

04;10;12

Зависимость устойчивости транспортировки сильноточного релятивистского электронного пучка в плотных газовых средах от параметров создаваемого плазменного канала

© Н.А. Кондратьев, В.И. Сметанин

Научно-исследовательский институт ядерной физики
при Томском политехническом университете,
634050 Томск, Россия
e-mail: alex@npi.tpu.ru

(Поступило в Редакцию 14 ноября 2003 г. В окончательной редакции 2 июля 2004 г.)

Представлены результаты по определению динамики плазменного канала, созданного сильноточным электронным пучком (энергия электронов $E_e = 1.1 \cdot 10^6$ eV, ток пучка $I_b = 2.4 \cdot 10^4$ A, длительность импульса $t = 60 \cdot 10^{-9}$ s) в газах: гелий (He), азот (N₂), неон (Ne), воздух (Air), аргон (Ar), криптон (Kr), ксенон (Xe), влажный воздух (Air:H₂O) при давлении от 1 до 760 Торг. Экспериментально подтверждено, что в газах, имеющих малое значение отношения частоты столкновений ν к скорости ионизации газа u_i , электронный пучок формирует широкий плазменный канал высокой проводимости $R_b/R_p < 1$ (где R_b — радиус пучка, R_p — радиус плазменного канала), обеспечивающий подавление крупномасштабной резистивной шланговой неустойчивости (РШН).

Введение

Повышенный интерес к прикладному использованию сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП), взаимодействующих с различными газовыми средами, предопределен не только их уникальными возможностями по транспортировке энергии высокой плотности через газ, но и возможностью осуществления ряда селективных плазмохимических реакций или синтеза соединений в пучковой плазме [1–3]. Однако устойчивая транспортировка РЭП через различные газовые среды может быть нарушена или вообще сорвана из-за развития крупномасштабных неустойчивостей, среди которых определяющей является резистивная шланговая неустойчивость (РШН) [4]. Данная неустойчивость была и по-прежнему остается предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [5–8]. При изучении механизмов развития РШН не были оставлены без внимания исследователей и процессы, касающиеся образования плазменного канала формируемого пучком в газе [9–13]. Результаты этих исследований получены в основном для ограниченного числа газовых сред: воздуха, азота, аргона, находящихся при давлениях узкого диапазона. В этом случае достаточно проблематично выявить основные определяющие закономерности устойчивой или неустойчивой транспортировки РЭП в зависимости от параметров и сорта газовой среды. Определение и учет этих основных закономерностей могут быть использованы при разработке методов подавления или стабилизации РШН, которые необходимо применять в различных технологических приложениях с участием сильноточных электронных пучков.

Экспериментальное оборудование

Эксперименты были проведены на ускорителе „Тонус“ [14], генерирующем РЭП с параметрами: энергия электронов $E_e = 1.1 \cdot 10^6$ eV, ток пучка $I_b = 2.0–2.4 \cdot 10^4$ A, длительность импульса $t_e = 60 \cdot 10^{-9}$ s. Сильноточный электронный пучок, имеющий диаметр на выходе из ускорителя $5 \cdot 10^{-2}$ m, инжектировался через анодную титановую фольгу толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ m в металлическую трубу дрейфа (ТД), имеющую диаметр $9.2 \cdot 10^{-2}$ m, заполняемую различными газами при давлениях от 1 до 760 Торг (рис. 1). Сильноточный

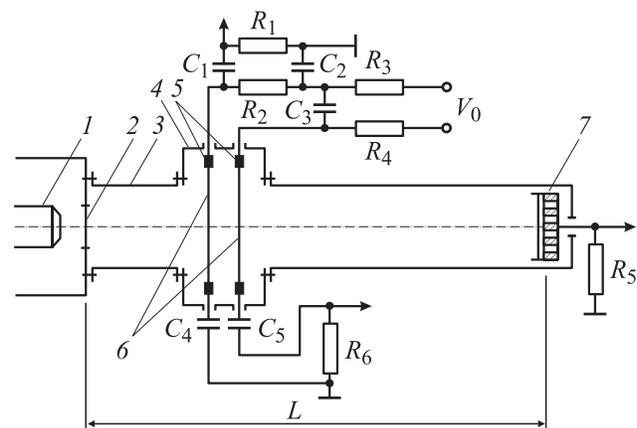


Рис. 1. Схема экспериментального оборудования и измерений: 1 — катод ускорителя, 2 — анод, 3 — труба дрейфа, 4 — экспериментальная камера регистрации проводимости, 5 — кольцевые держатели фольг, 6 — измерительные фольги, 7 — секционированный вакуумированный цилиндр Фарадея, $C_1–C_5$ — измерительный и компенсационные емкости, $R_1–R_6$ — измерительные сопротивления.

