

ИЭФ

Абстракт

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ

VIII ВСЕСОЮЗНЫЙ

СИМПОЗИУМ ПО  
СИЛЬНОТОЧНОЙ  
ЭЛЕКТРОНИКЕ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ  
ЧАСТЬ I

СВЕРДЛОВСК

-1990-

0661 1990

VIII

ИЭФ

Распределение тока по радиусу пучка исследовалось путем измерения тока частей пучка, проходящих через калиброванные отверстия в тонкой поперечной диафрагме, расположенные на заданном радиусе. Измерения проведены на различных расстояниях от катода. Для сравнения снимались автографы пучка на полимерной пленке (винипров).

Величина тока через отверстия заметно изменялась как от импульса к импульсу, так и в течение каждого импульса, что говорит о неоднородности эмиссионной поверхности и нестабильности эмиссии с временным масштабом 1-3 нс и более.

В области малых магнитных полей (3 кЭ) распределение тока носит сложный характер и существенно изменяется вдоль пучка. Выделяется плотная фракция электронов, несущая до 30 % полного тока и имеющая выраженную фазу циклотронного вращения. С ростом магнитного поля зависимость вида  $J(r)$  от продольной координаты ослабевает. При большом магнитном поле (>10 кЭ) функция  $J(r)$  имеет характерный "двугорбый" вид, причем в центральном минимуме стабильность тока существенно ниже (вероятно, из-за процессов экранировки на катоде).

Толщина  $\Delta R_b$  пучка в малых магнитных полях определяется удвоенным максимальным циклотронным радиусом, в больших же  $\Delta R_b = \delta + 4R_c \max$ , причем отмечено утолщение пучка на 30-40 % за время импульса.

Рост полного тока в диоде за время импульса, характерный для малых напряженностей внешнего магнитного поля, происходит за счет отдельных областей на катоде, а не равномерно по всей эмиссионной поверхности.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Г. С. П. Бугаев, Н. И. Зайцев, А. А. Ким и др. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. - в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИИФ АН СССР, 1961, с. 36

УДК 621.384.6

#### ПРОХОЖДЕНИЕ 100 кДж РЭИ ЧЕРЕЗ ПЛАЗМУ В МЕТРОВОМ СОЛЕНОИДЕ С ПОЛЕМ 4 Т

Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В.

Институт ядерной физики СО АН СССР, г.Новосибирск

В работе приводятся результаты экспериментов на установке УИ-СЛИН по прохождению мощного микросекундного РЭИ ( $U \leq 1$  МВ,  $I_p \leq 50$  кА,  $\tau = 5$  мкс,  $Q \leq 140$  кДж,  $\phi 6$  см) через плазму плотностью  $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  на расстояние 1 метр в магнитном поле 4 Т. Результаты по транспортировке РЭИ в газе плотностью  $n_g = 10^{12} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  приведены в [1].

Гелиевая предплазма ( $\phi 6$  см) создается в металлической камере  $\phi 10,4$  см с помощью прямого разряда между торцевыми фольгами, расположенными вблизи магнитных пробок соленоида (рис.1) [2]. Напряжение до 40 кВ подается на катод разряда (графитовая ткань). Вторым электродом служит либо сетка (через которую оптическим "плазмоскопом" [2] исследуется профиль плазмы), либо тонкая фольга (через которую в предплазму инжектируется РЭИ). Период колебаний тока разряда 10 мкс, время полного затухания 50 мкс. Через 10-20 мкс после срабатывания разряда плотность плазмы выходит на постоянный уровень ("плато" длительностью 10-30 мкс), в затем возрастает, видимо, вследствие десорбции газа со стенок. Степень ионизации газа (на "плато" плотности) близка к единице при  $3 \cdot 10^{14} < n_g < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При дальнейшем увеличении  $n_g$  (до  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) плотность плазмы не меняется и близка к  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Температура плазмы (в конце "плато" плотности) составляет  $\sim 5$  эВ. С помощью плазмоскопа на основе ЗОП с временным разрешением установлено, что практически во всем диапазоне плотностей газа имеются промежутки времени, в которых плазма достаточно однородна. Так, при  $n_g \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в интервале 10-40 мкс предплазма аксиально-симметрична с небольшим понижением плотности ( $\sim 30\%$ ) на оси.

На рис.2 приведены диамагнитные сигналы, которые получаются при инжекции РЭИ в однородную предплазму (10-20 мкс от начала разряда при  $n_g = n = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) и, для сравнения, в газ той же плотности. Плотность плазмы к концу тока

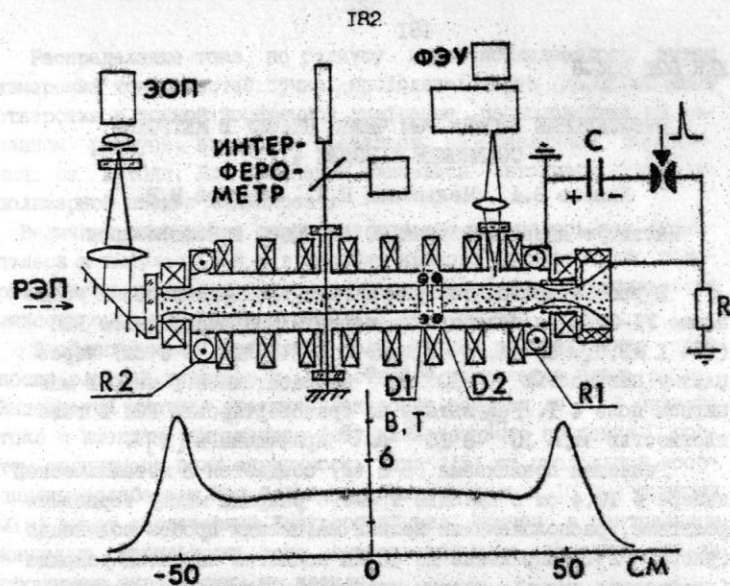


Рис.1. R1, R2 – пояса Роговского для измерения полного тока  $I_{tot}$ ; D1, D2 – магнитные зонды.

