

Влияние продольного магнитного поля на неустойчивость тока и коллективное ускорение ионов плазменных диодов

© А.А. Плюто

Сухумский физико-технический институт,
384914 Сухуми, Абхазия
e-mail: sfti@km.ru

(Поступило в Редакцию 26 октября 2004 г.)

Продольное магнитное поле с индукцией $0-6.8 \cdot 10^{-2}$ Т в зазоре диода, подавляющее радиальные движения электронов, не оказывает существенного влияния на неустойчивость тока и процесс ускорения ионов при токе пучка электронов ≤ 40 А. Возрастание критического тока и периода колебаний связано с повышением концентрации плазмы при наложении магнитного поля. Максимальные энергии ускоренных ионов магния уменьшаются на $\sim 25\%$ при индукции $1.7 \cdot 10^{-2}$ Т и затем не зависят от магнитного поля в диапазоне индукций $1.7-6.8 \cdot 10^{-2}$ Т.

Введение

Для выяснения физической картины ускорения ионов в электронных пучках и создания теоретической модели, а также для понимания процессов, приводящих к неустойчивости тока, важно изучить роль радиальных движений, применяя продольное магнитное поле. Проведенные до сих пор исследования влияния продольного магнитного поля на ускорение ионов релятивистским электронным пучком дали различающиеся между собой результаты. При ускорении в газе магнитное поле $2.5 \cdot 10^{-2}$ Т подавляло ускорительный процесс [1] либо снижало энергии ионов в 2–3 раза, а количество ионов — на два порядка величины [2]. В диодных системах [3,4] магнитное поле существенно не влияло на максимальные энергии ионов, а при $3 \cdot 10^{-1}$ Т наблюдалось резкое уменьшение количества ускоренных ионов [4]. При импульсном напуске дейтерия [5] поле $4 \cdot 10^{-1}$ и $8 \cdot 10^{-1}$ Т снижало количество ускоренных ионов примерно на порядок величины, но не влияло в пределах естественного разброса на максимальную энергию ионов. В связи с этим представляет интерес дальнейшее исследование влияния продольного магнитного поля в условиях, когда собственное магнитное поле пучка электронов значительно меньше внешнего продольного, на процесс ускорения ионов и неустойчивость тока в плазменном диоде.

Экспериментальная установка и методика

Исследования проводились на установке, представленной на рис. 1, а. Плазма создавалась катодными пятнами дуги с током 100–120 А, горевшей в камере 1 между магниевым катодом 2 и кольцевым анодом 3. Со скоростью 10^4 м/с плазма через отверстие эмиссии 4 натекала в ускоряющий промежуток диода 1, к которому после пробоя разрядника К прикладывалось ускоряющее электроны напряжение 2–8 кВ и устанавливался неустойчивый режим протекания тока и формирования

пучка электронов. Ускорение ионов происходило в момент достижения критического (максимального) тока релаксационных колебаний. Ток в импульсе поддерживался емкостью $C = 0.5 \mu\text{F}$. Датчиком тока диода при осциллографировании служило сопротивление $R_3 = 4 \Omega$, датчиком напряжения — сопротивление $R_2 + R_3$, входившее в делитель $R_1/(R_2 + R_3) = 1300 \Omega/25 \Omega$. Анализ ускоренных ионов по составу и энергии осуществлялся масс-спектрометром по методу парабол 5 с регистрацией на фотопластину 7. Экспозиция составляла 10^3-10^4 импульсов. Анализу подвергался узкий аксиальный пучок ионов, вырезаемый диафрагмами 6 с отверстиями диаметром 1 мм.

Ускоряющий промежуток диода l находился в центре соленоида 8 (внутренний диаметр 0.2 м, длина 0.16 м, 830 витков), который создавал продольное магнитное поле. Эюра индукции магнитного поля на оси системы при токе в соленоиде 20 А приведена на рис. 1, б. Некоторая асимметричность вызвана влиянием стальной вакуумной камеры 1. Остальные элементы установки,

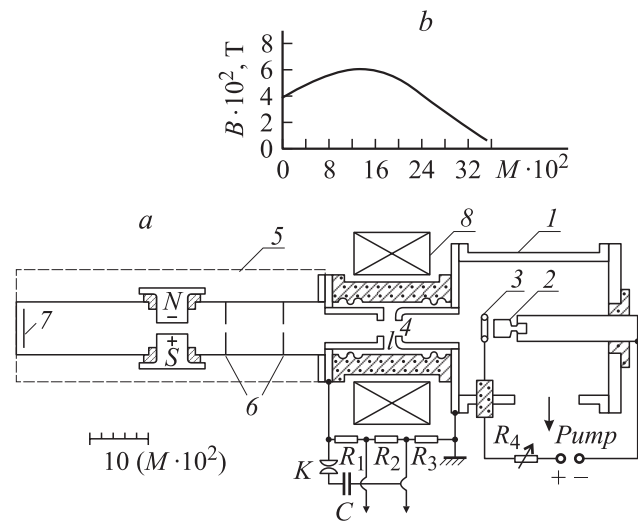


Рис. 1. Экспериментальная установка и электрическая схема.

