимодействия пучка и ионного канала при боковых отклонениях их центров масс от оси волновода, F_{tr} характеризует силу взаимодействия РЭП с изображением ионного канала в проводящем заземленном волноводе, которая всегда играет стабилизирующую роль (трекинг-сила).

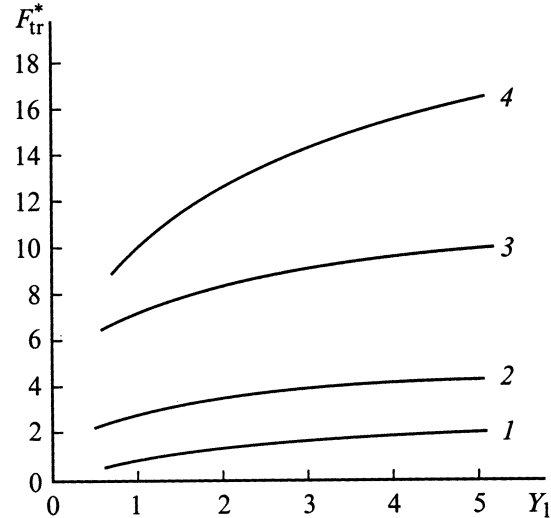


Рис. 5. Зависимость силы F_{tr}^* от Y_1 для D_1 : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3.

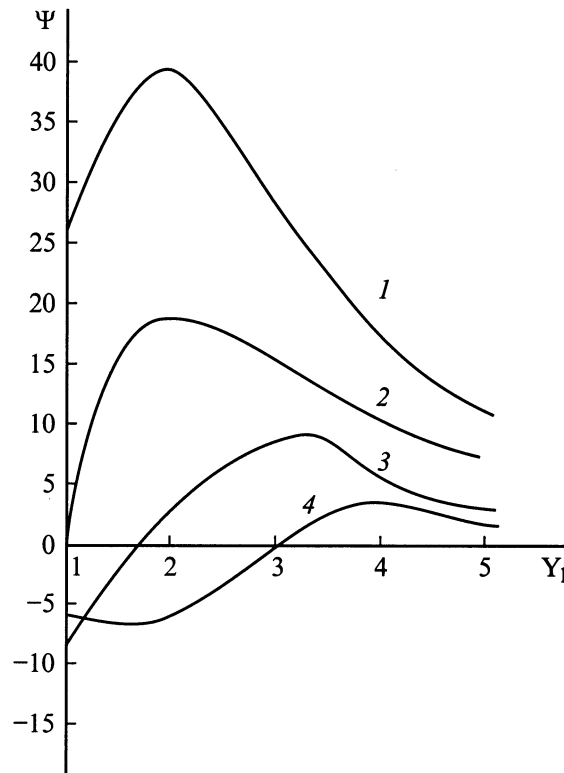


Рис. 6. Зависимость параметра $\Psi = F_{ch}/F_{tr}$ от Y_1 . Нумерация кривых и значения D_1 аналогичны рис. 5.

Отметим, что указанные силы получены для произвольных боковых отклонений пучка и канала, включая и нелинейную стадию развития ИШН, когда $Y_1 = Y/R_b \geq 1$ и $D_1 = D/R_b \geq 1$. Кроме того, в силу нашего предположения о высоком релятивизме пучка ($\gamma \gg 1$) изображением заряда и тока самого пучка будем пренебрегать.

На рис. 4 представлена зависимость силы пучково-канального взаимодействия $F_{ch}^* = -F_{ch}/F_0$ ($F_0 = 10^{-2}$ [1/cm]) от $Y_1 = Y/R_b$ в зависимости от смещения оси ионного канала $D_1 = D/R_b$. Параметры задачи были взяты следующим образом: $\eta = R_w/R_b = 6$, $f_n = 0.5$, $R_b = 0.5$ см, $I_b = 10$ кА, $\gamma = 10$ ($E = 5$ MeV), $R_{11} = R_1 R_b = 0.5$. Заметим, что на рис. 1 $Y_1 \leq 5$, поскольку $\eta = 6$.

На рис. 5 представлена зависимость трекинг-силы $F_{tr}^* = -F_{tr}/F_1$ ($F_1 = 10^{-3}$ [1/cm]) от $Y_1 = Y/R_b$ и $D_1 = D/R_b$ на нелинейной стадии развития ИШН ($Y_1 \geq 1$). Как видно, при увеличении D_1 сила F_{tr}^* нарастает и становится соизмеримой с силой пучково-канального взаимодействия F_{ch}^* .

На рис. 6 приведена зависимость $\Psi = F_{ch}/F_{tr} Y_1$ и D_1 на нелинейной стадии развития ИШН ($Y_1 \geq 1$), откуда следует, что силы становятся соизмеримыми при больших отклонениях оси ионного канала ($D_1 \geq 3$). Для рис. 5 и 6 параметры задачи были взяты аналогичными данным рис. 4.

Список литературы

- [1] Lee E.P. // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1327–1343.
- [2] Uhm H.S., Lampe M. // Phys. Fluids. 1980. Vol. 23. N 8. P. 1574–1585.
- [3] Sharp W.M., Lampe M., Uhm H.S. // Phys. Fluids. 1982. Vol. 25. N 8. P. 1456–1470.
- [4] Надеждин Е.Р., Сорокин Г.А. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 5. С. 988–991.
- [5] Надеждин Е.Р., Сорокин Г.А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 5. С. 619–622.
- [6] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 3. С. 40–44.
- [7] Murphy D.P., Raleigh M., Pechacek R.E., Greig J.R. // 5th Intern. Conf. on High Power Particale Beams. San Francisco, 1983. P. 389–392.
- [8] Fernsler R.F., Slinker S.P., Hubbard R.F. // Phys. Fluids. B. 1991. Vol. 3. N 9. P. 2696–2706.
- [9] Murphy D.P., Pechasek R.E., Taggart D.P. et al. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 10. P. 3407–3417.
- [10] Welch D.R., Godfrey B.B. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 25. P. 3128–3133.
- [11] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 43–46.
- [12] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 6. С. 69–71.
- [13] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 12. С. 78–80.
- [14] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Lampe M. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 7. P. 3278–3293.
- [15] Buchanan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.

- [16] Bosch R.A., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 3. P. 634–640.
- [17] Lucey R.F., Gilgenbach R.M., Miller J.D. et al. // Phys. Fluids. B. 1989. Vol. 1. N 2. P. 430–434.
- [18] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 5. С. 623–628.
- [19] Росинский С.Е., Рухлин В.Г. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 3. С. 511–521.
- [20] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // РиЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 694–699.
- [21] Колесников Е.К., Зеленский А.Г. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 188–190.
- [22] Колесников Е.К., Савкин А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 1. С. 54–56.
- [23] Briggs R.J., Yu S.S. // Livermore Lab. Report UCID-19399. 1982. P. 47.
- [24] Ali A.W. // Laser and Particle Beams. 1988. Vol. 6. Pt. 1. P. 105–117.
- [25] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.