пучка в обоих случаях хорошо соответствует двойной плотности исходного газа. Величина диамагнетизма плазмы  $W_1$  в обоих случаях также одинакова. Таким образом, в экспериментах по нагреву плазмы микросекундными РЭП (в отличие от 100-наносекундных) предионизация газа, видимо, не обязательна.

Поперечная энергия  $T_1$ , приходящаяся в среднем на электрон в плазме, составляет 300-400 эВ. Если считать, что основной вклад в сигнал дают электроны высокоэнергетического "хвоста" функции распределения, то их характерную энергию  $\epsilon$  можно оценить по времени спада диамагнетизма (~10 мкс) вследствие их рассеяния в конус потерь ( $\epsilon \approx 20$  кэВ). Полная энергия плазменного столба достигает 400 Дж. Реальные потери энергии пучка в плазме могут быть в несколько раз выше, так как еще в течение импульса энергия уносится из плазмы горячими электронами. Основная часть плазмы также имеет достаточно высокую ( $\geq 20$  эВ) температуру. Подтверждением тому служит отсутствие (в максимуме диамагнетизма) свечения линии HeI ( $\lambda = 588$  нм) и минимум в излучении линии HeII ( $\lambda = 469$  нм). С увеличением исходной плотности газа в 2 раза величина  $W_1$

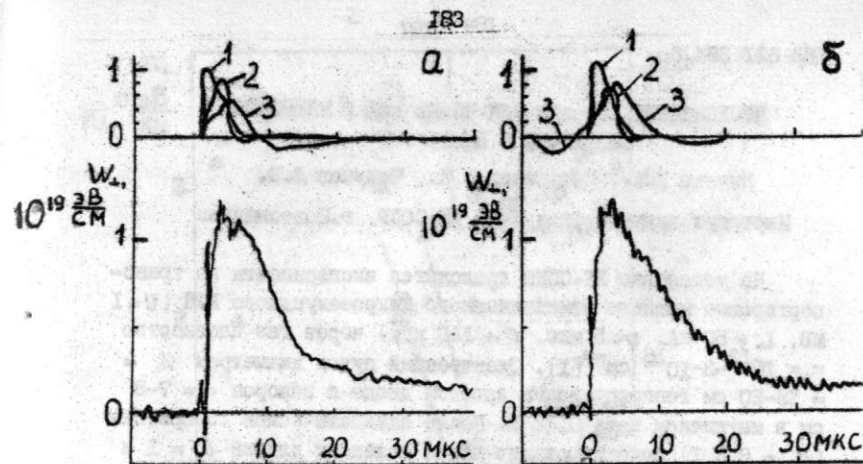


Рис.2. а) Газ (гелий), б) предплазма; 1 -  $U$ , 2 -  $I_1$ , 3 -  $I_{tot}$  (масштаб 1 МВ, 50 кА).

уменьшается примерно в 3 раза (см. рис.1 в [1]). Помимо значительного нагрева плазмы наблюдается заметное торможение пучка в плазме. Так, измерения многофольговым анализатором спектра энергий электронов пучка показывают, что после прохождения через плазму в спектре появляется большое число частиц с энергиями, с несколько раз меньшими, чем в исходном пучке. Приведенные факты позволяют сделать вывод о том, что нагрев плазмы в наших экспериментах обусловлен пучковой неустойчивостью с возбуждением ленгмювской турбулентности.

Отметим, что величина диамагнетизма плазмы при неизменной начальной плотности уменьшается при увеличении задержки инжекции РЭП относительно момента образования предплазмы (при задержке 80 мкс  $W_1$  снижается в несколько раз). Этот эффект может быть обусловлен увеличением (примерно вдвое) плотности предплазмы к моменту инжекции РЭП, что снижает эффективность взаимодействия, и развитием неоднородности предплазмы, которая наблюдалась ЭОпом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. – Доклад на настоящем симпозиуме.
2. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. – Препринт ИЯФ СО АН СССР 89-103, Новосибирск, 1989.

ПРОХОЖДЕНИЕ 100 кДж РЭП ЧЕРЕЗ ГАЗ В МЕГРОВОМ СОЛЕНОИДЕ С ПОЛЕМ 4 Т

Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В.

Институт ядерной физики СО АН СССР, г.Новосибирск

На установке УИ-СПИН проводятся эксперименты по транспортировке мощного замагниченного микросекундного РЭП ( $U \leq 1$  МВ,  $I_e \leq 50$  кА,  $\tau \approx 5$  мкс,  $Q \leq 140$  кДж) через газ плотностью  $n_e = 10^{12} - 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  [1]. Электронный пучок диаметром  $\phi_b = 18-20$  см генерируется в плоском диоде с зазором  $d = 7-8$  см в магнитном поле 0,44 Т. После адиабатической компрессии ( $B = 8,8$  Т) пучок проходит через соленоид длиной  $l_s = 1$  м с полем  $B_s = 4$  Т, и расширяется до исходного размера. В соленоиде металлическая дрейфовая камера имела диаметр 10,4 см ( $\phi_b = 6$  см). Отметим, что прохождение пучка в соленоиде обеспечивает в течение импульса образование полностью ионизованной плазмы во всем диапазоне плотностей газа.

Оптимальный режим транспортировки пучка, который рассмотрен ниже, достигается при наличии тонкой разделительной фольги между компрессором и соленоидом и низкой плотности газа в компрессоре ( $\sim 3 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ). В этом режиме эффективность транспортировки слабо зависит от плотности газа в соленоиде  $n_e$ , несколько возрастая с ростом плотности ( $Q_{\text{макс}} = 110$  кДж).