Таблица 1.

Сорт газа	M.m.	ρ , kg/m ³	ν , 10 ⁹ s ⁻¹	U_0 , eV	σ_g , 10 ⁻¹⁶ cm ²	E_{thr} , kV/cm	E_t/P , V/(cm · Torr)	α , ion · s/cm ³
He	4.0	0.17	6.69	24.5	2.83	2.4	13.0	$1.7 \cdot 10^{-8}$
Ne	20.1	0.90	4.20	21.5	4.14	5.3	1.9	$2.1 \cdot 10^{-7}$
N ₂	28.1	1.25	7.45	15.5	7.80		46.0	$1.4 \cdot 10^{-6}$
Air	28.9	1.29		16.3		31.2	42.0	$2.5 \cdot 10^{-6}$
Ar	39.9	1.78	5.90	15.7	6.46	7.5	3.6	$3.0 \cdot 10^{-7}$
Kr	83.8	3.74	5.30	14.0	7.54	17.5		$6.0 \cdot 10^{-7}$
Xe	131.3	5.58	5.80	12.0	9.16	18.2		$2.0 \cdot 10^{-6}$
Air + H ₂ O			13.9			25.0		

Примечание. M.m. — молекулярная масса, ρ — плотность, ν — частота столкновений при 15°C и давлении 760 Torr, U_0 — потенциал ионизации, σ_g — газокинетическое сечение ионизации, E_{thr} — пробивное статическое напряжение, E_t/P — напряжение пробоя при давлениях, близких к атмосферному, α — коэффициент диссоциативной рекомбинации.

РЭП транспортировался в следующих газовых средах: гелий (He), азот (N₂), неон (Ne), воздух (Air), аргон (Ar), криптон (Kr), ксенон (Xe), влажный воздух (Air:H₂O). В ходе экспериментов длина ТД изменялась и составляла для первого варианта $L_1 = 0.4$ м, для второго варианта $L_2 = 1.4$ м. Изменение длины ТД обеспечивало проведение необходимых измерений на расстояниях от анода ускорителя, на которых действие крупномасштабной неустойчивости не могло оказывать существенное влияние (L_1) и тогда, когда ее развитие может значительно изменить траекторию распространения РЭП (L_2). В ходе экспериментов измерялись следующие параметры: эффективность токопрохождения РЭП в ТД на расстояниях L_1 и L_2 от анода ускорителя как отношение тока пучка, измеренного вакуумированным цилиндром Фарадея (ЦФ) в конце ДТ (I_b), к току пучка, измеренному на выходе из ускорителя (I_{inj}), т.е. $\sim I_b/I_{inj}$; распределение плотности тока по сечению канала транспортировки, измеренное секционированным ЦФ, аналогично экспериментам, представленным в [15]; радиальный профиль проводимости плазменного канала, созданного РЭП в газе, и его временная динамика по методике, изложенной в [16].

Параметры используемых газов

При инъекции и транспортировке сильноточного РЭП в плотном нейтральном газе уровень проводимости и динамика плазменного канала, формируемого им, непосредственно зависят от характер атомных и молекулярных процессов протекающих в данном газе. Известно, что количество таких классифицируемых процессов значительно превышает несколько десятков. Среди них наиболее значимыми являются ионизация электронным ударом (упругие и неупругие столкновения, потеря энергии электронов на возбуждение колебательных и вращательных атомных уровней), многоступенчатая диссоциация, фотоионизация, лавинная ионизация (вторичными электронами и ионами, а также за счет передачи энергии молекулярных колебаний, плазменными электронами, приобретающими энергию в высокочастотных

полях возбуждаемых ленгмюровскими колебаниями), рекомбинация (электрон-ионная и ион-ионная), образование кластеров и отрицательных ионов, кинетика селективных химических реакций протекающих в канале транспортировки РЭП и т.д. Характер протекания этих процессов зависит не только от параметров самого РЭП (энергия электронов, величина тока и диаметр пучка), но также и от давления и сорта газа. Набор используемых в экспериментах газов позволил осуществлять транспортировку пучка в средах, значительно различающихся между собой по основным параметрам и константам. В табл. 1 данные газовые среды представлены в порядке возрастания их молекулярной массы (M.m.) и плотности ρ (kg/m³), а также приведен ряд наиболее важных, на наш взгляд, газовых констант. Безусловно, что в первую очередь интересны параметры, определяющие процессы ионизации: потенциал ионизации U_0 , частота столкновений ν , газокинетическое сечение ионизации σ_g . Для процесса электрического пробоя газа релятивистским электронным пучком наибольшую значимость представляют такие параметры, как пробивная статическая напряженность электрического поля E_{thr} , пороговый уровень пробоя при давлениях, близких к атмосферному E_t/P , где E_{thr} — напряженность электрического поля, P — давление газа [17].

