

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛНОГО ТОКА ПРИ РАЗВИТИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭП

Н. А. Кондратьев, Г. И. Котляревский, В. И. Сметанин

Проведены исследования изменения полного тока при взаимодействии сильноточного РЭП с плотной газовой смесью типа $N_2 : O_2$ в условиях развивающейся неустойчивости. Энергия электронов составляла 1 МэВ, ток пучка 12—21 кА. Показано, что при развитии крупномасштабной неустойчивости пучка в газе величина полного тока может превышать значение электронного тока, измеренного в одном сечении камеры взаимодействия, более чем в 3 раза. Исследованы различные условия распространения РЭП в газовой среде при изменении тока пучка, давления газовой среды и геометрии объема взаимодействия.

Введение

В настоящее время широко обсуждается вопрос об использовании релятивистских электронных пучков (РЭП) для возбуждения рабочих объемов неравновесных плазмохимических реакторов [1]. Однако при рассмотрении такой возможности применения необходимо детальное исследование динамики пучка в газовой среде, так как взаимодействие пучка с наводящимися в среде индукционными токами может привести к значительному изменению характеристик реактора за счет развития неустойчивостей различных типов.

С другой стороны, величина самих индукционных токов определяет состояние плазмы, образующейся в процессе распространения пучка.

К эффектам, которые могут быть обусловлены этими процессами, следует отнести и эффект увеличения полного тока, наблюдавшийся при взаимодействии пучка с различными газовыми средами, когда величина полного тока, измеренного в одном из сечений камеры взаимодействия, превосходит значение инжектируемого тока в начале камеры.

На сегодняшний день имеется достаточно большое количество экспериментальных данных, связанных с увеличением полного тока [2-3]. Однако, несмотря на различие в условиях проводимых экспериментов и возможных механизмов, обуславливающих эффект увеличения полного тока, по всей видимости, имеются некоторые общие закономерности этого явления.

В частности, к ним можно отнести возникновение индуцированных полей РЭП, изменяющих направление движения плазменных электронов.

Несомненно, в каждом отдельном случае необходимо учитывать все конкретные условия распространения и взаимодействия РЭП с газовой средой, а также различные стадии этих процессов.

Так, авторы работы [2] связывают двукратное увеличение полного тока с дрейфом плазменных электронов в скрещенных электрических и магнитных полях нескомпенсированного пучка, распространяющегося в азоте при давлении 0.1 Тор.

По мнению авторов [3], причиной увеличения полного тока является проявление действия двухпотоковой неустойчивости. При рассмотрении данных

по взаимодействию РЭП с более плотными газовыми средами (> 10 Тор) характерные особенности изменения полного тока связываются с проявлением крупномасштабных резистивных неустойчивостей. В [5] отмечается, что, начиная с давления газовой среды в десятки Тор на длине взаимодействия более 1 м, появляется специфическая «пиковая» структура импульса полного тока, причем заметная модуляция возникает в максимуме тока и при давлениях гелия, близких к атмосферному, амплитуда некоторых «пиков» полного тока превышает амплитуду тока в начале камеры, а модуляция происходит с частотой 280 МГц. Наблюдаемые авторами осцилляции и усиление полного тока, по-видимому, можно интерпретировать как проявление шланговой неустойчивости, при действии которой амплитуда поперечного смещения пучка меньше или равна радиусу камеры взаимодействия.

На прямую связь действия шланговой неустойчивости с увеличением полного тока указали авторы работы [6], определив, что момент превышения амплитуды полного тока над током пучка связан с началом раскочки поперечных колебаний РЭП большой амплитуды под действием шланговой неустойчивости.

Попытка создания теоретических моделей и некоторое обобщение имеющихся экспериментальных результатов предприняты в [7], где наиболее полно проведен анализ эквивалентной электрической цепи в условиях увеличения полного тока и учтены индукционные эффекты (которые отводятся решающую роль в процессе увеличения тока), обусловленные проявлением крупномасштабных неустойчивостей. Теоретически обосновывается превышение полного тока над током пучка более чем в 3 раза.

