УДК 537.533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА ТРУБЧАТОГО РЭП В КАНАЛЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ

А. Ф. Александров, В. Л. Веснин, С. Ю. Галузо, В. А. Кубарев, В. В. Михеев, В. А. Плетюшкин, В. Ю. Сергиенко

(кафедра физической электроники)

С помощью секционированного коллектора проведены исследования изменения радиального профиля плотности тока трубчатого релятивистского электронного пучка (РЭП) в длинном вакуумном канале. В экспериментах наблюдался рост толщины стенки РЭП при увеличении длины канала транспортировки и уменьшении ведущего магнитного поля. Показано, что существует критическое значение магнитного поля, при превышении которого толщина стенки РЭП не изменяется по длине канала дрейфа. Полученные результаты не противоречат оценкам, сделанным в соответствии с теорией диокотронной неустойчивости.

Для применения в мощных СВЧ-генераторах, в частности черенковского типа, требуются тонкостенные трубчатые релятивистские электронные пучки (РЭП). Требования к малой толщине пучка и стабильпости его поперечных размеров усиливаются при переходе к СВЧгенераторам с пространственно развитыми электродинамическими системами, примерами которых могут служить релятивистский генератор поверхностной волны (РГПВ) и мощный черенковский СВЧ-генератор на моде E_{02} круглого волновода. В каждом конкретном случае необходима тщательная экспериментальная проверка соответствия реальных параметров формируемого пучка требуемым.

Для формирования трубчатых РЭП часто используются коаксиальные диоды с магнитной изоляцией со взрывоэмиссионными катодами. В настоящее время известно несколько процессов, изменяющих поперечную структуру РЭП в таких системах. Прежде всего это разлет плазмы поперек ведущего магнитного поля, приводящий к довольно медленному увеличению диаметра области с максимальной плотностью тока пучка и его толщины [1]. Кроме того, разлет менее плотных периферийных областей катодной плазмы из-за развития центробежной неустойчивости [2], который приводит как к образованию у пучка слабого ореола, так и к возможности пробоя диода поперек магнитного поля. Эта неустойчивость стабилизируется в слабонеоднородном магнитном поле, поэтому на первый план ставится подавление разлета слоев плотной плазмы. В работах [1, 3, 4] была предложена и реализована идея компенсации увеличения диаметра области с максимальной плотностью тока пучка с помощью импульсной магнитной компрессии. Но, как отмечалось в этих работах, при стабилизации положения пучка его толщина продолжала увеличиваться с течением времени с прежней скоростью.

К такому изменению радиальной структуры РЭП может также приводить воздействие сильного СВЧ-поля генератора [3], а в продольно-однородных дрейфовых каналах — развитие диокотронной неустойчивости [5]. Однако в ряде экспериментов [6] в продольно-однородных каналах зарегистрировано изменение поперечной структуры РЭП, которое не может быть описано в рамках этой неустойчивости.

Для определения механизма неустойчивости необходимо детальное изучение эволюции как радиального, так и азимутального распределения плотности тока в различных сечениях канала транспортировки. Ниже приводятся результаты исследования радиального распределения плотности тока РЭП с помощью секционированного коллектора, аналогичного использованному ранее в работе [6].

Эксперименты проводились на сильноточном электронном ускорителе «Тандем-1» [7], который позволял получать импульсы ускоряющего напряжения U_a =300 кВ с длительностью 1 мкс (по уровню 0,8). Электронный пучок формировался с помощью катода в виде тонкостенного цилиндра из нержавеющей стали диаметром 4,15 см (рис. 1,1), помещенного в анодную секцию 2 диаметром 2 R_{a1} =16 см



Рис. 1. Схема экспериментов по транспортировке РЭП на СЭУ «Тандем-1»: 1 — взрывоэмиссионный катод, 2 — анодная секция, δ — труба дрейфа, 4 — секционированный соленоид, 6 — входная графитовая диафрагма, 7 — токовые датчики

(см. рис. 1,2). Далее пучок транспортировался в однородной трубе дрейфа (3) диаметром 2R=9,1 см. Область формирования и транспортировки пучка помещалась в однородное внешнее магнитное поле $B_0 = = 4 \div 16$ кГс, создаваемое катушками секционированного соленоида 5. Степень неоднородности ведущего магнитного поля не превышала $10 \div 15\%$, причем значения магнитного поля на катоде и в трубе дрейфа совпадали. Таким образом, средний диаметр пучка $2r_b$ был равен диаметру катода.

