

РЕЗОНАНСНАЯ РЕЗИСТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ

*Л.Е.Аранчук, В.Д.Вихарев, В.В.Горев,
С.Ф.Жандаров, С.В.Захаров, В.Д.Королев,
Л.И.Рудаков, В.П.Смирнов, Л.И.Уруцкоев*

Обнаружена неустойчивость релятивистского электронного пучка в плазме, развивающаяся за время, меньшее, чем характерное время изменения магнитного поля $\tau_d = 4\pi\omega a^2/c^2$ и приводящая к выбросу пучка как целого на боковую стенку дрейфовой камеры.

При исследовании распространения релятивистского электронного пучка (РЭП) в плазме с плотностью $n_e \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и проводимостью $\sigma \sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, образованной при инжекции РЭП в газ в диапазоне давлений $2 < p \text{ (тор)} < 100$, обнаружена макроскопическая неустойчивость, приводящая к резкому снижению эффективности транспортировки. Неустойчивость проявлялась в том, что пучок самопроизвольно отклонялся от направления прямолинейного распространения и выбрасывался на боковую стенку дрейфовой камеры. Наблюдаемое время смещения пучка составляло 5 нс, тогда как характерное время изменения собственного магнитного поля, а следовательно, и развития шланговой неустойчивости¹, около 100 нс.

Эксперименты проводились на ускорителе "Нептун"², который генерировал пучок релятивистских электронов с энергией $\epsilon \approx 450 \text{ кэВ}$, током $I_{\text{п}} \approx 20 \text{ кА}$, длительностью импульса $\tau_{\text{и}} \approx 40 \text{ нс}$ и радиусом $a \approx 3 \text{ см}$. Электроны пучка с графитового катода диаметром

4,8 см через анодную титановую фольгу толщиной 20 мкм инжектировались в дрейфовую камеру с внутренним диаметром 17 см и длиной L до 1,5 м. С помощью различных по своей конструкции вакуумных секционированных цилиндров Фарадея (СЦФ) были получены данные о временном изменении радиального распределения тока пучка и о токе пучка на боковую стенку камеры. Кадровая съемка свечения плазмы осуществлялась электронно-оптическими преобразователями (ЭОП), имеющими время экспозиции и задержку между кадрами 5 нс.

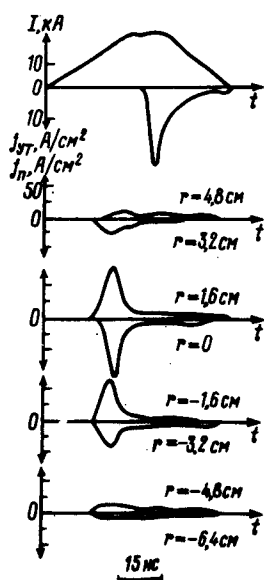


Рис. 1

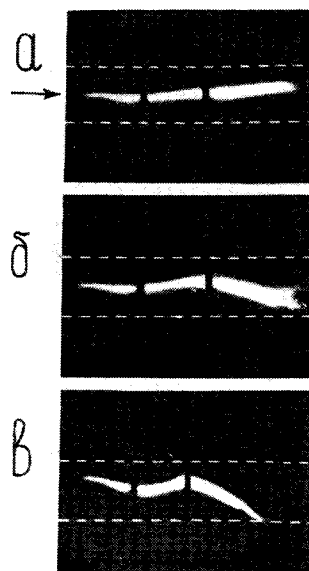


Рис. 2

Рис. 1. Осциллограммы тока пучка I , плотности тока утечки $j_{\text{ут}}$ на цилиндр Фарадея, размещенный на боковой поверхности камеры на расстоянии 7 см от плоскости СЦФ, и плотности тока пучка j_n на приемные коллекторы СЦФ, установленного в торце камеры на расстоянии 85 см от анодной фольги ($p = 25$ Тор), СЦФ состоял из девяти приемных коллекторов с радиусом 5 мм, расположенных по диаметру камеры в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка, на расстояниях $r = 0 \pm 1,6; \pm 3,2; \pm 4,8$ и $\pm 6,4$ см от ее оси

Рис. 2. ЭОП граммы развития неустойчивости: а – 10 нс, б – 15 нс, в – 20 нс. $L = 130$ см, $p = 30$ Тор. Стрелкой показано направление инжекции пучка. Контур дрейфовой камеры обозначены пунктирными линиями. Расстояние между темными полосами (метками) 20 см