находившиеся в магнитном поле, были изготовлены из немагнитных материалов. Соленоид жестко крепился и центрировался относительно оси системы. Смещение или перекося осей соленоида и анализатора приводили к резкому уменьшению или прекращению потока ускоренных ионов в масс-спектроскоп через диафрагмы 6.

Результаты исследований

В неустойчивом режиме наложение продольного магнитного поля не приводит к качественным изменениям характера протекания тока. Как без магнитного поля, так и с магнитным полем реализуется релаксационно-колебательный процесс протекания тока (рис. 2). Период колебаний при начальном ускоряющем напряжении $U \geq 4$ кВ несколько возрастает с увеличением индук-

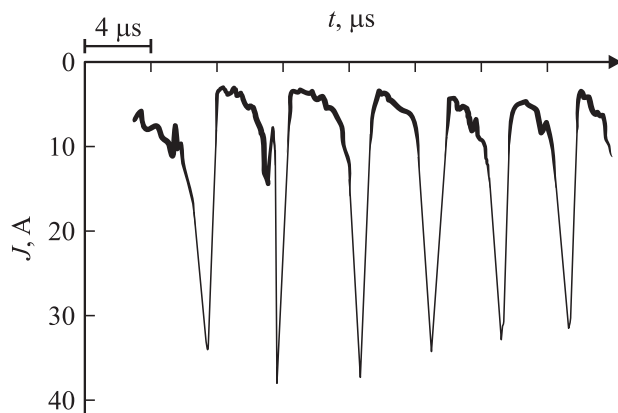


Рис. 2. Оциллограмма электронного тока в ускоряющем промежутке при $B = 7 \cdot 10^{-2}$ Т.

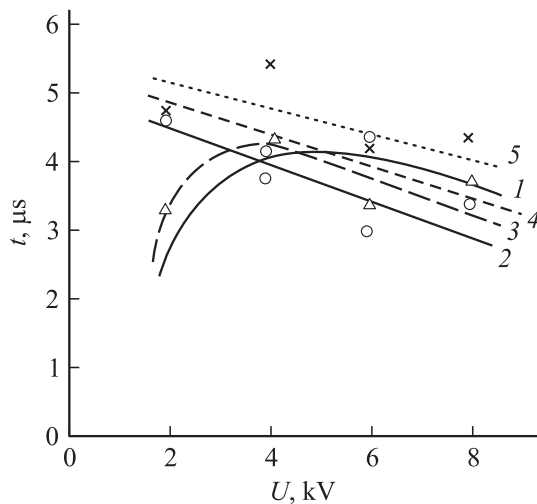


Рис. 3. Зависимость периода релаксационных колебаний T_0 от начального значения ускоряющего напряжения U при различных индукциях магнитного поля в ускоряющем промежутке. $B = 0$ (1), $1.7 \cdot 10^{-2}$ (2), $3.4 \cdot 10^{-2}$ (3), $5.1 \cdot 10^{-2}$ (4), $6.8 \cdot 10^{-2}$ (5).

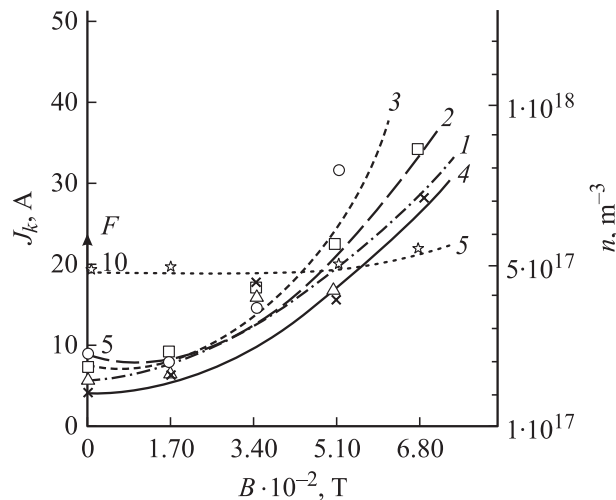


Рис. 4. Зависимость критического тока J_k ($U = 2$ (1), 4 (2), 6 кВ (3)), концентрации плазмы в ускоряющем промежутке n (4) и коэффициента пульсаций F (5) от индукции магнитного поля B .

