Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 18, вып. 2, 121–127 (1983)

УДК 553.9.12

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В КРИВЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

Р. А. АКОПОВ, О. Г. АНТАБЛЯН, Е. К. ХАНИКЯНЦ

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 марта 1982 г.)

В рамках теоретической модели транспортировки сильноточных электронных пучков (СЭП) через диэлектрические каналы обсуждается возможность распространения СЭП в кривых диэлектрических каналах. Проведены экспериментальные исследования по транспортировке пучка через такие каналы. Для выяснения возможности создания кольцевых каналов проведены эксперименты с длинными (до 1 м) прямыми диэлектрическими каналами.

При решении ряда физических задач с применением сильноточных электронных пучков (СЭП) (генерация СВЧ излучения больших пиковых мощностей, проблема лазера на свободных электронах, реализация управляемого термоядерного синтеза и т. д.) формирование и транспортировка таких пучков имеет весьма важное, а порой и решающее значение. Вопросы получения и транспортировки СЭП достаточно хорошо освещены в литературе [1, 2].

В настоящее время эффективными методами транспортировки СЭП на значительные расстояния являются удержание пучка внешними магнитными полями, зарядовая и токовая компенсация пучка в разряженной среде или комбинация этих методов. Использование внешних магнитных полей, достигающих величин десятков кГс, является сложной технической задачей, требующей больших энергозатрат при эксплуатации. С другой стороны, транспортировка СЭП через разряженную среду приводит к увеличению диссипации энергии пучка. Эти обстоятельства стимулируют исследования по поиску альтернативных путей транспортировки СЭП.

В последнее время развивается методика транспортировки СЭП в диэлектрических вакуумных каналах без внешнего магнитного поля [3, 4]. В работе [4] приводится теоретическая модель распространения СЭП в диэлектрических каналах, проведены расчеты равновесных параметров пучка, а также представлены экспериментальные данные для СЭП, транспортируемого в диэлектрических каналах длиной до 20 см. В рамках рассматриваемой модели изучается также распространение СЭП в конусных диэлектрических каналах. Экспериментально доказана возможность увеличения плотности тока при транспортировке пучка через конусные каналы. Физическая картина транспортировки СЭП через диэлектрический канал такова. При входе в канал транспортировки расширяющегося пучка часть электронов интенсивно оседает на стенки канала, заряжая ее до уровня, пока не происходит пробой по поверхности диэлектрика. Положитель-

ные ионы образованной во время пробоя плазмы компенсируют объемный заряд пристеночной части пучка, и силы собственного магнитного поля СЭП оттягивают его от стенок канала.

Теоретическая модель механизма транспортировки, а также известные экспериментальные данные делают возможным, на наш взгляд, транспортировку СЭП через кривые диэлектрические каналы. Действительно, в решениях уравнений модели, описывающей транспортировку, радиус диэлектрического канала не содержится, решения существуют для любого значения этого параметра. Из экспериментальных данных по распространению СЭП в цилиндрических диэлектрических каналах разных диаметров следует, что независимо от отношения $D_к/D_{тр}$ ($D_к$ и $D_{тр}$ — диаметры катода и канала транспортировки) существует некоторая длина распространения, на которой формируется пучок с равновесным диаметром, не изменяющийся при дальнейшем распространении в канале. В случае экспериментов с конусными каналами равновесный диаметр пучка уменьшается по мере уменьшения диаметра самого канала. Во всех случаях пучок как бы «следит» за профилем канала транспортировки. Отсюда можно предположить, что при малых углах между направлением распространения пучка и касательной к профилю канала возможно повторение траекторией пучка профиля канала.

В настоящей работе экспериментально исследовалось распространение СЭП в вакуумных кривых диэлектрических каналах, а также изучалась возможность создания кольцевых каналов для захвата СЭП на круговую траекторию. В экспериментах использовался электронный пучок с параметрами $E = 300$ кэВ, $I_п = 20$ кА, $\tau_{имп} = 30$ нс. Параметры пучка измерялись делителем напряжения и шунтом обратного тока, вмонтированными в диоде, секционированным цилиндром Фарадея (ЦФ). Независимо от электрических измерений параметры пучка измерялись также сцинтилляционным детектором. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Кварцевые трубки 3 различных радиусов кривизны состыковывались с анодным отверстием с диаметром 30 мм, закрытым стальной сеткой с пропусканием $\sim 80\%$. Внутренний диаметр всех трубок составлял 33 мм, длина трубок — 26 см. Трубки размещались в вакуумной камере 2 с размерами $30 \times 25 \times 6$ см^3, изготовленной из оргстекла. Эксперименты проводились с плоским катодом 1 с диаметром эмиттирующей поверхности 30 мм. Пучок регистрировался детектором 4, представляющим собой ЦФ или сцинтилляционный детектор, экранированный от светового облучения железной фольгой толщиной 20 мкм. Сигнал с ЦФ подавался на осцилло-