При высокой плотности газа ( $n_e \sim 2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ) пучок проходит через систему, оставаясь макроскопически однородным. Плазма образуется вследствие пробоя газа из-за индуктивного падения напряжения между фольгами. Диамagnetизм плазмы  $w_1$  (рис. 1, 2) вычисляется по формулам [1]. На рис. 1а приведены расчетные кривые  $w_1 = n_e \cdot T_e \cdot S_e$  для нескольких значений  $T_e$ . Сравнивая  $w$  с  $w_0$  и используя данные интерферометрических измерений, можно оценить действительную температуру плазмы. При  $n_e = 2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$   $T_{e1} \approx 20$  эВ,  $n_e = 2 n_0$ , ионы холодные. При  $n_e \sim 10^{16}$  см $^{-3}$   $T_e \sim T \sim 5$  эВ. Основным механизмом нагрева плазмы является турбулентный нагрев обратным плазменным током. Отношение энергосодержания плазменного столба  $\frac{2}{3} w_1 l_s$  к энергии нагрева обратным током  $Q_{\text{от}}$  приведено на рис. 1б. При

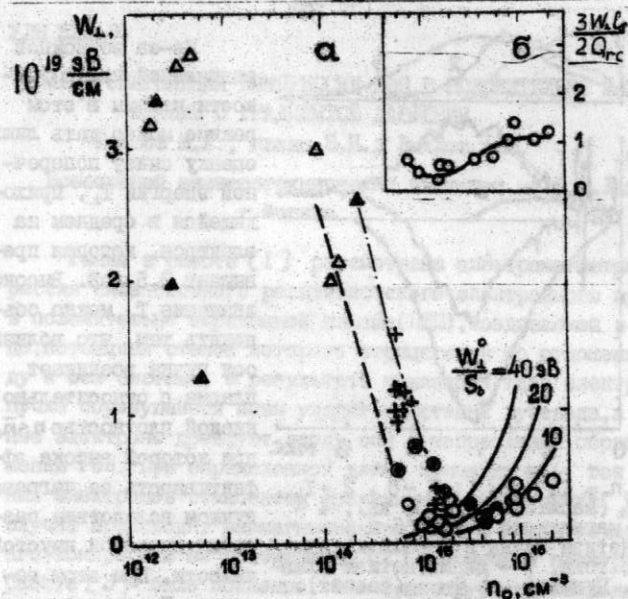


Рис. 1. Светлые фигуры -  $\phi_b = 20$  см,  $d = 8$  см; остальные -  $\phi_b = 18$  см,  $d = 7$  см.  $\Delta$  - остаточный газ,  $\bullet$  - гелий (газ),  $+$  - гелиевая предплазма [2].  $n_e < 10^{16}$  см $^{-3}$   $\frac{2}{3} \frac{w_1 l_s}{Q_{\text{от}}} < 1$ , видимо, из-за электронной теплопроводности на торцы.

При инжекции РЭП в газ низкой плотности ( $n_e = 10^{12} - 10^{14}$  см $^{-3}$ ) ряд фактов указывает на определяющую роль пристеночных процессов в образовании плазмы внутри соленоида (пробой по диэлектрическим включениям на стенках). Это уменьшение (иногда в виде провала) полного тока  $I_{\text{tot}}$  по сравнению с  $I_e$  через  $\sim 1$  мкс после начала импульса (видимо, вследствие замыкания плазмой щелей экранов поясов Роговского); следующие вслед за этим "вспышка" диамagnetизма большой амплитуды (рис. 1) и рост свечения линии атома азота ( $\lambda = 600,8$  нм), которое отсутствует при высокой плотности газа; превышение к концу импульса плотности плазмы  $\bar{n}_e = \int n_e dl / l = (1-3) \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  над исходной плотностью  $n_0$ . Наблюдается также деформация поперечного сечения пучка (в виде многоугольника), скорее всего вследствие несимметрии обратного (пристеночного плазменного) тока в неоднородной плазме.

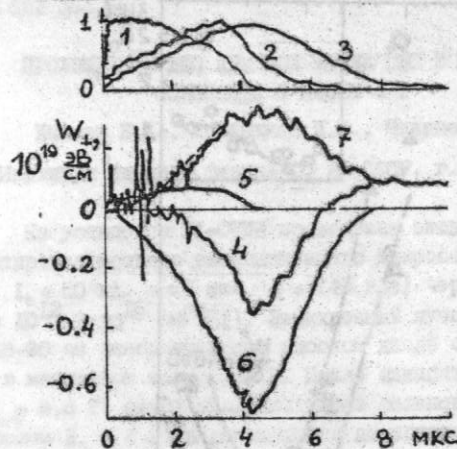


Рис. 2.  $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ : 1 -  $I-U$ , 2 -  $I_e$ , 3 -  $I_{\text{tot}}$  (масштаб 1 МВ, 50 кА), 4 - сигнал магнитного зонда, 5 и 6 - диамагнетизм пучка и парамагнетизм полного тока, 7 - диамагнетизм плазмы  $W_e$ . Пунктир -  $\frac{2}{3} \frac{Q_{\text{пл}}}{Z_e}$  (расчет).

Из-за возможной радиальной неоднородности плазмы в этом режиме можно дать лишь оценку снизу поперечной энергии  $T_{\perp}$ , приходящейся в среднем на электрон, которая превышает 0,5 кэВ. Высокое значение  $T_{\perp}$  можно объяснить тем, что вблизи оси пучка возникает плазма с относительно низкой плотностью  $n_e \ll n_{e0}$ , при которой высока эффективность ее нагрева пучком вследствие развития пучковой неустойчивости. При этом величина  $T_{\perp}$  определяется, в основном, высокоэнергетичными "хвостами" функции распределения электронов плазмы. Характерная энергия таких электронов, оцененная по времени спада диамагнетизма ( $\sim 10$  мкс) из-за рассеяния электронов в конус потерь, составляет  $\sim 20$  кэВ. Измерения многофольговым анализатором спектра релятивистских электронов показывают в этом режиме появление большой группы частиц с энергиями, в несколько раз меньшими, чем в исходном пучке. Результаты экспериментов при промежуточной плотности ( $n_e = 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) описаны в [2].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. - УИ Всес. симп. по сильноточной электронике. Тезисы докладов, ч.П, Томск, 1988, с.106; препринт ИИФ СО АН СССР 88-76, Новосибирск, 1988.
2. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. - Доклад на настоящем симпозиуме.