Необходимо отметить также и трудности в сравнении результатов перечисленных работ, так как они имеют некоторые различия в методах сравнения.

В [6, 7] сравнивается значение полного тока, измеренное в одном из сечений камеры взаимодействия, с инжектируемым током пучка, а в [5] с полным током в месте инъекции. Информативность метода измерения может быть существенно повышена, если проводить сравнение полного тока и тока пучка, регистрация которых осуществляется в одном сечении пространства дрейфа, что позволит более точно определить поведение и динамику этих токов в процессе распространения.

К сожалению, пока не проведено сравнение в нескольких сечениях области взаимодействия за время одного импульса тока и представляется довольно трудной задачей.

1. Экспериментальное оборудование и методика измерений

В данной работе основное внимание уделено изучению поведения полного тока в тракте взаимодействия с газовой средой в зависимости от величины тока РЭП, давления газовой среды и геометрии объема взаимодействия.

Исследования были выполнены на ускорителе «Тонус» [9] с параметрами: энергия электронов 1 МэВ, ток пучка 12—21 кА. Были использованы металлические трубы дрейфа (ТД) диаметром 92 и 300 мм, заполняемые смесью $N_2 : O_2 = 4 : 1$ при различном давлении. Подобная смесь рассматривается в качестве исходной в работе плазмохимического реактора, в синтезе окислов азота и т. д.

Использовались три экспериментальные схемы (рис. 1). Регистрация полного тока в ТД $I_{\text{п}}$ осуществлялась резистивными шунтами обратного тока (ШОТ) (1—5), включаемыми в расщелках ТД и поясами Роговского (ПР1, ПР2).

При этом часть датчиков полного тока располагалась на расстоянии $L_1 = 50$ см от анода ускорителя (ШОТ1, ШОТ5, ПР1), где пучок распространяется сравнительно устойчиво, а остальные — на длинах $L_2 = 90—95$ см (ШОТ2) и $L_3 = 120—140$ см (ШОТ3, ШОТ4, ПР2), где смещение пучка в результате развития неустойчивости превосходит радиус ТД [10].

Ток пучка I_e в конце $TД$ регистрировался вакуумированным цилиндром Фарадея ($ЦФ$) с диаметром коллектора 90 мм. Экспериментальные схемы (рис. 1) позволяли регистрировать превышение полного тока в условиях,

когда изменение геометрии системы могло усиливать или уменьшать действие крупномасштабных неустойчивостей.

2. Результаты экспериментов

Интересным экспериментальным фактом является зарегистрированное аномальное превышение полного тока над током пучка, регистрируемое $ШОТ3$ и $ШОТ4$, которые располагались в одной плоскости с $ЦФ$ (рис. 2), причем это превышение максимально в области давления газа 100—300 Тор, когда

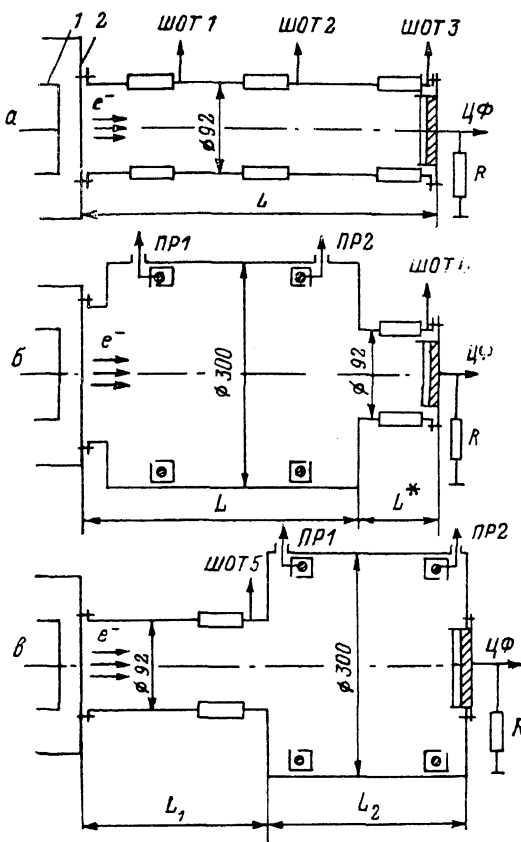


Рис. 1. Схемы экспериментов.