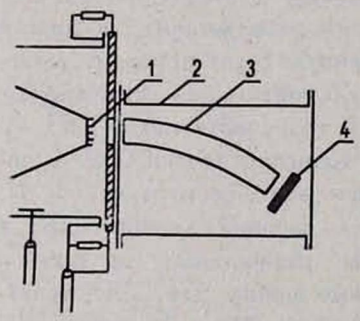

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

граф 6ЛОР-04, а свечение сцинтиллятора фотографировалось с горизонтального и вертикального торцов камеры 2. Эксперименты проводились с трубками, имеющими радиусы кривизны $R = \infty$, 50, 25 и 15 см. Были измерены полный ток пучка, транспортируемого через канал, и распределение тока в поперечном сечении пучка на выходе канала.

На рис. 2 представлена фотография канала с радиусом кривизны 25 см и сцинтилляционного детектора после прохождения пучка. Яркое свечение в начальной части канала обусловлено интенсивным осаждением на стенки камеры части электронов пучка, имеющих большие поперечные

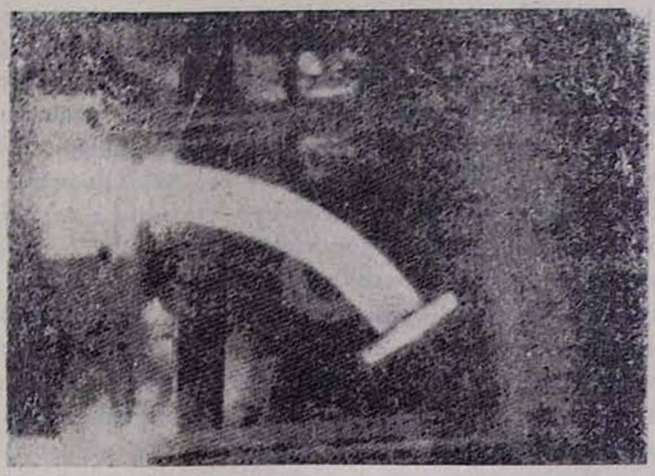

Рис. 2. Фотография канала с радиусом кривизны $R = 25$ см.

составляющие скорости. Эта часть канала является зоной формирования, проходя через которую пучок приобретает равновесные параметры. В дальнейшем пучок слабо диссипирует, что соответствует умеренному свечению стенок канала. Кривизна канала приводит к разным значениям плотности пристеночной плазмы на противоположных стенках камеры и, следовательно, к неравномерному свечению последних. Хорошо видно яркое свечение сцинтилляционного детектора.

Результаты измерений полного тока и плотности тока на противоположных краях торца канала, проведенных с помощью ЦФ, приведены в

Таблица

R (см)	$I_{полн}$ (кА)	$j_{внеш}$ (кА/см²)	$j_{внутр}$ (кА/см²)
∞	7	~1	~1
50	6,7	0,98	0,94
25	5,3	0,76	0,70
15	0,6	0,12	0,003

табл. 1. Полный ток на выходе канала с радиусом $R = 50$ см отличается от полного тока на выходе прямого канала на $\sim 2\%$, тогда как для канала

