

- [3] Белюк С.И., Гавринцев С.В., Крейн-дель Ю.Е. В сб.: Электронно-лучевая сварка. МДНТП, 1978. С. 141-146.
- [4] Madakson P.S. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 6. P. 2046-2053.
- [5] Mogro-Campero A., Hunt B.D., Turner L.G., Burrelle M.C. and Balz W.E. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52, N 7. P. 584.
- [6] Kurisu M., Kumagai K., Maeno Y., Fujita T. // Physica C152. 1988. P. 339-344.

Институт электрофизики
УО АН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию
7 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19

12 октября 1989 г.

10

ДВУМЕРНАЯ РАВНОВЕСНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ РЭП, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В ГАЗЕ

В.Д. Вихарев, А.В. Гордеев,
В.В. Заживихин, В.Д. Королев,
В.П. Смирнов, Л.И. Уруцкоев

В отсутствие внешних полей транспортировка мощных РЭП возможна только в случае, когда реализуются устойчивые равновесные конфигурации пучка. Многочисленные теоретические модели такого равновесия являются существенно одномерными [1]. Однако в ряде экспериментов [2, 3] по транспортировке сильноточного пучка через нейтральный газ наблюдались неоднородные в аксиальном направлении устойчивые состояния пучка. Экспериментальное и теоретическое изучение подобных равновесных конфигураций и являлось целью настоящей работы.

Эксперименты проводились на установке „Нептун“ ($V = 500$ кВ, $I_B = 20$ кА, $\tau = 60$ нс) [4]. Пучок из диода через титановую фольгу толщиной 20 мкм инжектировался в дрейфовую камеру из плексигласа, заполненную газом (N_2, He) при давлении (1-10) Тор. Для пространственно-временных измерений распределения плотности тока пучка в различных сечениях дрейфовой камеры применялись секционированные цилиндры Фарадея (СЦФ). Покадровое фотографирование свечения плазмы, созданной пучком, проводилось электронно-оптическими преобразователями (ЭОП) с электростатической фокусировкой. Время экспозиции каждого кадра составляло 5 нс, а интервал между ними варьировался от 5 до 15 нс. С по-

а

б

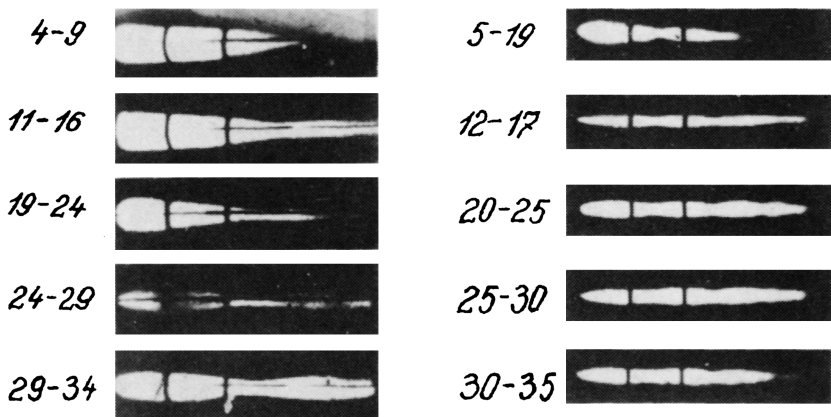


Рис. 1. Элограммы свечения пучка а) - в воздухе при $P = 3$ Тор; б) - в гелии при $P = 10$ Тор. Пучок распространяется слева направо. Цифры показывают время съемки кадра в наносекундах.

мощью емкостного делителя и низкоиндуктивных шунтов регистрировались напряжение и ток диода, а также полный ток в системе.

Экспериментально было установлено, что при инъекции РЭП в азот существует область давлений (1-10) Тор, в которой наблюдается устойчивое распространение пучка на расстояние до 3 м с эффективностью 80%. В этом интервале давлений возникающее свечение плазменного канала неоднородно по длине камеры, наблюдаются периодические изменения его поперечного размера вдоль распространения пучка. Фотографирование с помощью ЭОПов показало, что данная структура является стационарной и период ее зависит от давления и сорта газа (рис. 1).