УДК 533.9.

#### ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ КОМПРЕССИЯ РЭП В ПОЛОЖИТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ С ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ

Бласов М.А., Ивкин Б.Н., Рыжов А.В.

Всесоюзный электротехнический институт им. В.И. Ленина  
г. Москва

Ранее в работе [1] рассмотрена электромагнитная компрессия сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в положительно заряженной плазме (ПЗП), создаваемой в лучевом де, потенциал стенок которого отрицателен по отношению в анду и оси системы. В результате ионизации газа электронами пучка образующиеся ионы уходят на стенки лучевода, а вторичные электроны дрейфуют вдоль оси в направлении, обратном движению РЭП. При определенной длине лучевода  $\sim l_0$  ток вторичных электронов становится сравнимым с током пучка. В этом случае происходит "размагничивание" РЭП и можно осуществить его компрессию на противотоке [2] вторичных электронов. В работе [3] было показано, что существует оптимальная длина лучевода  $l = l_0$ , при которой компрессия максимальна и на выходе из области ПЗП пучок имеет равновесный радиус.

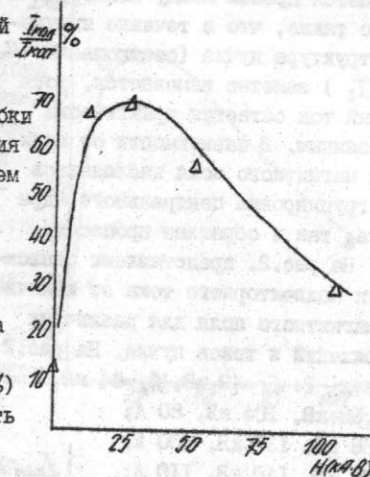
В условиях выпуска пучка в область повышенного давления на длине лучевода может существенно изменяться концентрация остаточного газа, что соответственно изменит оптимальную длину лучевода. Рассмотрим следующую схему электромагнитной компрессии РЭП, которая может быть реализована в этом случае. Пусть электронный пучок из плоского многопучкового диода [4] инжектируется в эквипотенциальное пространство, заполненное разреженным газом, в направлении оси  $Z$ . Под действием собственного магнитного поля нейтрализованный по заряду пучок начинает обжиматься и при  $Z = Z_{\text{пр}}$  поступает в область положительно заряженной плазмы. Дальнейшее его поведение будет определяться суммарным магнитным полем тока пучка -  $I_p$  и противотока вторичных электронов -  $I_e$ .

Для изучения возможности достижения максимальной компрессии РЭП с учетом продольного градиента концентрации газа в лучевом де и определения оптимальной длины лучевода решалась следующая модельная задача. Расчеты проводились в

ронами электродов ускоряющей структуры. При увеличении магнитного поля пучок концентрируется вблизи оси трубки и коэффициент токопрохождения увеличивается. При дальнейшем увеличении поля растет доля захваченных электронов и токопрохождение падает.

Следует отметить, что сумма тока коллектора и тока засева на электроды трубки была всегда меньше (на 5+10%) тока пучка  $I$ , что может быть объяснено засевом анода инжектора и рассеянием мимо коллектора небольшой периферийной части пучка. Автографы пучка на коллекторе в области максимального токопрохождения имели форму круга или эллипса с полуосями около 1 и 2 см (центральное ядро).

Ряд факторов свидетельствовал о том, что при давлении  $\sim 10^{-5}$  Тор и длительности импульса  $\sim 200$  мкс в трубке идут процессы, связанные с ионизацией остаточного газа и приводящие в ряде случаев к изменению структуры доускоренного пучка и пробоя между ускоряющими электродами.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дзагуров Л.Ю., Котляров С.И., Рыбалов С.В., Шероаков Ю.В. // Тезисы докладов УИ Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике, Новосибирск, 1988, ч.2с.180.
2. Дзагуров Л.Ю., Канзюба В.Г., Рыбалов С.В., Саложников Г.И., Юргеленас Ю.В. // Тезисы докладов УИ Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике — см. настоящий сборник.

#### РАСЧЕТ ФОРМИРОВАНИЯ КОЛЬЦЕВОГО РЭП В ДИОДЕ УСКОРИТЕЛЯ У-3. Астрелин В.Т., Лебедев С.В. Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для получения мощных РЭП с большой длительностью импульса, необходимых для нагрева плазмы в многопролочных магнитных ловушках, может быть использован кольцевой бесфольговый диод большого радиуса с низкой плотностью тока на катоде [1]. Для увеличения плотности тока осуществляется сжатие пучка при транспортировке его в кольцевом коническом зазоре в магнитном поле пробочной конфигурации.

В докладе рассматривается возможность применения такой схемы для генерации РЭП на установке У-3 [2]. Конфигурация диодного узла показана на рис.1 а. Катод образован сопряженными участками тороидальных поверхностей с малыми радиусами кривизны  $R_1 = 0.5$  и  $R_2 = 4.3$  см. Расстояние до анодных электродов составляет 5 — 8 см. Магнитное поле, показанное на рис.1 б, в области катода составляет  $B_k \sim 3.2$  кГс, внутри анодной щели при  $Z = 5$  см  $B_a \sim 5.9$  кГс и в конце участка сжатия  $B_p \sim 120$  кГс. Расчет формирования электронного пучка под действием внешних и собственных электрических и магнитных полей проводился с применением пакета прикладных программ FORSSON-2 [3]. В расчетной области были выделены две части, в которых раздельно решались самосогласованные задачи формирования пучка: диодный участок ускорения и предварительной магнитной компрессии потока электронов при  $Z \leq 5$  см и участок сильного сжатия пучка магнитным полем при  $Z > 5$  см. В диодной части численными методами решались точные уравнения движения электронов, а на участке компрессии их решение находилось в дрейфовом приближении.