Для увеличения тока пучка в анодную секцию диаметром 16 см можно было помещать анодную вставку, имевшую электрический контакт с внешней секцией. Вставка представляла собой трубу из нержавеющей стали с толщиной стенок 2 мм и внутренним диаметром $2R_{a2}$ = =9,7 см. Для улучшения условий проникновения внешнего магнитного поля в катодную область вставка имела продольный разрез. При достаточно большом расстоянии ΔL от кромки катода до входа в дрейфовую трубу диаметром 2R=9,1 см, когда $\Delta L \ge 2R_a$ ($\Delta L \approx 28$ см), ток должен определяться диаметром анодной секции. Приведем значения предельного вакуумного тока I_l и тока РЭП I_F, рассчитанного с учетом условий ускорения пучка в соответствии с методикой работы [8]: для $2R_{a1}=16$ см и $2r_b=4,15$ см в случае, когда толшиной стенки РЭП Λ можно пренебречь, т. е. $\Delta \ll r_b \ln (R_a/r_b)$, получим $I_{l1}=1,37$ кА, $I_{F1}=1,00$ кА, а для $2R_{a2}=9,7$ см $I_{l2}=2,17$ кА и $I_{F2}=1,59$ кА. Значения токов РЭП, взятые через время $\tau=0,4$ мкс от фронта импульса, равны $I_1=$ =1,0 кА ($2R_{a1}$ =16 см) и I_2 =1,4 кА ($2R_{a2}$ =9,7 см), что соответствует расчетным значениям І к.

З ВМУ, № 3, физика, астрономия

Большая часть области транспортировки пучка представляла собой дрейфовую трубу днаметром 9,1 см, в которой можно было перемещать секционированный коллектор 4 (см. рис. 1). Толщина входной графитовой диафрагмы 6 составляла 2 мм, а толщина каждой из двенадцати ламелей коллектора, расположенных со сдвигом в 1 мм, была 3 мм, ширина входной радиальной щели коллектора — 1,25 мм. Нагрузкой каждого токового датчика 7 служила длинная кабельная линия с волновым сопротивлением 75 Ом. Токи с графитовых ламелей 7 регистрировались на осциллографе 6ЛОР-04. Из усредненных по пяти импульсам осциллограмм токов с ламелей коллектора строились гистограммы радиального распределения плотности тока в различные моменты времени. Для контроля точности измерения радиального распределения плотности тока РЭП находилась сумма токов с отдельных ламелей коллектора Σ/ в фиксированные моменты времени. Для τ= =0,4 мкс зависимость ΣI от B_0 приведена на рис. 2. Отметим, что значения ΣІ достаточно близки для разных длин канала транспортировки (L=30 см и L=110 см), причем отношение $\Sigma I_2/\Sigma I_1$ для $B_0=12$ кГс составляет 1,43 при отношении токов пучка 1,4.



Рис. 2

Рис. З

Рис. 2. Зависимость суммы токов с ламелей коллектора от ведущего магнитного поля B_0 для $I_1=1,0$ кА (внизу) и $I_2=1,4$ кА (вверху) при расстоянии катод — коллектор L=30 (кружки) и 110 см (квадраты)

Рис. 3. Координаты границ центра пучка по уровню 0,5 (светлые кружки) и координата максимума плотности тока (темные кружки) при L=30 см и $B_0=8$ (a) и 12 кГс (б) в различные моменты времени

По гистограммам распределения плотности тока РЭП определялись радиальная координата максимума плотности тока j_{max} и координаты границ областей с плотностью тока 0,5 j_{max} . Как видно из рис. 3, толщина стенки пучка, определенная этим методом, является осциллирующей функцией времени. Этот эффект связан с дискретностью токовых датчиков (интервал по радиусу $\Delta r = 1 \pm 0,1$ мм), на которые попадает перемещающийся с некоторой скоростью v_{\perp} трубчатый РЭП. Для иллюстрации этого эффекта на рис. 4, а приведены расчетные значения для координаты области с максимальной плотностью тока (прямая 2) и границ пучка по уровню 0,5 j_{max} (кривые 1 и 3) для РЭП с модельным радиальным распределением тока

$$j(r) = j_0 \exp \left\{ - \frac{[r - (r_0 + v_\perp t)]^2}{2\sigma^2} \right\}$$

