

ПОРОГИ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОКА В ПРЯМОМ РАЗРЯДЕ

А. Н. Карчевский, Ю. И. Стразов

В сильноточном прямом разряде при создании условий для убегания электронов возбуждается неустойчивость, которая приводит к переносу всего тока разряда пучками ускоренных электронов и срыву тока разряда [1]. На установке АСПА [1] исследовалось возбуждение при срыве тока прямого разряда аномального сопротивления R и его зависимость от начальной плотности плазмы n_{e0} и зарядного напряжения на конденсаторе U_0 . Параметры разрядного контура: ток до 30 кА, период – 1,6 мксек, емкость – 0,2 мкф (50 кВ), сечение токового канала ~ 80 см², начальная плотность плазмы n_{e0} от $1 \cdot 10^{12}$ до $3 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

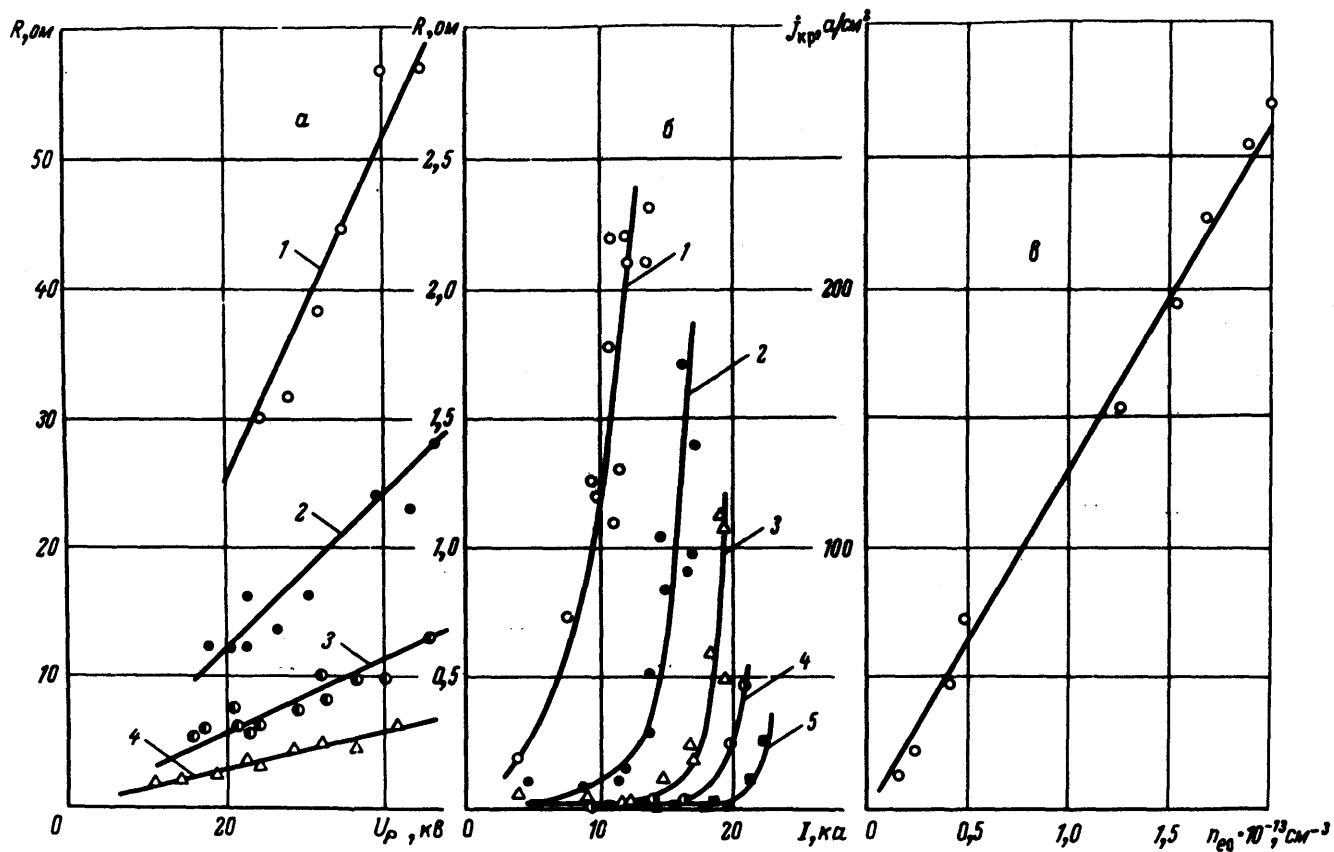


Рис. 1. а – зависимость сопротивления плазмы R от напряжения U на разряде в момент возбуждения неустойчивости (апериодический режим): 1 – $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 2 – $2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 3 – $4,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 4 – $5,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; б – зависимость сопротивления R плазмы от амплитуды тока разряда I (колебательный режим): 1 – $1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 2 – $1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 3 – $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 4 – $1,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 5 – $2,0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; в – зависимость критической плотности тока $j_{кр}$ от начальной плотности плазмы n_{e0} . Водород – однородное магнитное поле, $H_0 = 600 \text{ э}$, расстояние между сетчатыми электродами для приведенных кривых $L = 5 \text{ см}$ и $L = 28 \text{ см}$