При потенциале катода — 760 кВ полный ток пучка составил около 20 кА. Траектории электронов пучка в диодной области приведены на рис.1 а. Для исследования возможности их дальнейшей компрессии в магнитном поле проводился анализ угловых скоростей электронов. Величины угловых скоростей определялись из кривых зависимости азимутальной скорости электронов от продольной координаты  $V(Z)$ . На рис.2 приводятся зависимости  $V(Z)$  для граничных траекторий трубчатого пучка. Видно, что  $V(Z)$  содержит осциллирующую ( $\dot{V}$ ) и плавно меняющуюся ( $\bar{V}$ ) составляющие. Значение  $\bar{V} \sim (1-3) \cdot 10^9$  см/сек объясняется дрейфом в скрещенных электрическом и магнитном полях и центробежным дрейфом при движении вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. Осциллирующая часть, как видно, возникает в прикатодной области и несколько уменьшается при ускорении электронов. Отметим, что при сохранении адиабатического инварианта  $i = P_{\perp}^2 / B$  ожидаемое значение скорости в анодной щели при  $Z = 5$  см составит  $\bar{V}_a = \bar{V}_k \sqrt{B_a / B_k} / \gamma_a \sim 0.6 \cdot \bar{V}_k$  (индексы  $k$  и  $a$  относятся к катоду и анодной щели, соответственно), что хорошо согласуется с наблюдаемым изменением  $\bar{V}$ . Это означает, что для выбранной диодной геометрии

участок входа пучка в анод не вносит заметного возмущения поперечных скоростей электронов. Распределение питч-углов электронов  $\theta = \sqrt{v_a v_{az}}$  по радиусу пучка при  $Z = 5$  см показано на рис. 3 крестами.

Теоретическую оценку значений питч-углов можно получить из формулы работы [4]

$$\sin \theta_a = \frac{4\pi mc j k^{5/2}}{\sqrt{\delta a^2 - 1} e B_a^2} \sin \epsilon \quad (1)$$

где  $\epsilon$  - угол между магнитным полем и нормалью к поверхности катода в точке с плотностью тока  $j$ ,  $m$  и  $e$  - масса и заряд электрона,  $k = B_a / B_k$  - коэффициент компрессии пучка. Формула (1) получена в предположении, что электрическое поле на катоде равно нулю ( $E_k = 0$ ), а ларморовский радиус электронов  $\rho$ , рассчитанный по их полной энергии, мал по сравнению с характерными размерами диода. В нашем случае для катода второе условие не выполняется, так как  $R_k \approx \rho$  и приближение плоского диода, использованное в [4], неприменимо. Поэтому будем использовать (1) для качественного сравнения с расчетом. Значения питч-углов, полученные из (1), где использована расчетная плотность тока на катоде, показаны на рис. 3 точками. Как видно, оценочные значения питч-углов оказались в  $\sim 4$  раза меньше расчетных. Это может объясняться, на наш взгляд, тем, что при численном моделировании условие  $E_k = 0$  оказывается выполненным недостаточно хорошо, так что  $E_k \sim 0.3 E_0$ , где  $E_0$  - значение поля в отсутствие пучка.

В используемой численной модели эта погрешность слабо сказывается на грубых характеристиках пучка, таких, как ток пучка и его распределение по сечению, но может существенно влиять на угловые характеристики частиц, зависящие от расчетных значений питч-углов. Поэтому, считая полученные значения питч-углов предельной верхней оценкой, определим возможность дальнейшей компрессии пучка, ограниченную влиянием его пространственного заряда и углами.

При расчете участка компрессии задавалось распределение плотности тока траекторий, полученное из решения задачи для диодного участка и определенные значения питч-углов, одинаковые для всех траекторий. Далее проводилось увеличение полного тока пучка до тех пор, пока траектории не начинали возвращаться в диод. Соотношение заданных питч-углов и предельных для них токов пучка приведено в таблице:

$\theta$ , рад	0	0.1	0.14
$I$ , кА	35	26	20

Таким образом, можно ожидать, что в нашем случае процесс сжатия пучка не будет ограничивать ток даже в отсутствие зарядовой компрессии пучка в канале сжатия.

1. Ритов Д.Д. В сб. "Вопросы атомной науки и техники", серия "Термоядерный синтез", 1976, вып. 1-2, с. 96.
2. Arzhannikov A.V. et al. Plasma Physics and Controlled Fusion, 1988, Vol. 30, No. 11, p. 1571.
3. Астралин В.Т., Иванов В.Я. Пакет программ для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц.