Динамика перераспределения плотности тока пучка в пределах одного периода колебаний представлена схематически на рис. 2. Видно, что в широкой части колебаний (пучности) пучок имеет трубчатое распределение тока, а в узкой (узле) - колоколообразное. Отношение максимальной плотности тока к плотности тока в центре для трубчатого профиля составляет 2.5-3. Величина полного тока I_{Σ} в исследуемом диапазоне давлений не превышала 6 кА.

Для описания возникающей равновесной конфигурации РЭП воспользуемся уравнениями электронной гидродинамики [5], которые для квазистационарного пучка сводятся к сохранению обобщенного импульса и уравнению для магнитного поля

$$\nabla \left[\frac{\nabla \psi}{\sqrt{(\nabla \psi)^2}} \right] = h; \quad \nabla(rh) = (1 - \epsilon) \nabla \psi. \quad (1)$$

Здесь ψ - безразмерная функция тока, а $\epsilon = \epsilon(r, z)$ - степень токовой нейтрализации пучка. После разложения в параксиальном приближении величин ψ, h, ϵ по степеням r (например, $\psi =$

Рис. 2. Схематическое распределение плотности тока пучка в пределах одного периода колебаний.

$r^2\psi_0(z) + r^4\psi_1(z) \dots$ из (1)
для плотности тока пучка получаем

$$jz = \frac{IA}{\pi} \psi_0(z) [1 + 2g(z)r^2] \quad (2)$$

где $g \equiv \frac{\psi_1}{\psi_0} = \psi_0(z) \left[\frac{x + \frac{3}{4}(1-\epsilon_0)^2}{1-\epsilon_0} - \frac{3}{4}(1-\epsilon_0) \ln \frac{\psi_0(z)}{\psi_0(0)} \right]$,

а постоянная x характеризует зависимость степени токовой нейтрализации от радиуса. При этом $x < 0$ соответствует трубчатой конфигурации обратного тока. В области пучности, где $z \approx 0$, второй член в g мал и при $x < -\frac{3}{4}(1-\epsilon_0)^2$ имеем $g > 0$, что соответствует трубчатому профилю пучка. При приближении к узлу величина $\ln[\psi_0(z)/\psi_0(0)]$ растет, происходит изменение знака g и профиль плотности тока становится колоколообразным. Характерный масштаб такого изменения

$$\Delta z = \left[\frac{mc^3 \sqrt{g^2 - 1}}{(1-\epsilon_0) e jz(0)} \right]^{1/2} \approx \frac{\lambda_\beta}{\sqrt{\pi}}, \quad (3)$$

где λ_β — длина бетатронных колебаний.

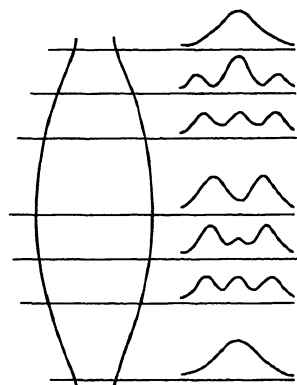
Трубчатость обратного тока связана с эффектом Холла в токовой плазме. Из расчетов, выполненных по модели [6], следует, что для $\rho \approx 5$ Тор плотность плазмы $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и параметр $\Pi_i = \frac{4\pi en r^2}{m_i c^2} \ll 1$. Это означает, что токовая скорость

электронов плазмы значительно больше ионной [7, 8].

Из дрейфового уравнения для электронной компоненты плазмы

$$E_r - \frac{1}{c} v_z H_\varphi = 0, \quad E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (4)$$

видно, что для $v_z < 0$ (обратный ток течет навстречу пучку) и $H_\varphi < 0$ (ток создается релятивистским пучком) электронный ток смещается к периферии плазменного канала ($\partial \phi / \partial r < 0$). В результате формируется трубчатая конфигурация пучка, что соответствует минимуму магнитной энергии квазиравновесной конфигурации.



Гидродинамическая модель равновесия РЭП становится неприменимой в узлах плотности пучка, где важно учитывать пересечение траекторий электронов. Кроме того, в рамках гидродинамического описания невозможно учесть резонанс между бетатронными колебаниями частиц в пучке и модуляцией магнитного поля в канале транспортировки. Для рассмотрения влияния этих эффектов следует интегрировать кинетическое уравнение по траекториям, которые в данном случае описываются уравнением Матье с нелинейным членом [9]. Резонансная теория возмущений, построенная для такого уравнения, позволяет оценить длину, на которой происходит фазовое перемешивание и установление однородного профиля пучка.