Полученные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены результаты измерений распределения плотности тока (j_e) сильноточного РЭП по сечению канала транспортировки, полученные с помощью секционированного ЦФ, для длин ТД $L_1 = 0.4$ м и $L_2 = 1.4$ м, которые для большей наглядности были совмещены с результатами измерений радиальной проводимости пучковой плазмы σ (измерения выполнены на длине $L_1 = 0.4$ м). В проведенных исследованиях диапазон давления газов находился в пределах от 1 до 760 Torr, но в силу действующего ограничения на объем представляемого материала статьи все данные на рис. 2 приведены для одного значения давления газов

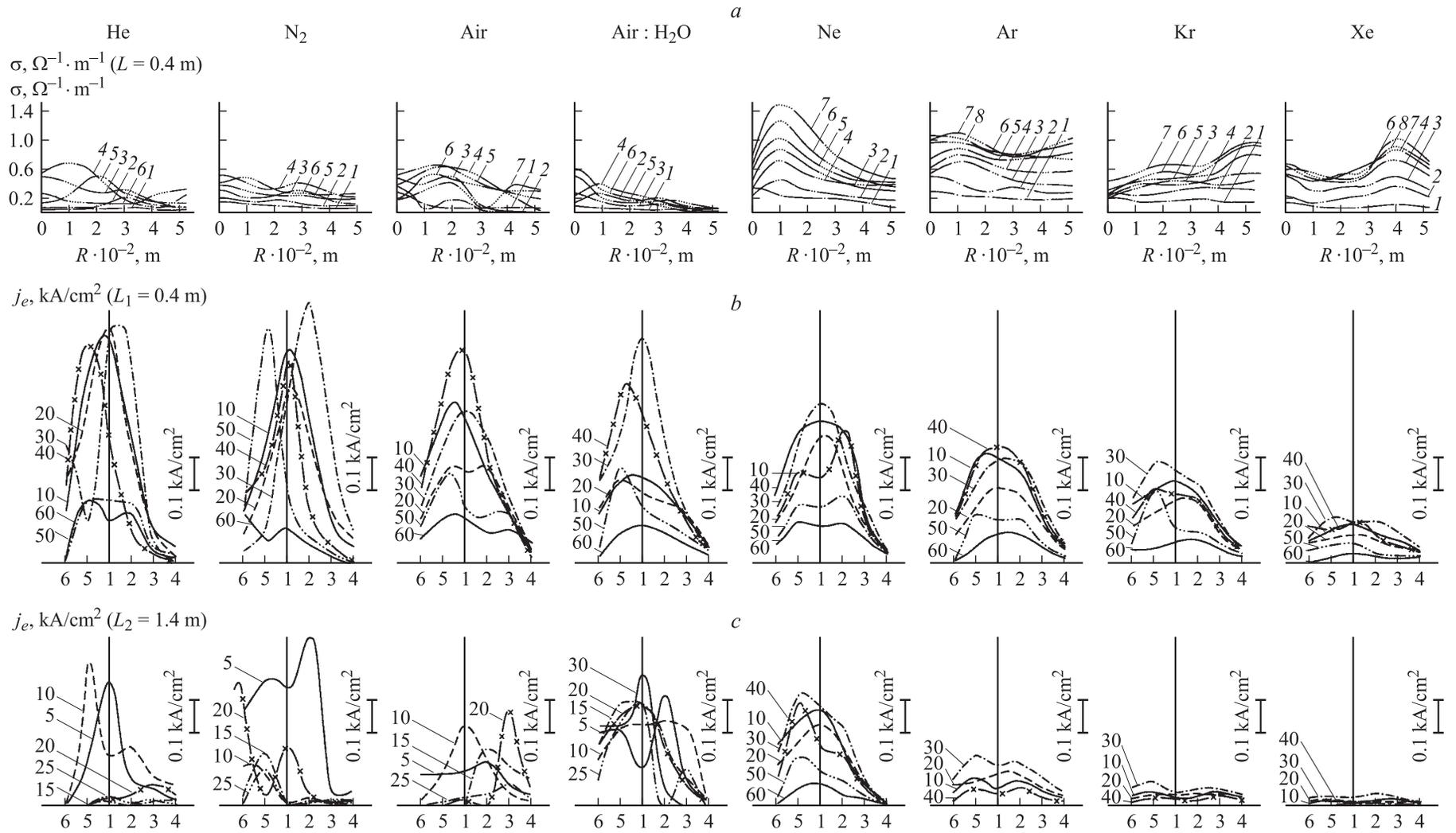


Рис. 2. Распределения плотности тока (j_e) сильноточного РЭП по сечению канала транспортировки, полученные с помощью секционированного ЦФ, для длин ТД $L_1 = 0.4$ м и $L_2 = 1.4$ м, и результаты измерений радиальной проводимости пучковой плазмы σ (измерения выполнены на длине $L_1 = 0.4$ м): *a* — радиальное изменение проводимости плазменного канала созданного РЭП в различных газовых средах в следующие моменты времени: 1 — $10 \cdot 10^{-9}$, 2 — $20 \cdot 10^{-9}$, 3 — $30 \cdot 10^{-9}$, 4 — $40 \cdot 10^{-9}$, 5 — $50 \cdot 10^{-9}$, 6 — $60 \cdot 10^{-9}$, 7 — $70 \cdot 10^{-9}$, 8 — $80 \cdot 10^{-9}$ s от начала импульса РЭП; *b, c* — распределение плотности тока (j_e) сильноточного РЭП по сечению канала транспортировки на расстоянии