

04; 10

© 1991 г.

ТОКОВАЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПРОТОННЫХ СГУСТКОВ ПРИ ИХ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ГАЗЫ РАЗЛИЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

А. К. Березин, В. А. Киселев, А. Ф. Линник, И. Н. Онищенко, В. В. Усков

Экспериментально исследуется явление токовой нейтрализации протонных сгустков с энергией 5 МэВ в плазме, образованной самими сгустками при движении через нейтральный газ (водород, воздух) в диапазоне давлений $P=10^{-5}-10^{-2}$ Тор. При этом наблюдается частичная токовая нейтрализация на коллекторе, измеряющем ток протонных сгустков. Показано, что степень токовой нейтрализации зависит от плотности образованной плазмы (давления нейтрального газа) и от наличия коллективного взаимодействия между пучком и образованной плазмой. Приведено объяснение полученных результатов.

Одним из интересных явлений, имеющих место при распространении пучков заряженных частиц через плазму или нейтральный газ, является возникновение плазменного тока, приводящего к нейтрализации тока пучка. Плазменный ток вызывается электрическим полем, возникающим при изменении азимутального магнитного поля на фронтах инжектируемого в плазму пучка заряженных частиц. Для сильноточных релятивистских электронных пучков эти явления были рассмотрены в работах [1-3]. В работах [4, 5] рассмотрен процесс нейтрализации обратным плазменным током интенсивных ионных пучков при их распространении в плазме.

Механизм токовой нейтрализации для протонных пучков с небольшими токами ($I_b=10-50$ мА) и энергиями (10-100 кэВ) рассмотрен в работах [6, 7] и объясняется эффектами захвата плазменных электронов полями возбуждаемых волн.

В данной работе приведены экспериментальные результаты и теоретические оценки явлений токовой нейтрализации высокоэнергетичного модулированного протонного пучка с относительно небольшим током при его движении в плазме, образованной самим пучком в нейтральном газе, давление которого менялось в пределах от 10^{-5} до 10^{-2} Тор.

Источником протонов служил резонансный линейный ускоритель с ВЧ фокусировкой [8]. Энергия протонов $W=5$ МэВ, ток пучка в импульсе $I_b=30$ мА, длительность импульса $\tau_a=20$ мкс, частота посылок 0.2 с $^{-1}$. Каждый импульс состоял из $3 \cdot 10^8$ протонных сгустков длиной $l=20$ см и частотой следования (модуляции) $\omega_m \simeq 9 \cdot 10^{+8}$ с $^{-1}$. Плотность протонов на оси пучка $n_p \simeq 10^7$ см $^{-3}$, радиус пучка $r_0=0.5$ см. Камера взаимодействия представляла собой стеклянную трубу диаметром 10 см и длиной 200 см.

Для диагностики пучка и плазмы использовались коллектор с разрешением по времени $t \sim 1$ нс, сигнал с которого регистрировался осциллографом С7-19, магнитный анализатор для измерения энергетического спектра протонов пучка [9], пьезодатчик для регистрации импульса пучка и ВЧ резонатор для измерения плотности плазмы.

В качестве нейтрального газа использовались водород и воздух. Качественно результаты с использованием этих газов совпадают, поэтому дальней-

шее рассмотрение будет относиться к случаю заполнения камеры взаимодействия водородом.

Эксперименты показали, что во всем диапазоне давлений нейтрального газа ($P=10^{-5}-10^{-2}$ Тор) амплитуда сигнала импульса давления пучка, регистрируемого пьезодатчиком, оставалась постоянной (точность измерения импульса давления $\pm 10\%$), что свидетельствует о сохранении количества протонов пучка, проходящего через газ. В то же время осциллограммы тока протонных сгустков, регистрируемые осциллографом, показывают изменение величины и форм тока в зависимости от давления нейтрального газа. На рис. 1, а показана осциллограмма протонных сгустков при давлении газа $P \approx 2 \cdot 10^{-5}$ Тор (здесь и далее показаны сгустки из середины импульса тока протонного пучка).