ции магнитного поля и уменьшается с увеличением U (рис. 3). При $U = 2$ кВ наблюдалось увеличение периода колебаний почти в 2 раза при наложении магнитного поля $1.7 \cdot 10^{-2}$, $5.2 \cdot 10^{-2}$, $6.8 \cdot 10^{-2}$ Т, а при $3.4 \cdot 10^{-2}$ Т увеличивался незначительно. Это связано с существованием двух режимов колебаний с большим и меньшим периодами, вызванных, по-видимому, условиями горения дуги.

Важной характеристикой неустойчивого режима и ускорительного процесса является коэффициент пульсаций $F = (J_c - J_m)/\bar{J}$ [6,7] (J_m и \bar{J} — минимальное и среднее значения токов, J_c — критический ток). Магнитное поле не влияет на F в диапазоне индукций $0-5.2 \cdot 10^{-2}$ Т (рис. 4), при $6.8 \cdot 10^{-2}$ Т наблюдается небольшое увеличение F .

Критический ток возрастает с увеличением магнитного поля быстрее, чем линейно (рис. 4, 1-3). Причина этого заключается в повышении концентрации плазмы. Источник плазмы находится в магнитном поле пробочной конфигурации (рис. 1, б). Истекающая от катода плазма сжимается магнитным полем, ее концентрация возрастает, достигая максимума в области ускоряющего промежутка. По мере увеличения тока в соленоиде и магнитного поля концентрация плазмы в промежутке возрастает по такому же закону, как и критический ток (рис. 4, 4). Концентрация ионов плазмы определялась по ионному току J_i (А), отбираемому из плазмы при перемене полярности напряжения на ускоряющем промежутке, используя соотношение n (м^{-3}) = $1.5 \cdot 10^{18} J_i$.

В некоторых случаях при наложении магнитного поля наблюдалась модуляция релаксационных колебаний (200–300 кГц) низкой частотой ~ 10 кГц. Модуляция вызвана регулярным движением катодных пятен дуги в

магнитном поле, в результате которого пятна переходят с поверхности катода, обращенной к аноду, на боковую. При этом меняется концентрация плазмы, электронный ток в ускоряющем промежутке и частота релаксационных колебаний.

Продольное магнитное поле не приводит к коренным, качественным изменениям в составе и энергии ионов, ускоренных в электронном пучке в аксиальном направлении [6]. Наблюдаются два вида масс-спектрограмм: с примерно одинаковым содержанием Mg^{+1} и Mg^{+2} и с преобладанием Mg^{+1} в зависимости от характера горения дуги и развития неустойчивостей. В масс-спектрограммах первого типа состав ускоренных ионов примерно соответствует составу плазмы и наложение магнитного поля не приводит к заметным изменениям в масс-спектре ионов. В масс-спектрограммах второго типа наложение магнитного поля приводит к возрастанию содержания ионов Mg^{+2} и уменьшению количества ионов малых энергий (рис. 5 *a, b*).

Максимальные энергии ионов несколько уменьшаются при наложении магнитного поля $1.7 \cdot 10^{-2}$ Т, а затем не зависят от индукции поля (рис. 6). Так как с увеличением индукции возрастает критический ток (рис. 4), то максимальные энергии ионов не зависят от тока электронного пучка при изменении последнего от 6–8 до 30–35 А. Характер зависимости максимальных энергий ионов от начального значения ускоряющего напряжения при наложении магнитного поля не меняется (рис. 7).

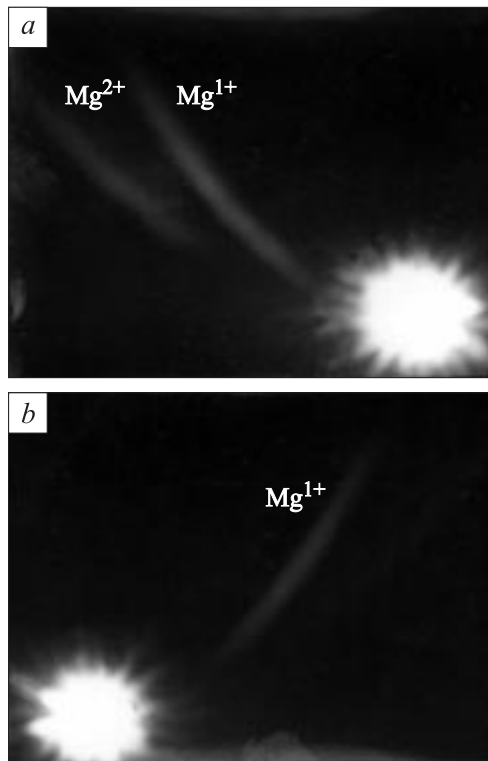


Рис. 5. Масс-спектрограммы ускоренных ионов при $B = 0$ (*a*) и $6.8 \cdot 10^{-2}$ Т (*b*).