1 — катод, 2 — анод ускорителя.

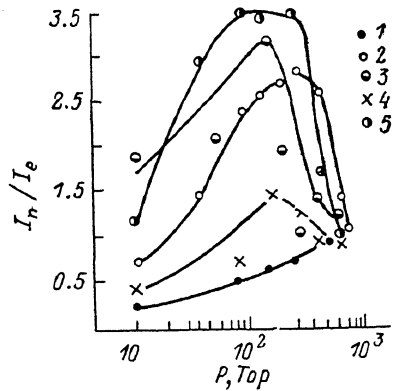


Рис. 2. Зависимости отношения полного тока I_n к току пучка I_e от давления газовой смеси. $TД$ ϕ 92 мм (рис. 1, а): I_n — измеренный $ШОТ3$, I_e — измеренный $ЦФ$. 1 — $L=60$, 2 — 140, 3 — 160 см. $TД$ ϕ 300 мм (рис. 1, б): I_n — измеренный $ШОТ4$ (ϕ 92 мм), I_e — измеренный $ЦФ$ (ϕ 90 мм). $L=$ =35 см. $L^*=10$ см (4); $L=130$ см, $L^*=10$ см (5).

неустойчивость пучка проявляется наиболее сильно [10], и увеличивается при прочих равных условиях с ростом диаметра $TД$, что, как известно, приводит к росту инкремента неустойчивости.

Одновременно с этим зафиксировано значительное превышение полного тока, регистрируемого в области неустойчивого распространения РЭП L_2 и L_3 (соответственно $ШОТ2$ и $ШОТ3$), над полным током на участке устойчивого распространения L_1 ($ШОТ1$) (рис. 3).

Аналогичное превышение полного тока было обнаружено и для схемы (рис. 1, б), когда амплитудное значение сигнала от $ПР2$, расположенного в 130 см от анода ускорителя, превышало амплитуду сигнала от $ПР1$, который размещался на расстоянии $L_1=40-50$ см от анода.

Анализ результатов указывает на то, что величина превышения полного тока над током пучка электронов пропорциональна инкременту неустойчивости, т. е. амплитуде и скорости смещения пучка относительно направления распространения, что в свою очередь определяет вихревую эдс, под действием которой в канале возникает ток, совпадающий по направлению с током пучка.

Из типичных осциллограмм (рис. 3) по срыву тока пучка видно, что даже при ϕ $TД$ 92 мм смещение пучка относительно оси $TД$ превышает ее радиус.

В подтверждение этого были выполнены измерения, когда вместо интегрального цилиндра Фарадея, ток пучка регистрировался секционированным цилиндром Фарадея (СЦФ), с помощью которого была определена скорость радиального смещения пучка, которая составляет величину 10^9 см/с.

В этих условиях можно предположить, что при выбросе пучка на стенку $TД$ замыкание части плазменного тока происходит не через анод ускорителя, как это имеет место в режиме устойчивого распространения РЭП, а локально по замкнутому контуру, включающему $ШОТ2$, $ШОТ3$, $ШОТ4$, расположенные на участке $TД$, где проявление неустойчивости усиливается (L_2 и L_3 соответственно), и канал пучка. В этот же контур входит и область дрейфа, охватываемая поясом $ПР2$, где регистрируется превышение полного тока над полным током от датчика $ПР1$ (рис. 1, б).