с $R = 25$ см эта разница составляет $\sim 24\%$. Такое поведение эффективности транспортировки по-видимому можно объяснить следующим образом. Ионы, вытягиваемые пространственным зарядом пучка из образованной плазмы, движутся по радиусу канала к оси. С увеличением кривизны канала увеличивается составляющая скорости ионов в направлении, параллельном распространению пучка. Тогда из-за частичной токовой нейтрализации пучка полный ток в канале уменьшается, что ослабляет силы магнитного стягивания, действующие на пучок. Резкое снижение значения полного тока транспортировки при еще меньших радиусах кривизны ($R = 15$ см), помимо вышеуказанной причины, объясняется еще и конечной эмиссионной способностью образованной плазмы. С уменьшением радиуса кривизны канала возрастает угол между направлением распространения пучка и касательной к стенке канала. В этом случае требуется увеличение силы магнитного стягивания, чего можно достичь увеличением степени зарядовой нейтрализации пучка. Это приводит к повышению требуемого значения плотности ионов. Поскольку эмиссионная способность плазмы конечна, при определенной величине радиуса кривизны требуемая плотность ионов, эмиттируемых пристеночной плазмой, достигнет предельно возможного значения. Дальнейшее уменьшение радиуса кривизны приводит к нарушению динамического равновесия электрических и магнитных сил и пучок оседает на наружную стенку уже в зоне формирования. Иными словами, существует пороговое значение радиуса кривизны, ниже которого транспортировка невозможна. Ограниченность эмиссионной способности плазмы приводит к появлению предельной плотности транспортируемых токов в прямых диэлектрических каналах, что хорошо наблюдается в экспериментах по фокусировке СЭП в конусных каналах [4].

Из приведенных экспериментальных результатов следует возможность распространения СЭП в искривленных диэлектрических каналах оптимизированных радиусов кривизны. Это обстоятельство, при достаточно больших значениях показателя транспортировки $I_{вых}/I_{вх}$ для протяженных искривленных каналов, делает возможным создание кольцевых каналов и захват СЭП на круговую траекторию. Длина траектории пучка в кольце с радиусом $R = 30$ см, что заведомо больше критического радиуса (в нашем случае $R < 25$ см), равняется ~ 2 м. Поэтому возникла задача исследования транспортировки СЭП на большие расстояния в диэлектрических каналах.

С этой целью были проведены эксперименты по транспортировке пучка в прямых диэлектрических каналах длиной до 100 см. Экспериментальная установка для этой серии измерений была переоборудована. Вместо камеры 2 была установлена дрейфовая кварцевая труба длиной 130 см и внутренним диаметром 10 см. Диэлектрические каналы длиной до 100 см и внутренним диаметром 33 мм помещались в дрейфовой трубе сразу за анодной сеткой. Дрейфовая труба была оборудована системой перемещения детектора по всей длине трубы без нарушения вакуума в ней. В экспериментах были измерены показатель транспортировки $I_{вых}/I_{вх}$ и угол расходимости пучка на выходе канала. Результаты измерений выходных токов для диэлектрических каналов разной длины приведены на рис. 3. Из графика следует, что на расстоянии 100 см показатель транспортиров-

ки ~ 13%; и еще существенный факт: с увеличением длины канала показатель транспортировки на малых расстояниях уменьшается довольно быстро, а начиная с расстояния ~ 25 см меняется слабо. Этот факт тоже объясняется существованием зоны, где происходит захват пучка и установление равновесных параметров. Экстраполяция кривой показателя транспортировки до расстояний ~ 200 см приводит к значению ~ 5%.

Известно, что угол расходимости СЭП, формируемых в плоских вакуумных диодах, довольно большой (45°), что сказывается на эффективности транспортировки с использованием обычно применяемых методов (магнитное поле, разряженный газ). Для выяснения влияния диэлектрических каналов на угловую расходимость пучка был исследован процесс распада пучка после выхода из диэлектрического канала. Результаты этой серии измерений приведены на рис. 4. Из результатов эксперимента сле-

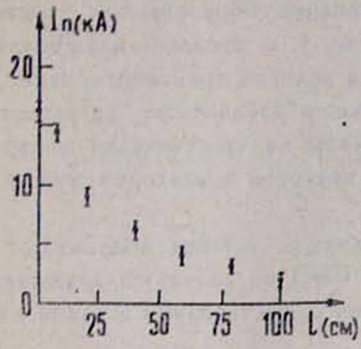

Рис. 3. Зависимость $I_{вых}$ от длины канала.

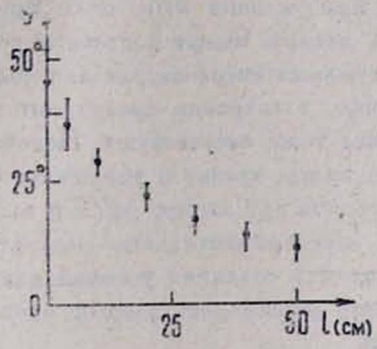

Рис. 4. Зависимость угла расходимости от длины канала.