от ускорителя $L_1 = 0.4$ м (*a*) и $L_2 = 1.4$ м (*b*) в следующие моменты времени: 10 — $10 \cdot 10^{-9}$, 20 — $20 \cdot 10^{-9}$, 30 — $30 \cdot 10^{-9}$, 40 — $40 \cdot 10^{-9}$, 50 — $50 \cdot 10^{-9}$, 60 — $60 \cdot 10^{-9}$ s от канала импульса РЭП. Номера ламелей секционированного цилиндра Фарадея, расположенные по оси распространения, соответствуют радиусу R : 1 — 0, 2 — $1.15 \cdot 10^{-2}$, 2 — $2.15 \cdot 10^{-2}$, 3 — $3.15 \cdot 10^{-2}$, 4 — $4.15 \cdot 10^{-2}$, 5 — $2.15 \cdot 10^{-2}$, 6 — $4.25 \cdot 10^{-2}$ м.

Таблица 2. Эффективность токопрохождения (I_b/I_{inj}) и вычисленное значение степени токовой компенсации f_m в исследуемых газах, регистрируемые при $L_2 = 1.4$ м

Сорт газа	1 Torr		10 Torr		100 Torr		300 Torr		760 Torr	
	I_b/I_{inj}	f_m								
Ne	0.70	0.78	0.70	0.75	0.60	0.70	0.50	0.68	0.40	0.67
Ar	0.68	0.72	0.60	0.68	0.56	0.64	0.45	0.62	0.30	0.60
He	0.67	0.70	0.65	0.65	0.40	0.63	0.20	0.59	0.10	0.59
Air	0.68	0.72	0.58	0.68	0.32	0.65	0.30	0.60	0.28	0.58
N ₂	0.75	0.70	0.50	0.67	0.20	0.62	0.22	0.58	0.18	0.58
Air: H ₂ O	—	—	0.45	0.60	0.35	0.58	0.30	0.56	0.10	0.54
Kr	0.45	0.70	0.45	0.68	0.15	0.65	—	—	—	—
Xe	0.45	0.68	0.28	0.64	0.10	0.60	—	—	—	—

$P = 300$ Torr как наиболее характерного и отражающего все особенности полученных результатов. В свою очередь результаты определения эффективности токопрохождения (I_b/I_{inj}) в исследуемых газах, регистрируемые для $L_2 = 1.4$ м, представлены в табл. 2.