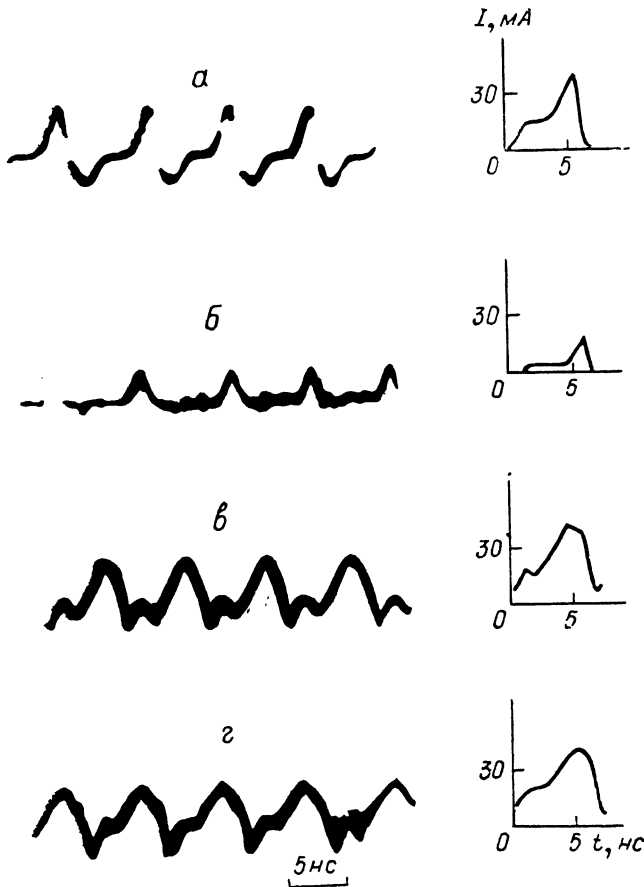


Рис. 1. Осциллограммы тока протонных сгустков при различных давлениях в камере взаимодействия.

P , Тор: а — $\sim 10^{-5}$, б — $\sim 10^{-3}$, в — $\sim 8 \cdot 10^{-3}$, г — $\sim 10^{-2}$ (справа показаны отдельные сгустки).

При повышении давления амплитуда и длительность тока сгустков уменьшались и достигали минимального значения при давлении, которое назовем критическим ($P=P_{кр}=10^{-3}$ Тор) (рис. 1, б). При этом ускоренных атомов водорода обнаружено не было, что согласуется с малым сечением перезарядки при энергии протонов $W \geq 10^6$ эВ [10]. В случае подачи на коллектор постоянного напряжения в диапазоне ± 50 В осциллограммы тока сгустков не изменялись.

При повышении давления в камере взаимодействия выше критического наблюдались увеличение тока сгустков и изменение их формы (рис. 1, в, г). Анализатор спектра протонного пучка при таких давлениях регистрировал расширение энергетического спектра протонов пучка (рис. 2).

Плотность плазмы, образуемой в камере взаимодействия протонным пучком, при давлении $P \approx 10^{-5}$ Тор близка к плотности пучка (рис. 3), а время ее установления, измеренное ВЧ резонатором, $\tau_{уст} \approx 6-8$ мкс. При давлениях $P \geq P_{кр}$

плотность плазмы более чем на порядок превышает плотность пучка, а время ее установления уменьшается по $\frac{1}{2} \tau_{\text{вст}} \approx 1$ мкс. При достижении критического давления ленгмюровская частота плазмы близка к частоте следования сгустков пучка ($\omega_p \approx \omega_M$, где $\omega_p = (4\pi n_p e^2 / m)^{1/2}$). При этом возбуждается пучково-плазменная неустойчивость, подобная неустойчивости на модулированном по плотности электронном пучке [11]. Развитие такой неустойчивости вызывает пучково-плазменный разряд, механизм которого совпадает с описанным в [12]. Об этом свидетельствуют аномально быстрый рост плотности плазмы, увеличение амплитуды сигнала, регистрируемого плавающим зондом, а также расширение энергетического спектра протонов пучка на выходе из камеры взаимодействия.

Оценка величины СВЧ поля, при котором начинается пучково-плазменный разряд, может быть получена из уравнения для скорости набора энергии плаз-

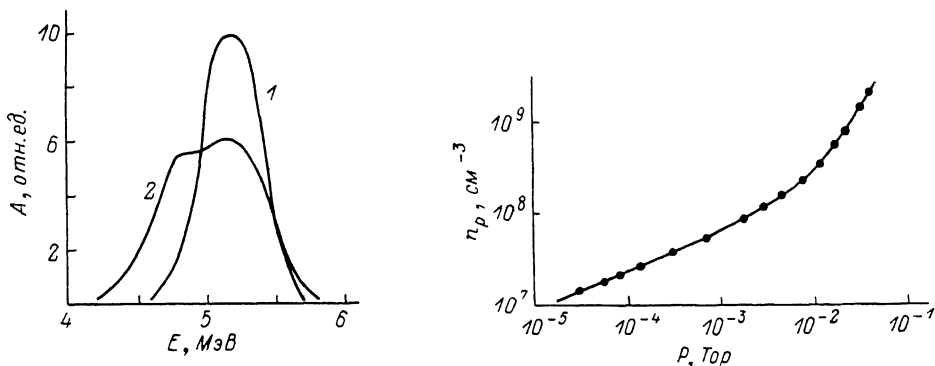


Рис. 2. Энергетические спектры протонов пучка при различных давлениях в камере взаимодействия.