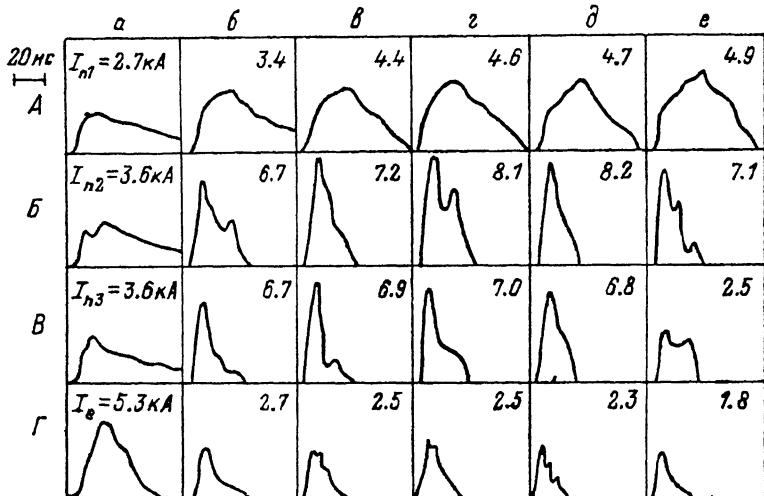


Рис. 3. Характерные осциллограммы импульсов полного тока I_n и тока пучка I_e .

$TД$ ϕ 92 мм. А — $ШОТ1$, $L_1=60$ см; Б — $ШОТ2$, $L_2=95$ см; В — $ШОТ3$, $L_3=140$ см; Г — ЦФ, $L=140$ см.
а — $P=10$, б — 80, в — 160; г — 230, д — 300, е — 600 Тор.

Доказательством изложенного может служить и постоянный уровень сигналов, снимаемых с $ШОТ1$ и $ПР1$ (как будет показано в дальнейшем), и от $ШОТ5$ и $ПР1$ (рис. 1, в), расположенных на участке устойчивого распространения РЭП ($L_1=50$ см), которые не регистрируют увеличения полного тока в широком диапазоне давлений газа (рис. 3).

Данное предположение можно проиллюстрировать схематически. На рис. 4, а, б представлены возможные цепи локального замыкания плазменного тока, направления токов (пучка, полного, плазменного).

Для устойчивого распространения РЭП в газе характерна следующая динамика токов (рис. 4, а). При инъекции РЭП в камеру дрейфа на длинах взаимодействия, равных $L=50-60$ см, и при давлении газа 0.1—10 Тор степень токовой компенсации достаточно высока, т. е. амплитуда протекающего встречно пучку плазменного тока I_p , индуцированного вихревым полем на фронте импульса РЭП, близка к току пучка I_e и полный ток $I_n=I_e+I_p$ имеет малую величину. С увеличением давления газа и длины распространения степень токовой компенсации снижается по мере диссипации энергии и тока пучка, что выражается в уменьшении амплитуды плазменного тока I_p , сокращении его длительности ввиду конечной проводимости плазмы, а в целом и в увеличении полного тока и сокращении его длительности, которая пропорциональна длительности плазменного тока.

На рис. 4, а приведены стилизованные осциллограммы токов, характерные для данных участков $TД$: I_n — полный ток; I_e — ток пучка; I_p — плазменный ток, рассчитанный из условия $I_n=I_e+I_p$.

В конечном итоге взаимодействие пучка с газом достигает предела, когда токовая компенсация мала и полный ток близок к току пучка $I_n \approx I_c$. При относительно малых токах инжекции такой уровень компенсации наступает на достаточно короткой длине распространения. Поэтому сравнение полных токов, измеренных в начале $TД$ (где имеется высокая токовая компенсация), с полными токами в конце $TД$ (где токовая компенсация близка к нулю) может характеризовать лишь степень уменьшения амплитуды как тока пучка, так и плазменного тока.