На расстоянии 85 см от анодной фольги измерения радиального распределения плотности тока пучка $j_{\text{п}}(r, z, t)$, проведенные с помощью СЦФ, показали, что при давлении около 1 тора $j_{\text{п}}(r, z, t)$ сохраняет симметрию относительно оси камеры. Начиная с давления 5 тор, установленный в торце СЭФ регистрировал появление асимметрии в радиальном распределении пучка, что свидетельствовало о смещении пучка как целого от оси камеры, причем асимметрия нарастала с ростом давления. При давлении больше 10 тор радиальные смещения пучка были сравнимы с радиусом камеры, при этом наблюдался выброс основной части электронов пучка на боковую стенку (см. рис. 1). Это сопровождалось срывом тока пучка. После исчезновения токовых сигналов на коллекторах СЦФ, расположенного в торце, с задержкой 5 нс появлялся электронный ток на боковом вакуумном цилиндре Фарадея. Фотографирование процесса развития быстрой неустойчивости подтвердило факт ее существования и позволило получить данные о динамике радиального смещения пучка (см. рис. 2). До момента времени $t = 10$ нс, отсчитываемого от начала импульса тока ускорителя, пучок распространялся вдоль оси камеры. Через 5 нс появлялось заметное радиальное смещение, при этом ско-

рость смещения равна 10^9 см/с, что находится в соответствии с электротехническими измерениями. На третьем снимке, полученном через следующие 5 нс, зафиксирован момент выброса пучка на боковую стенку камеры. Длина волны в развитой стадии неустойчивости равна 30 – 40 см.

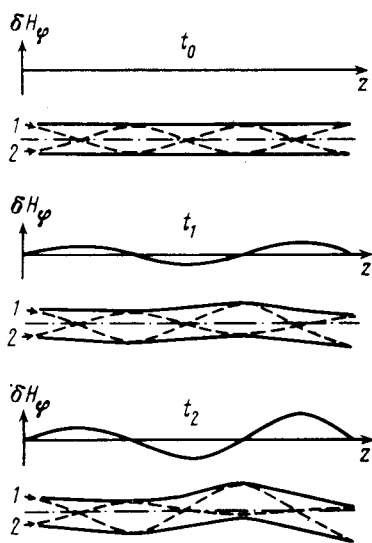


Рис. 3. Изменение траекторий 1, 2 (пунктирные линии) игибающей частиц пучка (сплошная линия) под действием возмущения магнитного поля δH_φ для трех последовательных моментов времени t_0, t_1, t_2 . Штрих-пунктирной линией обозначена ось дрейфовой камеры

Мы объясняем срыв тока пучка развитием резонансной, резистивной неустойчивости. Качественно ее механизм можно понять из следующих рассуждений (см. рис. 3). Движение электронов пучка в результирующем магнитном поле тока пучка I_Π и обратного тока электронов плазмы $I_{\Pi\Pi}$ в невозмущенном состоянии представляет собой перемещение вдоль камеры, на которое наложены поперечные (бетатронные) колебания с частотой $\omega_\beta \equiv \omega_\beta(I_\Pi - I_{\Pi\Pi}/I_A)$ (где $I_A = (mc^3/e)\beta\gamma$ – ток Альвена). На рис. 3 изображены две траектории (1, 2), отличающиеся фазой колебаний на $1/2$ периода. Если волновое число k_z возмущения поля δH_φ удовлетворяет условию фазового резонанса $k_z v_z = \omega_\beta$, то частота бетатронных колебаний совпадает с частотой вынуждающей силы, а величина амплитуды отклонения ξ траектории частицы от равновесной в собственной системе координат растет по закону

$$\xi = \frac{\omega_\beta a}{2} \int_0^t \frac{\delta H_\varphi}{H_{0\varphi}} dt. \quad (1)$$

Так как $\delta j_\Pi \sim \frac{\xi}{a} j_\Pi$, то из уравнения для магнитного поля

$$-\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \text{rot} \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \text{rot} H_\varphi - \frac{c}{\sigma} j_\Pi \right), \quad (2)$$

следует

$$\gamma \sim \sqrt{\frac{\omega_\beta}{\tau_d}} \sqrt{\frac{I_\Pi}{I_\Sigma}} \gg \frac{1}{\tau_d}; \quad I_\Sigma = I_\Pi - I_{\Pi\Pi}. \quad (3)$$

Последовательный анализ указанной неустойчивости, проведенный двумя из авторов (В.В.Горев, С.В.Захаров), учитывающий ангармонизм бетатронных колебаний, разброс скоростей и граничные условия, дает для настоящего эксперимента следующее значение инкремента

$$\gamma \simeq \frac{1}{\tau_d} \frac{I_\Pi I_A}{I_\Sigma^2} \ln \left(\omega_\beta \tau_d \frac{3}{16} \frac{I_\Sigma^3}{I_\Pi I_A^2} \right). \quad (4)$$

Литература

1. *Rosenbluth M.N.* Phys. Fluids, 1960, 3, 232; *Иванов А.А., Рудаков Л.И.* ЖЭТФ, 1970, 58, 1332.
2. *Кингсен С.С., Максимов Г.П., Сидоров Ю.Л., Смирнов В.П., Спектор А.М.* ПТЭ, 1973, 3, 26

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
8 августа 1982 г.