На рис. 4,6 приведены результаты расчета ошибки δ в определении толщины стенки трубчатого РЭП по уровню 0,5 j_{max} , обусловленной дискретностью датчиков. Из рис. 4,6 видно, что получаемое в экспериментах значение Δ всегда завышено, причем отличие Δ от реальной толщины $\Delta_0=2(2\ln 2)^{0.5}\sigma$ максимально при совпадении координаты максимума плотности тока с границей соседних ламелей коллектора. В соответствии с этим в дальнейшем использовалось минимальное значение Δ , определенное по гистограммам радиального распределения плотности тока РЭП за первые 0,7 мкс.



Рис. 4. a — Результат моделирования работы секционированного коллектора на тонкостенном пучке с гауссовским распределением профиля плотности тока при полуширине распределения $\Delta = 1$ мм: I, 3 — координаты границ пучка по уровню 0,5, определенные по гистограммам j(r); 2 — координата максимума плотности тока пучка. b - 3ависимость ошибки определения с помощью секционированного коллектора толщины стенки пучка от смещения максимума плотности тока относительно центра токового датчика

На рис. 5 приведены зависимости толщины трубчатого РЭП Δ от величины транспортирующего поля в двух сечениях канала транспортировки, расположенных на расстоянии L от кромки катода до входной диафрагмы коллектора. Для тока пучка 1,0 кА при относительно больших магнитных полях $B_0=12\div16$ кГс толщина пучка по уровню 0,5 практически не изменяется с изменением длины канала транспортировки и составляет $\Delta \approx 1,5$ мм. С уменьшением магнитного поля до некоторого критического значения $B_{cl}^e \approx 10$ кГс начинает проявляться эффект роста толщины пучка с увеличением длины области дрейфа (рис. 5, a). Для большего тока пучка (1,4 кА, рис. 5, б) кривые аналогичны, толщина стенки РЭП при больших магнитных полях сохраняет прежнее значение, но критическое магнитное поле увеличилось, $B_{c2}^e \approx 18$ кГс.

Таким образом, в экспериментах зарегистрирован рост толщины стенки трубчатого РЭП по мере увеличения длины канала транспортировки. Этот эффект может быть связан с развитием конвективной неустойчивости РЭП.

Как известно [6, 9], при транспортировке пучка электронов в вакуумном канале возможно развитие диокотронной неустойчивости (в наших экспериментах давление остаточного газа в дрейфовой камере не превышало 4.10⁻⁵ Top). Развитие такой неустойчивости в труб-

3*

35

чатом пучке приводит к его азимутальному разбиению на отдельные струи, поперечный размер которых превышает начальную толщину РЭП. Наложение таких картин, сдвинутых друг относительно друга по азимуту, которое происходит при использованном усреднении осцилло-грамм токов с отдельных ламелей по пяти импульсам, в свою очередь может приводить к увеличению регистрируемой толщины РЭП.



Рис. 5. Зависимость толщины стенки пучка по уровню 0,5 от ведущего магнитного поля B_0 при токе РЭП $I_1=1$ кА (а) и $I_2=1,4$ кА (б) для расстояния катод-коллектор 110 (1) и 30 см (2)

Для диокотронной неустойчивости в соответствии с данными работы [10], где учтена непотенциальность колебаний пространственного заряда пучка, можно получить оценки действительной Re _{ω} и мнимой Im _{ω} частоты возмущений в длинноволновом приближении. Для тонкостенного трубчатого пучка электронов, когда азимутальное волновое число наиболее неустойчивой моды $k_{0} \equiv l/r_{b} \approx \Delta/r_{b}^{2}$ и $(r_{b}/R)^{2l} \ll 1$, можно получить $\text{Re }_{\omega} \approx \omega_{D}$; $\text{Im }_{\omega} \approx 0.37 \omega_{D}$, где $\omega_{D} = \omega_{b}^{2}/(2\gamma^{3}\omega_{Be})$ — диокотронная частота, а $\omega_{Be} = eB_{0}/\gamma m$ — релятивистская циклотронная частота электронов. Заметного проявления неустойчивости следует ожидать в случае, когда инкремент $\text{Im }_{\omega} \approx v_{e}/L$.