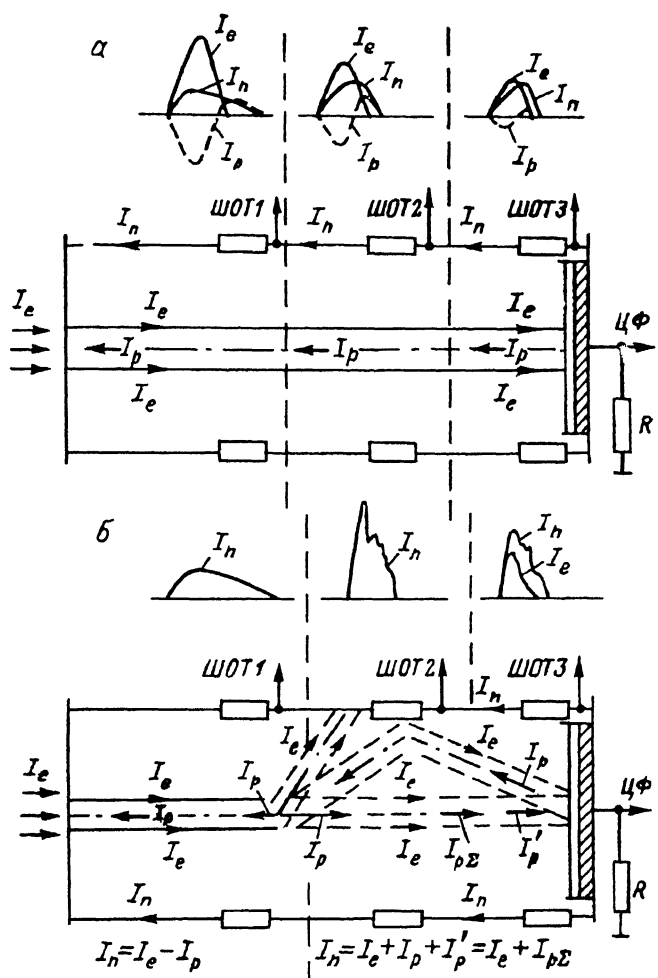


Рис. 4. Диаграммы распределения токов и стилизованные осциллограммы для соответствующих участков $TД$ в режиме устойчивого (а) и неустойчивого (б) распространения РЭП.

Развитие крупномасштабной неустойчивости РЭП существенно изменяет динамику токов в данной системе (рис. 4, б). При этом сохраняется участок устойчивого распространения ($L=50-60$ см), на котором собственное магнитное поле пучка компенсируется индуцированным плазменным током I_p , текущим встречно пучку и обеспечивающим его устойчивое состояние.

На больших длинах взаимодействия радиальное смещение пучка, происходящее со скоростью 10^8-10^9 см/с, индуцирует плазменный ток I'_p , текущий по плазменному каналу в направлении инжектируемого тока. Одновременно с этим при отклонении РЭП от плазменного канала в области, занятой пучком, создается плазма и возникает компенсирующий ток I_p , направленный встречно пучку. Замыкание этого тока возможно одновременно в двух направлениях: в сторону анода ускорителя по каналу, созданному ранее, и в направлении коллектора ЦФ по основному (несмещенному) плазменному каналу.

Последнее направление замыкания плазменного тока обусловлено возрастающим действием вихревой эдс вследствие изменения индуктивности системы (при смещении, изгибе пучка), так как возрастающее вихревое поле будет пропорционально LdI/dt . Таким образом суммарный плазменный ток $I_{\text{рп}}$ будет протекать в направлении инжектированного пучка, он состоит из $I_{\text{рп}} = I_p' + I_p$, где I_p' — плазменный ток, индуцированный в результате радиального смещения РЭП; I_p — часть плазменного тока, образованная вихревым полем пучка, замыкающаяся через этот плазменный канал под действием возрастающей вихревой эдс.

Полные токи, регистрируемые в системе, следующие: полный ток для участка устойчивого распространения РЭП, регистрируемый ШОТ1 (или в дальнейшем ПР1), $I_{\text{п}} = I_e + I_p$; полный ток в области действия крупномасштабной неустойчивости, регистрируемый датчиками ШОТ2 и ШОТ3 (в дальнейшем ПР2), будет определяться $I_{\text{п}} = I_e + I_p' + I_p = I_e + I_{\text{рп}}$.