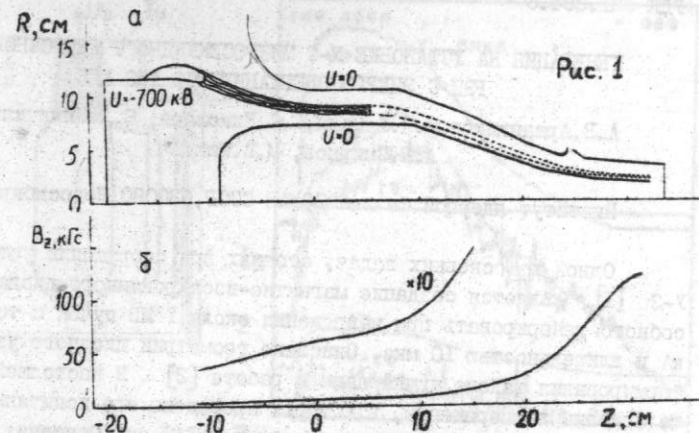


Рис. 1

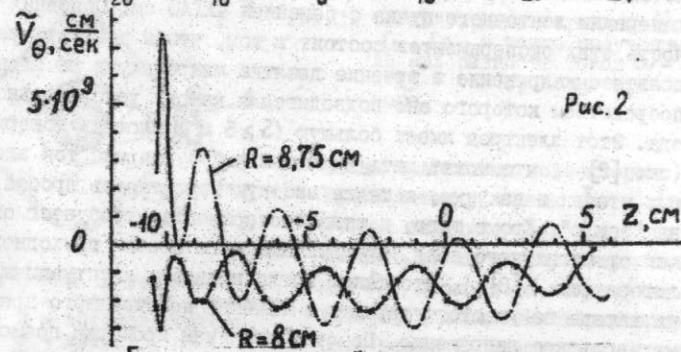


Рис. 2

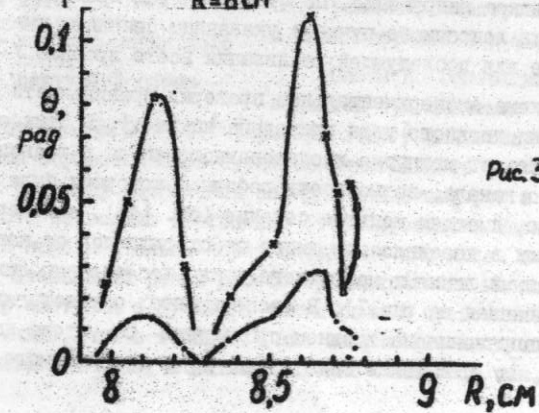


Рис. 3

### ГЕНЕРАЦИИ НА УСТАНОВКЕ У-2 МИКРОСЕКУНДНОГО ЛЕНТОЧНОГО РЭП С ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕМ ДО 150 КДЖ.

А.В.Аржанников, М.П.Лямзин, В.С.Николаев, С.Л.Синицкий,  
А.В.Смирнов, М.В.Юшков

Институт ядерной физики СО АН СССР, 630090, Новосибирск

Одной из основных задач, стоящих при сооружении установки У-2 [1] является создание магнитно-изолированного диода, способного генерировать при напряжении около 1 МВ пучок с током 50 кА и длительностью 10 мкс. Описание геометрии диодного узла для формирования такого пучка дано в работе [2]. В настоящей работе описаны эксперименты, в которых проведены его испытания при генерации ленточного пучка с сечением  $4 \times 140$  см. Основная трудность этих экспериментов состоит в том, чтобы удержать мегавольтовое напряжение в течение десятка микросекунд на электроде, посредством которого оно подводится к катоду ускорительного диода. Этот электрод имеет большую ( $S \approx 5 \text{ м}^2$ ) площадь поверхности (см. [2]), что может дать значительный суммарный ток электронных утечек в вакууме, а также высокую вероятность пробоя с него на "землю". Кроме того, в этих экспериментах требуется отказаться от магнитного поля, предотвращающего пробой проходного изолятора (см. [3]), что также могло привести к ситуации, когда на катоде не удается удержать в течение необходимого времени мегавольтовое напряжение. По этим причинам проверка возможности генерации ленточного пучка с указанным сечением имела большое значение для последующей реализации всего проекта У-2.

Схема экспериментальной проверки правильности выбранной геометрии диодного узла приведена на рис.1. В этих опытах мы отказались от магнитно-изолированного диода и транспортного вакуумного канала, возможность работы с которыми была проверена на пучке, имеющем меньшее сечение (см. [4]), а генерацию пучка проводили в квазиплоском диоде со сходящимися от катода к аноду силовыми линиями магнитного поля (ход силовых линий схематично показан на рис.1). В экспериментах осуществлялась регистрация напряжения на диодном промежутке  $U_D$ , тока, втекающего в вакуум,  $I_V$ , а также тока пучка  $I_D$ , принимаемого на аноде

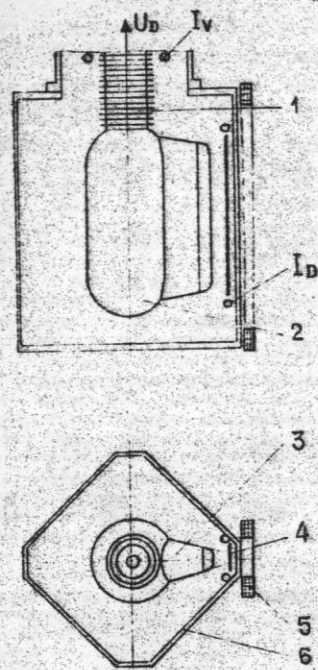


Рис.1. Схема эксперимента.  
1 - проходной изолятор,  
2 - катододержатель,  
3 - катод,  
4 - коллектор,  
5 - катушка магнитного поля,  
6 - вакуумный объем

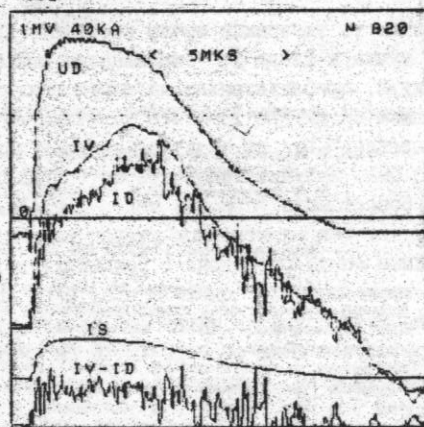


Рис.2. Осциллограммы сигналов  $U_D$ ,  $I_V$ ,  $I_D$ , а также полученные из них разность токов  $I_V - I_D$  и  $I_S$  - ток проходного изолятора.

диода графитовым коллектором. Разница между токами  $I_V$  и  $I_D$  с учетом величины тока  $I_S$ , протекающего по активному сопротивлению  $R_S$  проходного вакуумного изолятора, должна была характеризовать величину электронных утечек с катододержателя в вакууме.