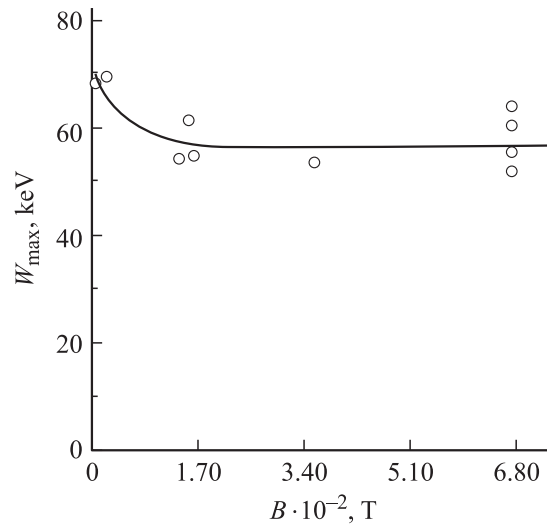


Рис. 6. Зависимость максимальной энергии ускоренных ионов W_{max} от индукции магнитного поля B ($U = 8$ кВ).

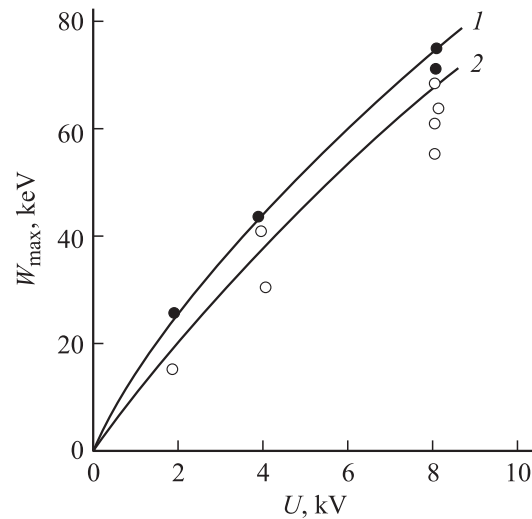


Рис. 7. Зависимость максимальной энергии ускоренных ионов W_{max} от начального значения ускоряющего напряжения U . $B = 0$ (1), $6.8 \cdot 10^{-2}$ Т (2).

В магнитном поле уменьшается плотность аксиального потока ионов, а направление движения ионов определяется положением оси соленоида.

Заключение

Продольное магнитное поле B в зазоре диода и области ускорения ионов выполняет несколько функций: замагничивание электронов плазмы, предотвращение сжатия под действием магнитного поля B_{\perp} тока диода (пинч-эффект), подавление радиальных движений электронного пучка. Требование замагниченности электронов выполняется, если $r_{\lambda} = 12/B \ll r$ (r_{λ} — лармо-

ровский радиус, r — радиус отверстия эмиссии), при этом $B \geq 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ Т. Пинчевание предотвращается, если $B > 2 \cdot 10^{-1} J_m / r$, полагая $J_c = 35$ А, $r = 0.008$, имеем $B > 9 \cdot 10^{-4}$ Т. Подавление радиальных движений пучка электронов при ускорении ионов реализуется при $B \geq 5 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$ Т. Радиальные движения пучка электронов в пространстве дрейфа подавляются при $B \geq 2 - 3 \cdot 10^{-2}$ Т.

Из экспериментов следует, что продольное магнитное поле не оказывает существенного влияния на характер неустойчивости тока. Поскольку продольное магнитное поле подавляет радиальные движения электронов, можно полагать, что они не являются определяющими в наших условиях и в первом приближении процесс может рассматриваться как одномерный. Поэтому основные результаты моделирования на компьютере неустойчивых режимов протекания тока в термоэлектронных преобразователях [8,9] в одномерном приближении могут быть использованы и для диодов с вакуумной дугой.