Достаточно высокие значения эффективности токопрохождения, полученные при L_1 практически для всех газовых сред, вполне объяснимы с точки зрения устойчивого распространения РЭП. Взаимодействие пучка с образуемой им плазмой обеспечивает полную зарядовую нейтрализацию и высокое значение степени токовой компенсации f_m , которую можно определить как $f_m = I_p/I_b$, где I_b — ток пучка электронов, I_p — плазменный ток индуцированный вихревой эдс [18]. В этом случае основные потери электронного пучка связаны с ионизацией и возрастающим рассеянием на атомах газа при повышении давления в ТД. Очевидное изменение характера распространения РЭП зафиксировано при определении эффективности его транспортировки на длине ТД, равной $L_2 = 1.4$ м. Наиболее вероятным процессом, значительно снижающим эффективность токопрохождения РЭП, является в большинстве газовых сред развитие крупномасштабной неустойчивости, проявляющейся в смещении электронного пучка относительно оси распространения вплоть до его выброса на стенки ТД (рис. 2, *c*). Незначительные поперечные колебания РЭП на дистанции $L_1 = 0.4$ м от ускорителя, наиболее заметные для He, N₂, Air (рис. 2, *b*), с ростом давления газовой среды и увеличением длины транспортировки до $L_2 = 1.4$ м заметно усиливаются, приводя к нарушению процесса распространения, несомненно, обусловленного развитием крупномасштабной резистивной неустойчивости. Механизм резистивной шланговой неустойчивости пучка в плазме конечной проводимости состоит в том, что на частицы, движущиеся в собственном магнитном поле, при малых случайных колебаниях (изгибах) пучка начинает действовать центробежная сила. Смещение РЭП в поперечном направлении под действием этой силы на расстоянии порядка собственного радиуса происходит за время, большее времени диффузии магнитного поля в окружающей плазме $t_d = 4\pi g r_e/c^2$, где g —

проводимость плазмы, r_e — радиус пучка. Для РЭП, смещающегося в поперечном направлении относительно оси распространения, смещение его магнитного поля, зависящее от проводимости плазмы, происходит медленнее и отстает по фазе от смещения пучка. Движение же пучка относительно собственного магнитного поля индуцирует в плазме обратный ток I_p , который пространственно разделен с током РЭП I_b , и магнитное расталкивание встречных токов приводит к дальнейшему увеличению амплитуды смещения пучка. Возрастающая амплитуда поперечных колебаний РЭП является следствием РШН. Подобные колебания приводят к срыву процесса транспортировки на расстояниях, не превышающих 1–3 бетатронных длины $L_{bet} = \pi r_e (I_A/I_b)^{0.5}$, где I_A — ток Альфвена, I_b и r_e — ток и радиус пучка соответственно [19]. Для РЭП, используемых в данных исследованиях, L_{bet} составляет порядка 0.3–0.35 м, и безусловно, что результаты, представленные на рис. 2, свидетельствуют о таком характерном возрастании амплитуды поперечных колебаний РЭП, первоначально (L_1) с малым пространственным масштабом и всевозрастающим в дальнейшем (L_2) до уровня, при котором пучок может быть выброшен на стенки трубы дрейфа, и его дальнейшая транспортировка становится невозможной как результат и прямое следствие развития РШН.

В работе [20] была исследована пространственная и временная эволюция РШН для РЭП, имеющего параметры, соразмерные с нашими: энергия электронов $E_e = 1.0 \cdot 10^6$ eV, ток $I_b = 2-10 \cdot 10^3$ А, инжектируемый в воздух при давлении $P = 0.1-630$ Torr. С помощью индуктивных датчиков была определена скорость поперечного смещения РЭП в зависимости от давления газовой среды (P) и длины транспортировки (L). Минимальная скорость смещения $U = 1 \cdot 10^7$ cm/s соответствовала $P = 0.77$ Torr, при этом величина смещения пучка невелика и равна $1.0-1.2 \cdot 10^{-3}$ м, а „шланговая“ частота $f_{hose} = 30 \cdot 10^6$ Hz. Дальнейшее увеличение давления газа приводило к резкому возрастанию скорости смещения, которая уже при $P = 100$ Torr составляла $U \sim 10^9$ cm/s, а амплитуда поперечного смещения пучка

от оси системы значительно превосходила его диаметр при $P = 630 \text{ Torr}$ ($L > 0.7 \text{ m}$, $f_{\text{hose}} = 180 \cdot 10^6 \text{ Hz}$).