P , Тор: 1 — $\sim 10^{-4}$ — 10^{-3} , 2 — 10^{-2} ($I_b = 30$ А).

Рис. 3. Зависимость плотности плазмы от давления нейтрального газа в камере взаимодействия.

менными электронами в поле возбуждаемой волны для случая, когда $\nu_c < \omega_p$ [12],

$$n_p \frac{d\bar{\epsilon}}{dT} = \nu_c \frac{E^2}{4\pi}, \quad (1)$$

где $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия электрона, ν_c — частота упругих столкновений.

Полагая, что энергия электрона должна возрасти до энергии ионизации ϵ_i за время меньше обратного времени потерь энергии электрона τ^{-1} , обусловленного прилипанием и диффузией электронов, получим выражение для пробойного поля

$$E_{\text{пр}} = \frac{m\omega_p}{\tau\nu_c e^2} \epsilon_i. \quad (2)$$

Для наших условий значение $E_{\text{пр}} \approx 200$ В/см. Для захвата же плазменных электронов полем возбуждаемых волн необходимо, чтобы потенциал возбуждаемой волны был $e\varphi_{\text{зах}} \approx m\nu_c^2/2$ [6, 7]. В нашем случае это дает напряженность поля $E_{\text{зах}} \approx 700$ В/см. Такая напряженность поля не может быть достигнута по крайней мере до достижения критического давления. Это значит, что в нашем случае при давлении нейтрального газа от 10^{-5} до $6 \cdot 10^{-3}$ Тор механизм токовой нейтрализации, рассмотренный в [6, 7], неприменим и частичная токовая нейтрализация не может быть объяснена захватом плазменных электронов в потенциальные ямы волн, возбуждаемых пучком при его взаимодействии с плазмой.

Наблюдаемую частичную токовую нейтрализацию протонных сгустков, по нашему мнению, можно объяснить возникновением обратного плазменного тока, индуцируемого фронтами сгустков. Действительно, инжекция пучка заряженных частиц, состоящих из отдельных сгустков, в плазму сопровождается

изменением азимутального магнитного поля B_0 и приводит к появлению на фронтах сгустков электрического поля E_z . Это индуцированное электрическое поле действует на электроны плазмы, вызывая ток, противоположный инжектируемому току. В этом случае полный ток I (ток, измеряемый коллектором) является суммой тока пучка I_b и плазменного тока I_p . Передний фронт протонного сгустка индуцирует ток, направление которого противоположно инжектируемому току (плазменные электроны двигаются в том же направлении, что и протоны пучка). Следовательно, полный ток будет уменьшаться. Поля же, индуцированные задним фронтом сгустка, должны вызывать плазменный ток в том же направлении, что и ток пучка. Поэтому плазменный ток, индуцируемый задним фронтом сгустка, регистрироваться коллектором не будет. Плазменный ток, индуцируемый передним фронтом сгустка, будет фиксироваться коллектором и приведет к изменению тока протонного сгустка.

Анализ осциллограмм рис. 1 показывает, что при давлении нейтрального газа в камере взаимодействия $P = 10^{-5}$ Тор наблюдается незначительная токовая нейтрализация $\eta = |I_p| / |I_b| = 0.2 + 0.3$ (η — степень токовой нейтрализации).

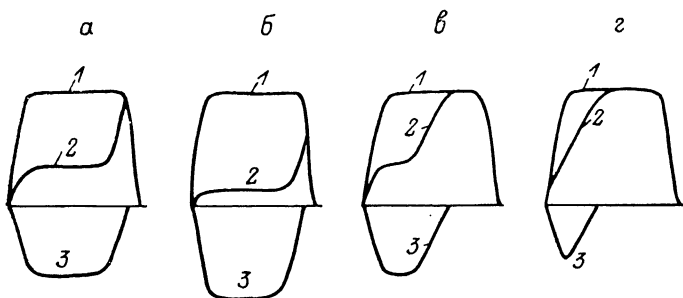


Рис. 4. Соотношения между током пучка I_b (1), плазменным током I_p (2) и полным током I (3) в зависимости от давления нейтрального газа в камере взаимодействия.

а-г — то же, что и на рис. 1.