Как показывает такой анализ, бетатронные частоты электронов с обобщенными импульсами P_{z1} и P_{z2} отличаются на величину

$$\Delta\omega \sim \omega\beta \frac{I\Sigma}{8I_A} \eta, \quad \text{где} \quad \omega\beta = \left(\frac{2I\Sigma}{I_A} \right)^{1/2} \frac{c\sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma^2} -$$

бетатронная частота, определенная по полной энергии электрона,

$$I_A = 8.5\sqrt{\gamma^2-1} - \text{ток Альфвена в кА,} \quad \eta = \frac{P_{z1} - P_{z2}}{\Delta P} - \text{харак-}$$

теризует тепловой разброс (здесь ΔP - максимальный интервал изменения P_z в данном пучке, который зависит только от тока в канале транспортировки $I\Sigma$. Тогда число колебаний профиля плотности пучка $N \approx \frac{\omega\beta}{\Delta\omega} \approx \frac{8I_A}{I\Sigma\eta}$. Для условий нашего эксперимента при $I\Sigma = 6$ кА, $\eta \approx 1$, $\gamma \approx 2.2$ получаем $N \approx 20$. Модуляция магнитного поля с амплитудой Δ приводит к изменению ширины пучка на длине $\sim \lambda_A/\Delta$. В пучках с малым тепловым разбросом $\eta \ll 1$ требуется учет вторичных резонансов, что может привести к стохастизации движения электронов [10].

Таким образом, при распространении РЭП в газах с давлением ≈ 10 Тор возможно образование двумерной равновесной конфигурации, которая существует на временах ~ 100 нс и на длине нескольких метров.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
- [2] Graybill S.E., Nablo S.V. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 18.
- [3] Shuck R.L., Kelly L.J. // Rev. Sci. Instr. 1972. V. 43. P. 1097
- [4] Кингсеп А.С., Максимов Г.П., Сидоров Ю.Л. и др. // ПТЭ. № 3. С. 36.
- [5] Гордеев А.В. Препринт ИАЭ-2741, М., 1977.
- [6] McArthur D.A., Poukey J.W. // Phys. Fluids. 1972. V. 16. N 11. P. 1996.

- [7] Гордеев А.В., Заживихин В.В., Гулин А.В., Дроздова О.М. В сб.: ВАНТ, Серия: термоядерный синтез. 1988. № 1. С. 76-77.
- [8] Чукбар К.В., Янчков В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 11. С. 2130.
- [9] Гордеев А.В., Заживихин В.В. Тезисы докладов 1У Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, Томск, 1986, ч. 1, с. 142.
- [10] Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем, М.: Наука, 1984.

Поступило в Редакцию
24 марта 1988 г.
В окончательной редакции
20 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

05.4

НЕСОВЕРШЕНСТВО КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $Y-Ba-Cu-O$ ПОСЛЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ

А.В. Худяков, Ю.Н. Маловицкий,
П.П. Сафронов, Е.А. Котов,
Е.Б. Абрамова, А.А. Савельев,
В.И. Лабецкий

Первые наши попытки воздействовать на оксидную керамику $Y-Ba-Cu-O$ ударным сжатием [1] указывали на возможность получения протяженных сверхпроводящих образцов таким способом. Однако для освоения этого перспективного технологического процесса необходимы исследования как по отработке оптимальных параметров сжатия [2], так и по детальному изучению кристаллической структуры опытных образцов.

В настоящей работе приводятся результаты исследований, которые свидетельствуют о том, что обнаруженное ранее [1] размытие сверхпроводящего перехода вызвано дефицитом кислорода в орторомбической решетке.

В результате ударного сжатия исходного сверхпроводящего порошка получали цилиндрические образцы длиной 160 мм и диаметром 20 мм. Качество образцов проверяли РФА, ДТА, ДТГ, по наличию эффекта Мейсснера, по температурному спаду магнитной восприимчивости и удельного сопротивления. Характеристики образцов после взрыва приведены в таблице.

Разброс критической температуры по длине цилиндра от 88-91 К и уширение сверхпроводящего перехода, по-видимому, связаны с