Несомненно, что развитие или подавление (а в равной мере существенная задержка развития) резистивной шланговой неустойчивости при транспортировке сильнооточного РЭП в различных газовых средах зависит от проводимости формируемого им плазменного канала, а также от характера взаимодействия полей, индуцированных в системе плазма–пучок. Так, в [21,22] на основании предварительных экспериментов и численных расчетов, использующих модель „жесткого пучка“, которая позволила аналитически исследовать дисперсионные свойства РШН, было показано, что в случае, когда радиальный профиль равновесного плазменного тока R_p существенно шире соответствующего профиля электронного пучка R_b , т.е. $R_p \gg R_b$, имеет место подавление РШН. В то же время выполнение условия $R_p = R_b$ обуславливает наличие дополнительного механизма роста инкремента РШН. Очевидно, что с ростом отношения $R_b/R_p > 1$ неустойчивость существенно нарастает, так как большая часть обратного плазменного тока находится внутри пучка и, следовательно, эффективно работает механизм расталкивания противоположно направленных токов пучка и плазмы, приводящий к вытеснению РЭП из проводящего канала. В условиях, когда отношение $R_b/R_p \ll 1$, большая часть плазменного тока благодаря процессу лавинной ионизации оказывается вне пучка, что способствует удержанию РЭП вблизи его первоначальной оси распространения. Вероятно, что именно такие плазменные процессы, обуславливают полученные нами результаты (рис. 2), когда для газов Ne и Ar незначительные поперечные колебания РЭП (меньше радиуса пучка) с ростом давления газа и увеличения длины транспортировки не усиливаются, в то же время для газов N_2 , He, Air приводят к срыву процесса транспортировки. Формируемый сильнооточным пучком однородный широкий ($R_b/R_p < 1$) плазменный канал высокой проводимости в Ne, Ar, Kr, Xe с характерным максимумом на периферии пучка (рис. 2, а), свидетельствующим о прошедшем электрическом пробое газа в радиальном направлении, обеспечивает устойчивое распространение РЭП и демпфирование его поперечных колебаний на протяжении всей длины распространения. В то же время для газов He, Air, N_2 , Air:H₂O с ростом давления радиальный профиль проводимости стремится к $R_p = R_b$ и испытывает синхронные колебания, соответствующие смещению РЭП относительно оси распространения, существенно снижая его эффективность. Принимая во внимание, что параметры сильнооточного РЭП, инжектируемого в различные газы, оставались неизменными зарегистрированные существенные различия в видах радиальных профилей проводимости плазменных каналов исследуемых газовых сред могут быть обусловлены лишь различиями в механизмах плазмообразования. В обобщенном виде эти основные особенности формирования плазменных каналов и их влияние

на процесс транспортировки РЭП в различных газах сводятся к следующему.

При инжекции сильнооточного РЭП в нейтральный газ с параметрами, соответствующими нашему эксперименту, при давлении от 1 до 760 Torr головная часть пучка под действием некомпенсированного радиального электрического поля „разваливается“. Электроны на своем пути успевают произвести ионизацию газа, и последующая часть пучка становится скомпенсированной по заряду. Образующиеся в процессе ионизации вторичные частицы — медленные электроны и ионы более подвержены действию полей пространственного заряда и вплоть до $f_e = 1$ движутся в основном в радиальном направлении, покидая область, занятую пучком. После того как достигается полная нейтрализация пространственного заряда РЭП, вторичные электроны уже не будут покидать пучок и будут принимать участие в процессе ионизации, ускоряясь в индуцированном продольном электрическом поле E_z . Масштаб времени, соответствующий полной зарядовой нейтрализации, в нашем случае не превышает $1-4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ [18].

Максимальное значение плотности плазмы, возникающей при электрическом пробое газа, определяется балансом скорости ионизации u_1 и потерь заряженных частиц, обусловленных диффузией, рекомбинацией, осаждением на стенках ТД и т.д. Процесс электрического пробоя имеет резко выраженный пороговый характер, т.е. пробой происходит только при полях, превышающих определенное для каждого конкретного условий (в том числе и сорта газовой среды) значение E_i/P (табл. 1). Существование этого порога связано с сильной зависимостью скорости ионизации атомов электронным ударом u_i от величины электрического поля, а также и с тем, что наряду с ионизацией имеются механизмы, препятствующие развитию лавины. Лавину тормозят потери энергии электронов и потери самих электронов. В первом случае замедляется приобретение в электрическом поле энергии, достаточной для ионизации, во втором — обрыв цепей в цепной реакции размножения. Электроны теряют энергию на возбуждение электронных состояний атомов и молекул, молекулярных колебаний, а также при упругих столкновениях. В качестве примера такого перераспределения энергий на рис. 3 представлены данные, полученные для азота и воздуха [17]. В подтверждение этого в работе [23] на примере численной модели было показано, что для газов, в которых отношение частоты столкновений ν к скорости ионизации u_1 является достаточно малым, т.е. $\nu/u_i < 1$, формирование широкого ($R_b/R_p < 1$) плазменного канала наиболее вероятно. Экспериментальным подтверждением этой численной модели могут служить результаты, полученные нами для газов Ar, Ne, Kr, Xe. Проведено сравнение этих данных, представленных в табл. 1 ($V, E_i/P$), и радиальных профилей проводимости с аналогичными параметрами других газовых сред. Высокие ионизационные скорости u_i , характерные для Ne и Ar, определяют их низкий пороговый уровень