При повышении давления, а значит, и плотности плазмы степень токовой нейтрализации увеличивается и достигает значения $\eta = 0.8$ при $P \approx 10^{-3}$ Тор. Увеличение степени токовой нейтрализации объясняется уменьшением скин-слоя $\lambda = c/\omega_p$ (специальные токопроводы для обратного тока отсутствуют) и увеличением числа плазменных электронов. Время затухания плазменного тока, определяемое выражением

$$\tau_3 \approx \frac{\omega_p^2 r_0^2}{c^2 v_e} [3],$$

для $P < 10^{-3}$ Тор τ_3 равно примерно длительности сгустка $\tau_{сг}$. При этом эффективная частота столкновений плазменных электронов $\nu_e < 5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$. Эта частота получена из оценки добротности резонатора с плазмой при измерении плотности плазмы [12].

Величина продольного плазменного тока, вызванного фронтами сгустков, при давлениях выше критического (когда длина свободного пробега электронов меньше длины системы) будет пропорциональна индуцируемому электрическому полю $E_z \sim dI/dt$ и проводимости плазмы $\sigma: j = E_z \sigma, \sigma = (n_e e^2)/(m \nu_e)$. Эффективная частота столкновений при развитии пучково-плазменной неустойчивости по нашим оценкам достигает величины $\nu_e \approx 10^7$ с $^{-1}$, это приводит к тому, что время затухания обратного тока становится меньше длительности сгустка и уменьшается величина обратного плазменного тока (рис. 1, в, г). Подобные явления исследовались и при инъекции электронных пучков в плазму [16, 17], но основное отличие наших экспериментов заключается в том, что длительность сгустков в нашем пучке $\tau_{сг} \leq 2\pi/\omega_p$, а их длина меньше длины системы.

На рис. 4 показаны полный ток, регистрируемый коллектором, а также соотношения между током пучка и плазменным током при различных давлениях нейтрального газа в камере взаимодействия. Такие соотношения между током

пучка и плазменным током характерны именно для коллектора и не могут быть иллюстрацией нейтрализации тока в пространстве камеры взаимодействия.

Таким образом, при исследовании прохождения высокоэнергетичных протонных сгустков через нейтральный газ в диапазоне давлений $P=10^{-5}-10^{-2}$ Тор были обнаружены следующие явления.

1. В диапазоне давлений от $P=10^{-5}$ Тор и до критического давления ($P_{кр} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ Тор) наблюдается частичная токовая нейтрализация протонных сгустков, обусловленная возникновением обратного плазменного тока, индуцируемого фронтами сгустков пучка.

2. При давлении выше критического возбуждается пучково-плазменная неустойчивость, приводящая к развитию пучково-плазменного разряда, аномальному росту плотности плазмы и увеличению частоты столкновений, что в свою очередь приводит к уменьшению обратного тока, времени его существования и в конечном итоге к уменьшению степени нейтрализации тока пучка.

Авторы благодарны Б. И. Иванову, Ю. И. Блюху и В. Н. Белану за помощь при проведении экспериментов и полезные обсуждения полученных результатов.

Список литературы

- [1] Hammer D. A., Rostoker N. // Phys. Fluids. 1970. Vol. 13. N 7. P. 1831—1850.
- [2] Cox J. L., Bennet W. N. // Phys. Fluids. 1970. Vol. 13. N 1. P. 182—192.
- [3] Рухадзе А. А., Рухлин В. Т. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 1. С. 177—189.
- [4] Sudan R. N. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. N 24. P. 1613—1615.
- [5] Swegle J. A., Slutz S. A. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 10. P. 3444—3459.
- [6] Габович М. Д., Солошенко И. А., Симошенко Л. С. // ЖЭТФ. 1971. Т. 62. Вып. 4. С. 1369—1375.
- [7] Габович М. Д., Кацубо Л. П., Солошенко И. А. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 6. С. 1370—1376.
- [8] Тепляков В. А. // Исследование ускорителя с СВЧ фокусировкой. М.: Наука, 1978. Т. 1. С. 288—296.
- [9] Белан В. Н., Болотин Л. И., Киселев В. А. и др. // ПТЭ. 1988. № 6. С. 31—33.
- [10] Olson C. L. // Phys. Rev. A. 1975. Vol. 11. N 1. P. 288—292.
- [11] Березин А. К., Файнберг Я. Б. и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 3. С. 861—873.
- [12] Лебедев П. М., Онищенко И. Н., Ткач Ю. В. и др. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 3. С. 407—413.
- [13] Росинский С. Е., Ростомян Э. В., Рухадзе А. А., Рухлин В. Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 4. С. 1350—1357.
- [14] Росинский С. Е., Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 49—56.

Харьковский физико-технический
институт АН УССР

Поступило в Редакцию
28 июля 1989 г.
В окончательной редакции
22 марта 1990 г.