Разряд возбуждался в однородном магнитном поле H_0 при расстоянии между электродами $L = 5$ см или $L = 28$ см. Электронный пучок из газоразрядной зоны выводился через сетчатый анод и исследовалось его распространение вдоль магнитного поля в эквипотенциальном пространстве, заполненном плазмой. На расстоянии 20 см от сетчатого анода по тормозному рентгеновскому излучению с мишени измерялись плотность пучкового тока и энергия электронов. Параметры электронного пучка: полный ток до 25 кА, энергия электронов до 30 кВ, длительность пучка $0,2 \div 1,5$ мксек, площадь сечения пучка ~ 100 см².

При низких плотностях плазмы $n_{e0} < 1 \cdot 10^{13}$ см⁻³ сопротивление плазменного промежутка значительно превышало волновое сопротивление контура $Z_{\text{волн}} = 1,2 \Omega$ (апериодический разряд). В апериодическом режиме регулируемые параметрами являются начальная плотность плазмы n_{e0} и напряжение на разряде U_p , а ток разряда задается сопротивлением плазмы. Линейная зависимость R от U_p показывает (рис. 1, а), что при заданной плотности плазмы n_{e0} при возбуждении неустойчивости амплитуда тока ограничивается на определенной критической величине и соответствующая ей критическая плотность тока не зависит от приложенного к плазме напряжения.

При более высоких плотностях плазмы $n_{e0} > 1 \cdot 10^{13}$ см⁻³, сопротивление плазмы R значительно меньше $Z_{\text{волн}}$ (колебательный разряд), и регулируемым параметром в разряде, помимо n_{e0} , является амплитуда тока разряда I . При увеличении I (путем роста U_0) наблюдается ограничение I и срыв тока разряда. По рис. 1, б можно проследить, как при определенной плотности тока $i_{\text{кр}}$ появляется аномальное сопротивление в плазме. Данные кривых 1, а и 1, б, пересчитанные на критическую плотность тока $i_{\text{кр}}$ и ее зависимость от n_{e0} , показаны на рис. 1, б. Критическая дрейфовая скорость, при которой возбуждается неустойчивость, составляет $\sim 2 \text{ эв}$ и хорошо соответствует тепловой энергии электронов газоразрядной плазмы. Линейная зависимость $i_{\text{кр}}$ от n_{e0} в апериодическом и колебательном режимах разряда указывает на тождественность физической природы наблюдаемой неустойчивости в различных режимах.

Плотность электронного пучка, формируемого при срыве тока разряда, совпадает с плотностью газоразрядного тока, а энергия электронов в пучке хорошо соответствует напряжению U_p , приложенному к плазме. В соответствии с изменением в разряде U_p и тока разряда I меняется и интенсивность вспышки рентгеновского излучения J_x с мишени, вводимой в область распространения пучка (рис. 2). Точки 1, 2 (рис. 2) имеют абсолютную калибровку интенсивности рентгеновского излучения для определения энергии и плотности тока пучковых электронов. Точка 1 калибровалась методом фотографической дозиметрии. Методом поглощения в алюминиевых фольгах определена энергия рентгеновского излучения $9,0 \pm 1,0$ кэВ при \bar{U}_p равном 24 кВ. Путем сравнения с почернением пленки от излучения рентгеновской трубки, напряжение на которой поддерживалось равным \bar{U}_p , получено, что плотность тока ускоренных электронов на мишень для точки 1 составляет 125 а/см² при полном токе разряда $I = 8,3$ кА, плотности тока в разряде ~ 100 а/см² и $U_p = 24$ кВ. Вторая точка 2 (рис. 2) калибровалась по интенсивности рент-

геновского излучения J_x , измеряемого током ФЭУ. Световой выход пластического сцинтиллятора определялся по трем линиям γ -излучения: Fe^{57} 122 и 14,4 кэв и Sn^{119} 23,8 кэв. При расчете плотности пучкового тока использовалась максимальная величина U_p . Плотность пучкового тока на мишень оказалась равной 110 а/см^2 при параметрах разряда $I = 10,5 \text{ ка}$, $\bar{U}_p = 29,5 \pm 1,5 \text{ кэв}$, $i_{\text{разр}} \approx 130 \text{ а/см}^2$, а эффективная энергия рентгеновского излучения, измеренная с помощью ФЭУ по слоям половинного поглощения, составляла $10,5 \pm 1,5 \text{ кэв}$.