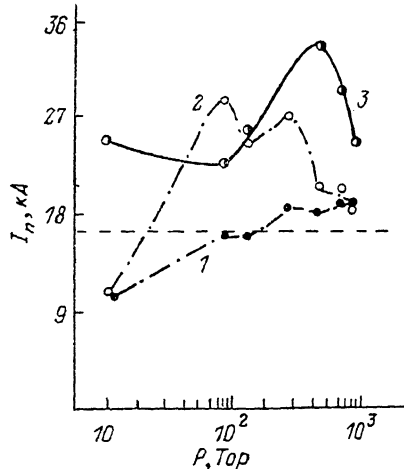
Заметим, что подобная динамика токов и локальное замыкание плазменного тока под действием вихревой эдс возможны и без выброса пучка на стенки $TД$, а лишь при достаточно сильном изгибе (изменения траектории) РЭП (рис. 4, б, пунктирная траектория) или его смещении на величину, превышающую его диаметр. Как показано в [7], увеличение полного тока возможно и при простом расширении пучка, а также при расширении со смещением. Тогда это увеличение оценивается как

$$F = F_0 + \ln(r_e/a)/\ln(b/a), \quad (1)$$

где $F_0 = I_{\text{п}0} / I_e \leq 1$ — приращение тока сразу перед расширением или смещением, b — радиус трубы дрейфа, a — радиус расширенного пучка, r_e — радиус смещения пучка от оси системы.

Рис. 5. Зависимость полного тока, измеренного ПР2 (рис. 1, б) на различных длинах распространения в $TД$ \varnothing 300 мм, от давления газовой смеси.

Электронный ток инжекции $I_{\text{инж}} = 17$ кА.
1 — $L = 30$, 2 — 90, 3 — 120 см.



Оценка увеличения полного тока проводится при условии, что смещение пучка происходит мгновенно и смещенный пучок выходит из плазменного канала, но в пределах $TД$, т. е. $2a < r_e < b - a$.

Для условий наших экспериментов величина превышения полного тока, рассчитанная по (1), достаточно хорошо согласуется с экспериментально полученными результатами.

Увеличение диаметра $TД$ до \varnothing 300 мм и связанное с этим изменение инкремента неустойчивости приводит к ее усилению и, как проявление этого, к увеличению отношения полного тока $I_{\text{п}}$ к току пучка I_e , $I_{\text{п}}/I_e \sim$ до 3.5 в соответствующем диапазоне давлений газа. Динамику изменения полного тока в этом случае можно проследить по данным, представленным на рис. 5, где регистрируемый в различных сечениях $TД$ \varnothing 300 мм полный ток $I_{\text{п}}$ (ПР2; рис. 1, б) сравнивается с электронным током инжекции $I_{\text{инж}} = 17$ кА.

Проводя оценку диапазонов давлений газовой смеси и длин распространения, в которых действие неустойчивости проявляется в большей или меньшей степени, можно определить максимумы превышения полного тока и их смещение в зависимости от условий взаимодействия.

Превышение амплитуды полного тока $I_{\text{п}2}$, регистрируемого на длинах $L = 120$ см, над значениями полного тока $I_{\text{п}1}$, зафиксированными на $L = 30$ см и $L = 90$ см, по всей видимости, характеризует участки распространения РЭП, на которых замыкание части плазменного тока происходит в локальной области $TД$ (в направлении распространения пучка), что и дает приращение к величине полного тока в условиях нарастающего инкремента неустойчивости и $I_{\text{п}2}/I_{\text{п}1} = 1.1 - 1.8$.

В ходе исследований был обнаружен и такой нетривиальный факт, как относительно постоянный уровень амплитуды полного тока, регистрируемый датчиками, расположенными на участке устойчивого распространения РЭП $L=50-60$ см (ШОТ1 и ПР1, рис. 3). Изменение величины полного тока составляет около 15 % в достаточно широком диапазоне давлений газа 80—600 Тор.

Поскольку на указанных длинах распространения потери электронного тока (тока пучка I_e) незначительны, то подобное изменение полного тока свидетельствует о малом изменении плазменного тока I_p , протекающего в канале. В этом случае можно предположить какой-либо механизм, допускающий незначительное изменение проводимости плазменного канала. К нему можно отнести дополнительные токи I_p , индуцируемые вихревой эдс при развитии неустойчивости РЭП и замыкающиеся через плазменный канал участка устойчивого распространения. Без сомнения непосредственные измерения плазменного тока по методикам, предложенным в [11], могли бы достаточно полно интерпретировать эти полученные результаты.