дует, что угол расходимости меняется от 45° на входе в диэлектрический канал до ~ 11° после прохождения канала длиной 50 см. Надо иметь в виду еще то обстоятельство, что для сравнительно точного определения углов измерения проводятся на расстоянии 10 см от края канала. При этом надо учесть, что за каналом силы расталкивания в пучке восстанавливаются, и это должно приводить к увеличению угла расходимости. Эту поправку точно оценить трудно, и в величинах, приведенных на графике, они не учтены, так что действительные углы расходимости на выходе канала меньше приведенных.

Большое изменение угла расходимости, зарегистрированное в эксперименте, по-видимому обусловлено несколькими причинами. Во-первых, механизм транспортировки пучка в диэлектрическом канале обеспечивает захват пучка на начальных участках канала с установлением равновесного радиуса, который мало меняется при дальнейшем распространении пучка. При этом можно говорить о некоторой монохроматизации пучка, так как происходит потеря пучком низкоэнергетичной составляющей, которая сильнее отклоняется силами пространственного заряда. Уменьшение полного тока к концу канала дрейфа также уменьшает действие сил пространственного заряда.

Заключение

В последнее время ведутся исследования по созданию эффективных систем преобразования энергии СЭП в электромагнитное излучение. Уже созданы системы с использованием эффекта Черенкова, циклотронного резонанса, ондуляторного излучения и т. д. Однако КПД преобразования большинства таких систем весьма мал ($\lesssim$ 0,1%) для длин волн меньше миллиметра. Это приводит к ничтожному энергосъему при однократном прохождении пучка через радиатор.

Создание сильноточных электронных сгустков, движущихся по замкнутой траектории, может стать актуальной задачей в связи с решением вышеуказанных проблем. Использование механизма транспортировки СЭП в диэлектрических каналах для создания электронного сгустка с замкнутой траекторией имеет несколько преимуществ перед другими методами, например, механизмом зеркального отражения [2], которое действует только при условии $dI/dt \neq 0$. Время диссипации образованной пристеночной плазмы может достигать $\sim$ 1—10 мкс, т. е. отпадает надобность непрерывных энергозатрат для поддержания условий транспортировки. Движение электронов происходит в ваккууме, и добавочные энергозатраты пучка тоже отсутствуют. Наконец, механизм не чувствителен к параметрам пучка, захват и удержание СЭП на круговой траектории можно производить при любых $\Delta E/E$ и токах пучка.

Экспериментальные результаты настоящей работы доказывают возможность создания условий для захвата СЭП на круговую траекторию с малой диссипацией энергии пучка за время существования в таком состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Под ред. Г. А. Месяца, Изд. Наука, Новосибирск, 1976.
2. *Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П.* Мощные электронные пучки и их применение, Атомиздат, М., 1977.
3. *Little R. G., Lowell J. R., Cavity R. A.* IEEE Trans. on Nucl. Sciense, NS—22, № 6, 2351 (1975).
4. *Агафонов А. В.* и др. Физика плазмы, 7, 267 (1981).

ՄԵՆ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԵՐԻ ՏԱՐԱՄՈՒՄԸ ԿՈՐ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԱԼԻՔԱՏԱՐԵՐՈՒՄ

Ռ. Ա. ՀԱԿՈԲՈՎ, Օ. Գ. ԱՆԹԱԲԼՅԱՆ, Ե. Կ. ԽԱՆԻԿՅԱՆՑ

Դիէլեկտրիկ ալիքատարերով մեծ հոսանքների էլեկտրոնային փնջերի (ՄԷՓ) տեղափոխման տեսական մոդելի շրջանակներում դիտարկվում է ՄԷՓ-ի տարածումը կոր դիէլեկտրիկ ալիքատարերում։ Կատարված են այդպիսի ալիքատարերով փնջի տեղափոխման փորձարարական հետազոտություններ։ Օղակային ալիքատարերի ստեղծման հնարավորությունը պարզելու համար կատարված են գիտափորձեր երկար (մինչև 1 մետր) ուղիղ դիէլեկտրիկ ալիքատարերում։

PROPAGATION OF HIGH-CURRENT ELECTRON BEAMS IN CURVED DIELECTRIC CHANNELS

R. A. AKOPOV, O. G. ANTABLYAN, E. K. KHANIKYANTS

The possibility of the propagation of high-current electron beams in curved dielectric channels is discussed in the framework of theoretical model of high-current electron beam transportation through the dielectric channels. Experimental investigations of the beam transportation through such channels were carried out. To decide on the possibility of circular channels construction, experiments with long (up to 1 m) straight dielectric channels were performed.