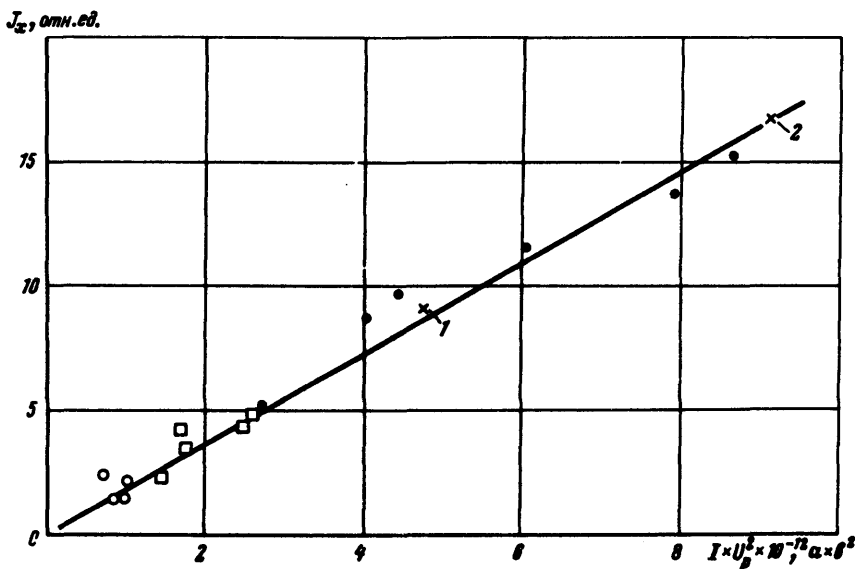


Рис. 2. Зависимость интенсивности тормозного рентгеновского излучения J_x с мишени от произведения полного тока разряда I (в амперах) на квадрат напряжения U_p (в вольтах) на разряде в момент вспышки рентгеновского излучения: $\circ - U_0 = 22 \text{ кэв}$, $\square - U_0 = 33 \text{ кэв}$, $\bullet - U_0 = 45 \text{ кэв}$. Водород, плотность плазмы n_{e0} изменялась от $3 \cdot 10^{12}$ до $1,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, однородное магнитное поле, $H_0 = 600 \text{ э}$

Совпадение результатов двух различных методов абсолютной калибровки потока ускоренных электронов и хорошее соответствие этих данных с термозондовыми [1], дают возможность утверждать, что вся диссипируемая на аномальном сопротивлении разряда энергия расходуется на ускорение электронов и выносится через анод пучками ускоренных электронов. Таким образом, в прямом разряде при изменении n_{e0} от $1 \cdot 10^{12}$ до $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ возбуждается неустойчивость тока на дрейфовой скорости электронов близкой к тепловой. Результатом развития этой неустойчивости является процесс срыва тока разряда и перехода в режим, когда весь ток разряда переносится ускоренными электронами с энергией близкой к активному падению напряжения на разрядном промежутке. При этом значительная доля энергии разрядного контура ($20 + 80\%$) расходуется в течение короткого промежут-

ка времени $0,2 + 1,5 \text{ мксек}$ на создание мощного импульсного пучка электронов. Порог этой неустойчивости соответствует расчетам Бунемана [2], но результат ее развития, процесс диссипации энергии и переноса тока скорее отвечает гипотезе Б.Б.Кадомцева [3] об уменьшении эффективной плотности носителей тока в плазме. Ионно-звуковая неустойчивость не может объяснить наблюдаемое аномальное сопротивление, поскольку электрическое поле в плазме превышает критическое поле Филда и Фрида [4]. Неустойчивость тока разряда типа срыва наблюдалась также и в тороидальных системах (см. библиографию в [1]).

Очень важным представляется наблюдение такой неустойчивости тока при значительно более высоких плотностях плазмы в разрядах типа плазменного фокуса [5, 6]. Как показывает эксперимент [5, 6], трансформация энергии в этих разрядах также происходит с очень высоким КПД ($20 + 30\%$) в энергию пучка ускоренных электронов, переносящих весь ток разряда. Поэтому нельзя считать исключенной возможность в этих системах пучкового нагрева ионов и электронов плазмы, который может играть определяющую роль в энергетическом балансе нагреваемой плазмы и давать большой вклад в эффект последующего создания вспышки нейтронного излучения.

Авторы благодарят И.К.Кикоина, Б.Б.Кадомцева и Н.В.Филиппова за ряд полезных дискуссий.

Поступила в редакцию
12 апреля 1971 г.

Литература

- [1] А.И.Карчевский, В.Г.Аверин, В.Н.Безмельницын. Письма в ЖЭТФ, 10, 26, 1969; ЖЭТФ, 58, 1131, 1970.
- [2] O.Buneman. Phys. Rev., 115, 503, 1959.
- [3] Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории и плазмы. Атомиздат, 4, 327, 1964.
- [4] C.Field, B.D.Fried. Phys. Fluids, 7, 12, 1964.
- [5] В.И.Агафонов, Г.В.Голуб, Л.Г.Голубчиков, В.Ф.Дьяченко, В.Д.Иванов, В.С.Имшенник, Ю.А.Колесников, Э.Б.Свирский, Н.В.Филиппов, Т.Н.Филиппова. Plasma physics and controlled nuclear fusion research, IAEA, Vienna, 2, 21, 1969.
- [6] M.J.Bernstein, D.A.Meskan, H.L.L. van Paassen, Phys. Fluids., 12, 2193, 1969.