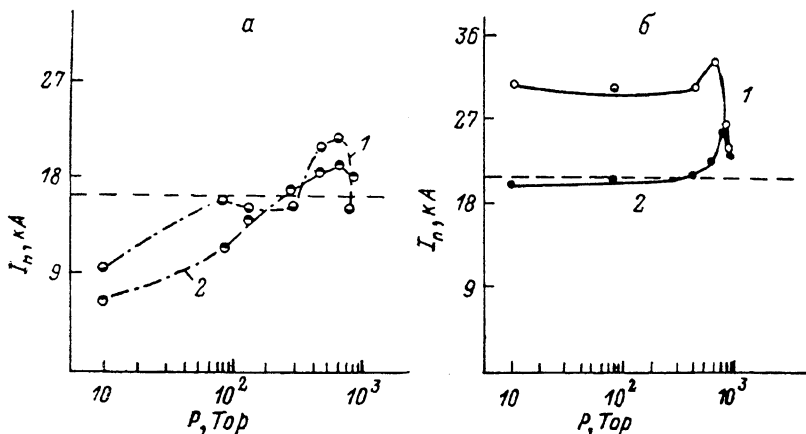


Рис. 6. Зависимости полного тока, измеренного ПР2 (рис. 1, а) в трубе дрейфа измененной геометрии, от давления газовой смеси P .

а — $I_{инж}=17$ кА, 1 — $L=60$, 2 — 30 см; б — $I_{инж}=21$ кА, 1 — $L=140$, 2 — 60 см.

Следующая часть экспериментов (по схеме рис. 1, в) была посвящена исследованиям, связанным с определением возможного управления местоположением развития неустойчивости и соответственно областями локального увеличения полного тока. Эти эксперименты были выполнены с использованием ТД измененной геометрии, представляющей следующее: к аноду ускорителя стыковалась ТД ϕ 92 мм и длиной $L_1=30$ см, а к ней соответственно крепилась ТД ϕ 300 мм, имеющая ту же ($L_2=30$ см). Следовательно, общая длина такой системы не превышала 60 см.

Регистрация полного тока осуществлялась ШОТ5, ПР1, ПР2, расположенными по длине камеры.

Одним из вариантов данной геометрии являлась система, в которой длина ТД ϕ 92 мм составляла $L_1=60$ см, а длина ТД ϕ 300 мм достигала $L_2=80$ см, и общая длина системы не превосходила 140 см.

Эта геометрия камеры взаимодействия с резким увеличением ее диаметра предоставляла возможность создания благоприятных условий для возникновения неустойчивости на достаточно коротком диапазоне длин распространения, а изменение длины начального участка ТД ϕ 92 мм позволяло регулировать ее местоположение.

На рис. 6, а даны результаты измерений полного тока I_n (ПР2), зарегистрированного в системе с измененной геометрией (с общей длиной $L=60$ см), в сравнении с электронным током инжекции, равным $I_{инж}=17$ кА и измеренным в начале камеры дрейфа.

При проведении сравнительных оценок полученных результатов с данными рис. 5 следует отметить, что развитие неустойчивости РЭП в системах с измененной геометрией имеет место в диапазоне более плотных газовых смесей и общий уровень увеличения полного тока несколько ниже, чем это было зафиксировано для геометрии, использующей *ТД* с неизменным диаметром $\varnothing 300$ мм. Характер соотношений можно объяснить стабилизирующим действием, которое оказывает на пучок *ТД* $\varnothing 92$ мм, расположенная на начальном участке камеры. Однако это стабилизирующее действие становится незначительным при увеличении общей длины системы до 140 см и изменении электронного тока инжекции до 21 кА (рис. 6, б). Из анализа следует, что достаточно высокий уровень превышения полного тока характеризуется действием неустойчивости, проявляющейся в широком диапазоне давлений газовой смеси.