Опыты по генерации пучка проводились при давлении остаточного газа в камере  $5 \times 10^{-3} - 10^{-4}$  Тор. При этом увеличение энергетiki эксперимента осуществлялось путем незначительного повышения от выстрела к выстрелу напряжения зарядки конденсаторов в LC-генераторе. Это позволило постепенно оттренировывать поверхности электродов и приблизительно через пятьдесят импульсов вывести ускоритель на стабильный режим работы при напряжении на диоде около 1 МВ. Пример выстрела с пучком в таком режиме представлен на рис.2. Из рисунка видно, что в течение 4 мкс напряжение на диоде имеет значение близкое к 1 МВ, а затем медленно снижается так, что для



тельность генерации пучка превышает 10 нс. При этом величина тока пучка в диоде  $I_D$  оказывается меньше тока  $I_V$ , протекающего в вакуум, приблизительно на такую величину, которую имеет ток в проходном изоляторе  $I_S$  (его величина вычисляется делением известного напряжения  $U_p$  на активное сопротивление проходного изолятора  $R_{SI} = 250 \text{ Ом}$ ). Наличие всплесков на осциллограмме  $I_D$  не позволяет точно сопоставить разность токов  $I_V - I_D$  с током  $I_S$ . Но можно отметить, что ток электронных утечек не может превышать нескольких нА. Данные опыты проведены в условиях, когда магнитное поле на катоде имело величину около 2 кГс, а на аноде, соответственно, 6 кГс. Отпечаток пучка на титановой фольге, установленной на аноде, в этом случае имел размеры  $4 \times 140 \text{ см}$  и отличался хорошей однородностью. Энергозапас в пучке за импульс составлял около 180 кДж.

Таким образом доказано, что при напряженности электрического поля, не превышающей 50 кВ/см (см. [2]), можно ускорять мегавольтовое напряжение на большой площади электродов по крайней мере в течение 5 нс. Это позволяет нам надеяться, что добавление к LC-генератору дополнительных накопительных модулей даст за счет подъема тока в диоде до 50 кА увеличить по меньшей мере еще вдвое энергозапас в пучке по отношению к достигнутому значению.

#### Литература

1. A.V. Arzhannikov et al. In Proc of XI Conf on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. IAEA, Vienna, 1987, v.2, pp. 323-336
2. А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин, В.С. Николаев, С.Л. Сивинский, А.В. Смирнов. Тезисы УП Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, Томск, 1988, стр. 136-138.
3. A.V. Arzhannikov, A.P. Avrorov, M.P. Lyamzin, S.L. Sinitzky and M.V. Yushkov. Laser and Particle Beams. 1989, v.7, part 1, pp. 139-144.
4. А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин, Е.А. Капитонов, М.П. Кларин, С.Л. Сивинский, М.В. Юшков. Препринт ИЯЕ СО АН СССР 89-01, Новосибирск, 1989.

#### ГЕНЕРАТОРЫ МИКРОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

Астрелин В.Т., Воропаев С.Г., Горбовский А.И., Деулин И.И.,  
Князев Б.А., Койдан В.С., Кошкин В.В., Лебедев С.В.,  
Меклер К.И., Николаев В.С., Смирнов А.В., Чукунов В.В.,  
Шеглов М.А.

Институт ядерной физики СО АН СССР г. Новосибирск

В ИЯЕ СО АН СССР ведутся работы по нагреву плотной плазмы в соленоиде с помощью мощных релятивистских электронных пучков микросекундной длительности [1]. В рамках этой программы был создан ряд сильноточных ускорителей электронов с энергоемким источником энергии используются емкостные накопители с воздушной изоляцией собранные как по схеме LC-генератора, так и с зарядкой постоянным напряжением 1 МВ. Обсуждаются особенности работы емкостных накопителей и других высоковольтных элементов при генерации мощных микросекундных РЭП.

Электронные пучки генерируются в вакуумном диоде с холодноточным графитовым катодом. В экспериментах использовались как квазиплоский диод с тонкой анодной фольгой, так и магнитоизолированный диод с кольцевым катодом. Для получения необходимой длительности импульса пучок генерируется в диоде при достаточно большом межэлектродном зазоре и, соответственно, со сравнительно небольшой плотностью тока (0.3 кА/см). Для увеличения плотности тока в пучке до величин, требуемых для эффективного взаимодействия РЭП с плазмой осуществляется компрессия пучка в магнитном поле тороидальной конфигурации. Обсуждаются результаты экспериментов по получению как сплошного, так и кольцевого микросекундных РЭП с высокой плотностью тока.

1. Arzhannikov A.V. et al. Plasma Physics and Controlled Fusion. Vol. 30, No. 11, pp. 1571-1583. 1988.
2. Воропаев С.Г. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, с. 431.
3. Воропаев С.Г. и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1988, с. 26.
4. Arzhannikov A.V. et al. Laser & Particle Beams 1989, v.7, p. 139.

СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ЗАМАГНИЧЕННОГО РЭП  
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ СКОРОСТЯМИ

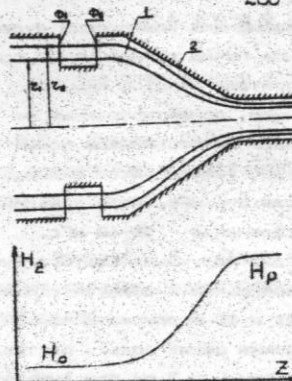
Лебедев С.В.

Институт ядерной физики СО АН СССР, г.Новосибирск

Одним из способов получения сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) является генерация их в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией. Получаемые таким способом трубчатые электронные пучки представляют интерес для генерации импульсов СВЧ, нагрева плазмы в открытых ловушках и для других приложений.

Важным параметром РЭП является угловой разброс электронов пучка. Теоретический анализ [1] угловых характеристик пучков, получаемых в бесвольговых диодах показал, что во многих практически интересных случаях величина углового разброса пучка может быть мала. Для некоторых приложений может представлять интерес пучок, в котором все электроны имеют пичч-угол (угол между векторами скорости и магнитного поля) порядка единицы при сохранении достаточно малого углового разброса. Такие пучки могут, в частности, представлять интерес для экспериментов по нагреву плазмы [1,2]. В настоящей работе предложен способ получения такого пучка, основанный на использовании эффекта "излома" силовых линий магнитного поля.