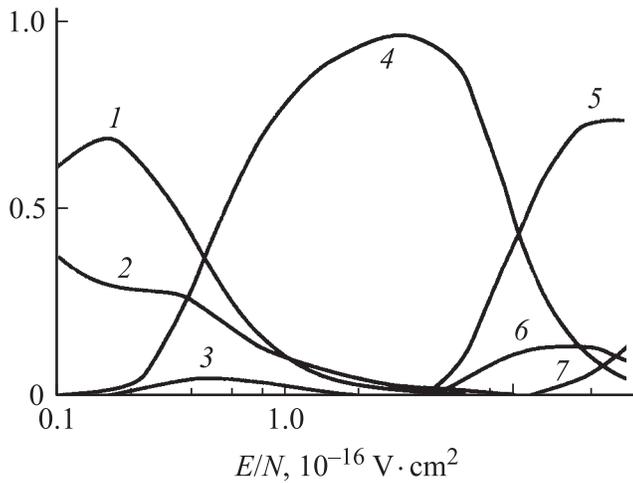


Рис. 3. Доли энергии в воздухе, передаваемые электронами в колебания O_2 (1), вращения O_2 и N_2 (2), упругие потери (3), колебания N_2 (4), затрачиваемые на электронное возбуждение N_2 (5) и O_2 (6), ионизацию O_2 и N_2 (7).

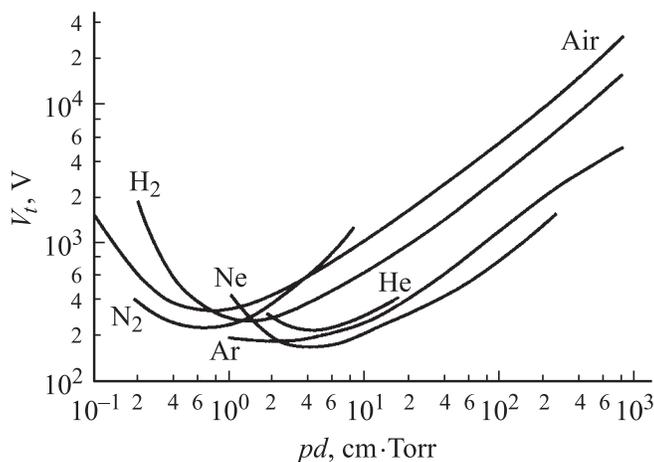


Рис. 4. Зависимость потенциала пробоя V_t различных газов от давления p и межэлектродного расстояния d (кривые Пашена).

пробоя при давлениях, близких к атмосферному E_t/P (соответственно 1.9 и 3.6 V/(cm·Torr)). Ионизационные возможности этих газов также подтверждаются и для условий стационарных исследований их потенциала зажигания в системе плоских электродов анод–катод. Эти результаты, полученные при различных давлениях газовой среды P и межэлектродных расстояниях d , известные как кривые Пашена, представлены на рис. 4 [17]. Для широкого диапазона давлений газа, значения пробивного напряжения V_t для Ne и Ar остаются самыми низкими.

Безусловно, важнейшим дополнением к вышеизложенному механизму процесса формирования плазменного канала является учет радиальной составляющей

электрического поля, определяемого из условия

$$E(r) = U/r \ln(r_2/r_1),$$

где U — напряжение (V), r_2 — радиус трубы дрейфа, r_1 — радиус пучка.

Оценка величины $E(r)$ для условий наших экспериментов имеет значение порядка $\sim 10^5$ V/cm. В [24] было показано, что в этом случае радиальное электрическое поле вытесняется на периферию пучка в процессе нейтрализации заряда. При этом максимум амплитуды электрического поля $E = (E_z^2 + E_r^2)^{1/2}$ сдвигался на „крылья“ пучка и лавинное размножение электронов приводило к образованию охватывающего пучок проводящего канала, существенно замедляющего развитие резистивной шланговой неустойчивости (рис. 5). Именно пробой в радиальном направлении формирует максимум профиля радиальной проводимости плазменного канала на краю РЭП (Ar, Ne, Kr, Xe). После пробоя образовавшаяся плазма обладает высокой проводимостью и величина электрического поля падает до нескольких сот вольт и менее.