Заключение

Современное состояние вопросов, связанных с эффектами увеличения полного тока при взаимодействии релятивистских электронных пучков с газовыми средами, настоятельно требует проведения более детальных исследований, которые помогут определить новые особенности и аспекты распространения пучков в условиях развивающихся неустойчивостей. В первую очередь это относится к определению пространственно-временных характеристик пучка, изучению динамики плазменного тока и т. д. Но уже на основании полученных результатов можно сделать некоторые выводы, которые могут быть отправным материалом в дальнейших исследованиях.

1. Увеличение полного тока над током пучка в одной вертикальной плоскости камеры взаимодействия (*ШОТЗ* и *ЦФ*; *ШОТ4* и *ЦФ*) до уровня $I_p/I_0 \geq 3$ превышает экспериментальные значения, полученные ранее, и находится в рамках теоретических моделей [7], предсказывающих такое превышение. По результатам измерений полного тока (рис. 5) можно предположить еще большее значение отношения I_p/I_0 с учетом потерь тока пучка (60—70 %) на длинах взаимодействия $L > 120$ см и в данном диапазоне давлений газовой смеси. Непосредственное измерение тока пучка в сечении, охватываемом поясом Роговского (*ЛР2*), позволит более точно определить уровень превышения полного тока.

2. Полученная зависимость отношения амплитуд полных токов $I_{n2}/I_{n1} = 1.1—1.8$, регистрируемых датчиками, часть из которых расположена на участке сравнительно устойчивого распространения РЭП (I_{n1} — регистрируется *ШОТ1*, *ПР1*, *ШОТ5*), а вторая часть находится в области возможного проявления неустойчивости (I_{n2} — регистрация *ШОТ2*, *ШОТ3*, *ПР2*, *+ОТ4*), указывает на локальный характер замыкания части плазменного тока, т. е. не по всему металлическому лайнеру, а лишь по его части, на которой расположены датчики I_{n2} , и плазменному каналу, созданному пучком при его прохождении.

3. Незначительное изменение амплитуды полного тока (~15 %), наблюдаемое на участке *ТД* длиной $L=50—60$ см для широкого диапазона давлений газовой смеси 80—600 Тор, свидетельствует о малом изменении величины плазменного тока I_p в условиях развивающейся неустойчивости.

4. Изменение геометрии камеры взаимодействия позволяет осуществлять регулировку местоположения проявления неустойчивости и характера увеличения полного тока, что может быть несомненно полезным в исследованиях по возможности использования неустойчивостей РЭП для задач, решаемых в плазмохимии.

Литература

- [1] Норман Г. Э., Полак Л. С., Соппин П. И., Сорокин Г. А. Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды. М., 1985, с. 33—79.
- [2] Wathel J. M., Safran S. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, N 3, p. 95—98.
- [3] Briggs R. J., Clark J. C., Fessenden T. J. et al. Proc. II Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beams. N. Y., 1974, v. 2, p. 317—330.

- [4] Гостева Т. С., Дубовой Л. В., Заболоцкая Г. Р. и др. Физика плазмы, 1978, т. 4, № 2, с. 460—464.
- [5] Ипатов А. Л., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 11, с. 681—683.
- [6] Hui B., Hubbard R. F., Lampe M. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 1, p. 87—90.
- [7] Fernster R. F., Hubbard R. F., Hui B. et al. Phys. Fluids, 1986, v. 29 (9), p. 3056—3073.
- [8] Chambers F. W. Phys. Fluids, 1979, v. 22, N 3, p. 483—485.
- [9] Глейзер И. З. и др. ПТЭ, 1974, № 3, с. 17—20.
- [10] Диденко А. Н., Кондратьев Н. А., Котляревский Г. И. и др. Тр. V Всес. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1984, ч. II, с. 216—218.
- [11] Бондарь Ю. Ф., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. Кр. сообщения по физике ФИАН, 1986, № 10, с. 17—19.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом
институте им. С. М. Кирова

Поступила в редакцию
10 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
17 февраля 1988 г.