Для оценки величины критического магнитного поля возьмем в последнем выражении знак равенства и получим

$$B_c = \frac{IL}{4\pi\varepsilon_0 c^2 e_x (\gamma^2 - 1) r_b \Delta},$$

где $e_x=2,718...$ При вычислении значений B_c необходимо учитывать отличие энергии электронов в канале транспортировки от максимального значения eU_a за счет поперечного «провисания» потенциала. Для L=110 см, $2r_b=4,15$ см, $\Delta\approx0,15$ см критические значения ведущего магнитного поля составят $B_{c1}^t=11,3$ кГс и $B_{c2}=21,9$ кГс для токов РЭП 1,0 и 1,4 кА соответственно. Отметим, что отношение критических нолей $B_{c1}^t/B_{c2}^t\approx0,52$ хорошо согласуется с экспериментально получен-

36

ным значением этого отношения 0,56. Некоторые различия теоретической и экспериментальной величин критического магнитного поля (см. рис. 5) могут быть связаны как с экспериментальной неопределенностью выбора точки на графике зависимостей $\Delta(B_0)$, где кривые для разных длин пространства дрейфа L начинают сливаться, так и с определенным произволом при теоретических оценках в выборе равенства длины L одному обратному пространственному инкременту $v_e/Im \omega$.

Таким образом, полученные экспериментальные данные не противоречат приведенным оценкам развития диокотронной неустойчивости в пучке. Для однозначного ответа на вопрос о природе неустойчивости необходимо более детальное изучение структуры РЭП и, в частности, измерение азимутального распределения плотности тока РЭП для наблюдения возможного разбиения пучка на отдельные струи.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Александров А. Ф., Воронков С. Н., Галузо С. Ю. и др.//Тез. докл. V Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1984. Ч. 2. С. 22. [2] 'Бугаев С. П., Ким А. А., Климов А. И., Кошелев В. И.//Физика плазмы. 1981. 7, № 3. С. 529. [3] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Гришаев А. А. и др.// //Тез. докл. VI Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1986. Ч. 3. С. 65. [4] Александров А. Ф., Воронков С. Н., Галузо С. Ю. и др.//Физика плазмы. 1988. 14, № 11. С. 1388. [5] Иванов В. С., Кременцов С. И., Рейзер М. Д. и др.//Физика плазмы. 1981. 7, № 4. С. 784. [6] Воронков С. Н., Лоза О. Г., Раваев А. А., Стрелков П. С.//Физика плазмы. 1988. 14, № 10. С. 1259. [7] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др.//ЖТФ. 1980. 50, № 11. С. 2381. [8] Федосов Л. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П.//Изв. вузов, Физика. 1977. № 10. С. 134. [9] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Б., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электровных пучков. М., 1980. [10] Карбушев Н. И., Удовиченко С. Ю., Рухадзе А. А.//Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1983. № 7. С. 50.

Поступила в редакцию 28.06.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 539.293:537.87

КРОСС-МОДУЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ МОЩНЫХ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ

А. В. Козарь, С. А. Крупенко

(кафедра радиофизики СВЧ)

Изучено влияние одновременного воздействия непрерывных СВЧ- и ИК-излучений на коэффициенты отражения кристаллического кремния, связанного с изменением как температуры образца, так и подвижности и концентрации свободных носителей заряда. Рассмотрены некоторые теоретические и экспериментальные результаты, перспективы применения эффекта в научных исследованиях.

В последние годы высокие уровни мощности излучений СВЧ-энергии получены на генераторах различных типов, в том числе на релятивистских электронных потоках, как в импульсном, так и в непрерывном режимах [1]. Задача проведения адекватной диагностики генерируемых мощных излучений становится актуальной вследствие того, что