Кольцевой пучок, получаемый в коаксиальном диоде в достаточно сильном вращающемся магнитном поле, индектируется в устройство, схема которого приведена на рис. 1. В транспортный канал, по которому распространяется нейтрализованный по пространственному заряду пучок, встроено устройство длиной  $L$ , на котором ток, протекающий по обратному токопроводу, переходит по фольге Ф2 на внутренний токопровод и затем по фольге Ф1 возвращается на внешний. На фольгах Ф1 и Ф2 происходит "излом" силовых линий полного магнитного поля, неадиабатический для электронов пучка, вследствие чего электроны приобретают некоторый пичч-угол



1 - электронный пучок  
2 - обратный токопровод  
внизу - распределение магнитного поля по длине.

$\varphi(r)$ . Угол  $\varphi$  определяется величиной скачка азимутального магнитного поля  $H_\varphi$  на фольге

$$\varphi(r) = \Delta H_\varphi(r) / H_z = 2I / H_z r c$$

где  $I$  - величина тока, текущего по внутреннему токопроводу и фольгам. При  $\Delta r = r_2 - r_1 \ll r$ , величина угла практически одинакова для всех электронов пучка  $\Delta\varphi/\varphi \approx \Delta r/r \ll 1$ .

Если расстояние между фольгами Ф1 и Ф2 равно (либо кратно) половине шага ларморовской спирали  $\lambda$ , то произойдет сложение пичч-углов приобретенных электронами на фольгах Ф1 и Ф2. Величина  $\lambda = \pi \rho_0 (\gamma^2 - 1)^{1/2} \cos \varphi \cos^2 \psi$ , где  $\gamma$  - релятивистский фактор,  $\rho_0 = mc^2 / e H_z$ ,  $\psi = \arctg(H_\varphi(r) / H_z)$  на участке между фольгами Ф1 и Ф2. Если расстояние между фольгами  $L$  не равно  $\lambda$  (например из-за изменения напряжения на диоде в течение импульса), то величина пичч-угла составит  $\varphi_z = \varphi_0 \sin(\pi L / 2L)$ .

Для увеличения пичч-угла до величины порядка единицы и одновременного повышения плотности тока пучка осуществляется компрессия пучка в магнитном поле пробочной конфигурации [3]. Величина пичч-угла в области максимального поля  $H_p$  дается соотношением

$$\sin \varphi_p = \frac{4I M}{H_p r c}$$

Здесь  $M = H_p / H_0$  - коэффициент компрессии пучка,  $r_0$  - радиус

сжатого пучка. Допустимый коэффициент компрессии будет ограничен отражением части электронов пучка от магнитной пробки и их влиянием на работу диода ускорителя [4].

Рассмотрим численный пример, ориентированный на получение и использование такого пучка для экспериментов по нагреву плазмы на установке ГОЛ-3 [5]. Пучок генерируется в диоде ускорителя при величине магнитного поля 5-6 кГс. Поле в магнитной пробке составляет 60-120 кГс, в соленоиде - 50-60 кГс.

При  $H_p=50$  кГс,  $r_p=3$  см, для получения сжатого пучка с величиной пич-угла 45 град. необходимо в области с  $M=10$  ( $H=5$  кГс,  $r=10$  см) через фольги Ф1 и Ф2 пропускать ток 30 кА. Величина пич-угла, после прохождения обеих фольг, составляет 12-13 град., а расстояние между фольгами  $L=3$  см при энергии электронов 1 МэВ. Разброс пич-углов определяется угловым разбросом пучка в диоде и приобретаемым при прохождении через фольги Ф1 и Ф2. Разброс в диоде можно оценить пользуясь результатами работы [1]. При  $H=5$  кГс,  $E=1$  МэВ,  $j_p=0.5$  кА/см<sup>2</sup> (что соответствует  $\Delta r/r=0.1$  при токе 30 кА) разброс составляет менее одного градуса. Рассеяние в фольгах даст разброс 2 град. при суммарной толщине фольг = 10 мкм (лаванс с Al) покрытием 1 мкм). Таким образом угловой разброс пучка может быть сравнительно небольшим ( $\Delta r/r < 0.2$ ). При больших энергиях электронов (2-3 МэВ) отношение разброса к пич-углу может быть уменьшено.

Обратим внимание на то, что величина пич-угла может изменяться в течение импульса за счет либо изменения величины  $H$  либо энергии электронов пучка. Это обстоятельство в принципе может быть использовано для модуляции тока пучка.

1. Рытов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-146. Новосибирск, 1983.
2. Ерофеев В.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-135. Новосибирск, 1986.
3. Воропаев С.Г., Князов Б.А., Койдан В.С. и др. В кн.т Доклады 3-й Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград, 1984, Москва, 1984, т.1, с.298-308.
4. Воропаев С.Г., Князов Б.А., Койдан В.С. и др. Физика плазмы. 1988, т.14, с.817-825.
5. Ryutov D.D., Proc. of 7th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, FRG, 1988, p.208-213.

## СОДЕРЖАНИЕ

## ЭМИССИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

- Креиндель Ю.Е., Никулин С.П., Шубин О.А.  
 Подавление вращательной неустойчивости плазмы в режиме электронной эмиссии .....4
- Осипов А.А., Перский Н.Е., Сысун В.И., Хромой Ю.Д.  
 Моделирование нагрева поверхности анода в сильноточном вакуумном разряде .....7
- Иноганов Н.А.  
 Генерация токовых импульсов для целей сильноточной электроники при бомбардировке электродов быстролетящими полевыми частицами .....10
- Креиндель М.Ю., Литвинов Е.А., Садовская Е.Ю.  
 Формирование кнудсеновской дуги в длинных промежутках .....13
- Литвинов Е.А., Парфенов А.Г., Шмелев Д.Л.  
 О распределении потенциала на плазме вакуумной дуги .....16
- Пучкарев В.Ф.  
 Определение электронной температуры плазмы вакуумной дуги по флуктуациям плавающего потенциала .....19
- Красняк Ю.В., Синевич О.А.  
 Образование отрицательных ионов в процессе взрывной эмиссии .....22
- Перский Н.Е.  
 Анализ влияния собственного магнитного поля сильноточного разряда на проводимость в прикатодной плазме .....25