В минимуме тока эмиттирующая электроны граница плазмы находится в средней части диода, внешняя разность потенциалов сосредоточена между границей и анодом. Оболочка объемного заряда пучка электронов экранирует плазму от внешнего поля. Граница движется к аноду со скоростью ионов плазмы $\sim 10^4$ м/с, толщина оболочки объемного заряда уменьшается, ток диода нарастает. При приближении к критическому (максимальному) току, а точнее к критической плотности тока, направленная токовая скорость электронов начинает превосходить тепловую, экранировка нарушается и внешнее поле начинает проникать в плазму, что приводит к образованию внутри плазмы в отверстии эмиссии новой эмиттирующей границы и новой оболочки объемного заряда, на которой сосредотачивается значительная часть внешней разности потенциалов. В плазме возникает разрыв, и со стороны анода образуется промежуточная плазма, имеющая положительный потенциал. Это подтверждается зондовыми измерениями. Новая граница движется к аноду со скоростью ионов плазмы. Электронный пучок, формируемый в области разрыва, проходит через промежуточную плазму, создавая высокий уровень турбулентности, что приводит к размытию электронного пучка по энергии и развитию процесса ускорения ионов в электронном пучке до энергий в максимуме превосходящих внешнюю разность потенциалов в 20–40 раз. Промежуточная плазма разрушается как внешним полем, так и электронным пучком, передающим часть своего импульса и энергии и ускоряющим ионы. Протяженность области падения потенциала, включающая оболочку объемного заряда и участок сильной турбулентности, возрастает, а ток электронов уменьшается. В минимуме тока промежуточная плазма почти исчезает и начинается новый цикл процессов, приводящий к релаксационным колебаниям, период которых T_0 равен времени заполнения объема промежуточной плазмы плазмой, натекающей из источника. Длина объема слагается из зазора диода l , области за пределами

отверстия эмиссии 4 (рис. 1), длина которой возрастает с увеличением диаметра отверстия d и области внутри ускоряющего электрода, возрастающей при снижении напряжения на диоде U . Это объясняет зависимость T_0 от U и d [7]. В стадии максимума тока возбуждаются высокочастотные колебания, предсказанные при моделировании и наблюдаемые экспериментально. Эти колебания могут приводить к изменению потенциала в плазме и на диоде и размытию пучка электронов по энергии. Так как критический ток пропорционален концентрации плазмы источника (рис. 4), то тепловые скорости электронов не меняются при протекании тока. Величина критического тока в 2–3 раза больше тока насыщения плазменного эмиттера.

Процесс ускорения тяжелых ионов магния не подавляется продольным магнитным полем, но это еще не означает, что процесс трансформируется в одномерный. Сильная турбулентность может нивелировать действие магнитного поля. Область ускорения имеет резко неоднородную структуру [10,11], возникают токовые нити [12], в которых ускоряются ионы и области сжатия [10,11,13], испускающие ускоренные ионы. Возможно, продольное магнитное поле препятствует процессам сжатия и образованию многих ускоряющих структур, что снижает количество и энергию ионов.

Список литературы

- [1] Ecker B., Putnam S., Drickey D. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. Vol. 20. N 3. P. 301–306.
- [2] Strow D.O., Miller R.B. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1977. Vol. 24. N 3. P. 645–647.
- [3] Destler W.W., Floyd L.E., Cremer J.T. et al. // Proc. 4th Intern. Conf. on High Pow. Elec. Ion Beam (Research and Technology). Palaiseau, 1981. Vol. 2. P. 659–666.
- [4] Бурдаков А.В., Койдан В.С., Рогозин А.И. и др. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 4. С. 1391–1399.
- [5] Floyd L.E., Destler W.W. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 5. P. 1592–1599.
- [6] Рыжков В.Н., Плютто А.А., Беленцов П.Е. и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 52. Вып. 10. С. 2074–2078.
- [7] Беленцов П.Е., Капин А.Т., Плютто А.А. и др. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 12. С. 2120–2128.
- [8] Burger P. // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 6. P. 1938–1943.
- [9] Gutler W.H., Burger P. // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37. N 7. P. 2867–2873.
- [10] Плютто А.А., Капин А.Т. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 12. С. 2533–2543.
- [11] Плютто А.А., Суладзе К.В., Темчин С.М. и др. // Атомная энергия. 1969. Т. 27. № 5. С. 418–423.
- [12] Luce J.D., Sahlin H.L., Crites T.R. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. Vol. 20. N 3. P. 336–344.
- [13] Мхеидзе Г.П., Плютто А.А., Корон Е.Д. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 952–962.