К аналогичным выводам, качественно подтверждающим полученные нами результаты, приходят и авторы работ [25,26], использовавшие вычислительную методику определения проводимости, суть которой сводится к восстановлению пространственно-временных характеристик проводимости плазмы по результатам измерений распределения плотности плазменного $J_p(r, t)$ и пучкового $J_b(r, t)$ токов. Было продемонстрировано, что при инжекции РЭП в воздух и аргон с максимумом плотности тока на оси пучка распределение плазменного тока имеет максимальное значение на периферии

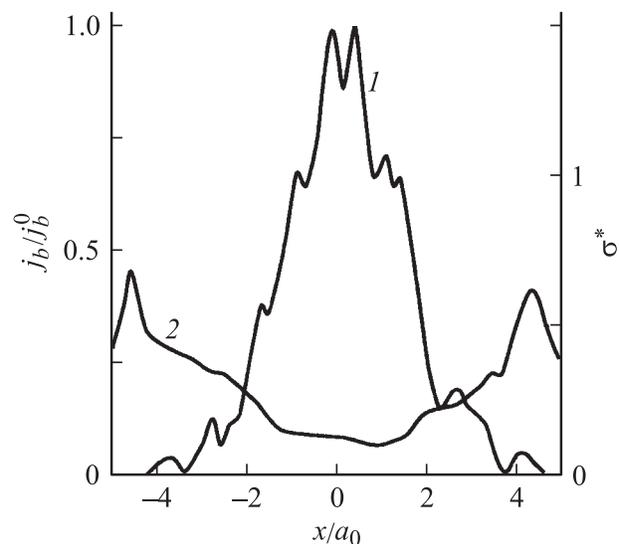


Рис. 5. Образование охватывающего РЭП $j_b(x)$ (1) проводящего канала $\sigma^*(x)$ (2), где j_b — плотность тока пучка электронов, j_b^0 — плотность тока пучка электронов в месте инжекции, σ^* — проводимость плазменного канала, a_0 — начальный радиус РЭП по оси x .

плазменного канала, а основной причиной этого явления служит лавинная ионизация, возникающая при выносе поля пространственного заряда пучка к стенкам камеры транспортировки.

Заключение

Основные результаты проведенных экспериментальных исследований по определению зависимости устойчивости транспортировки сильнооточного релятивистского электронного пучка в плотных газовых средах от параметров создаваемого плазменного канала сводятся к следующему.

1. В газовых средах, у которых газокинетические параметры обеспечивают малое соотношение частоты столкновений ν к скорости ионизации газа u_i , т.е. $\nu/u_i < 1$, сильнооточный РЭП формирует широкий плазменный канал высокой проводимости (для которого выполняется условие $R_b/R_p < 1$, где R_b — радиус пучка, R_p — радиус плазменного канала) и имеет место подавление крупномасштабной резистивной шланговой неустойчивости (РШН). Для газовой среды с отношением $R_b/R_p > 1$ имеет место усиление РШН.

2. Формированию широкого ($R_b/R_p < 1$) плазменного канала высокой проводимости предшествует вынос максимума амплитуды электрического поля $E = (E_z^2 + E_r^2)^{1/2}$ (E_z — продольное электрическое поле, E_r — радиальное электрическое поле) на периферию РЭП, где и происходит электрический пробой газа. Образующийся проводящий плазменный канал с максимумом проводимости на краю пучка также существенно подавляет развитие РШН.

Список литературы

- [1] *Норман Г.Э., Полак Л.С., Сопин П.И., Сорокин Г.А.* // Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды. М.: ИНХС АН, 1985. 33 с.
- [2] *Русанов В.Д., Фридман А.А.* // Физика химически активной плазмы. М. 1984. 230 с.
- [3] *Ремнев Г.Е., Пушкарев А.И., Пушкарев М.А.* // Изв. вузов. Физика. 2001. № 7. С. 91–94.
- [4] *Rosenbluth M.N.* // Phys. Fluids. 1960. Vol. 3. P. 932–937.
- [5] *Uhm H.S., Lampe M.* // Phys. Fluids. 1980. Vol. 21. N 8. P. 1574–1585.
- [6] *Lee E.P., Brandenburg J.E.* // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. P. 3403.
- [7] *Надеждин Е.Р., Сорокин Г.А.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 619–621.
- [8] *Choi E.H., Uhm H.S.* // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. P. 3356–3361.
- [9] *Кондратьев Н.А., Котляревский Г.И., Сметанин В.И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 118.
- [10] *Ali A.W.* // Laser and Particle Beams. 1988. Vol. 6. N 1. P. 105–117.
- [11] *Davey K.R.* // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. N 7. P. 1919–1927.
- [12] *Kiuttu G.F., Adler R.J., Richter-Sand R.J.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 15. P. 1668–1670.

- [13] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 6. С. 69–71.
- [14] *Глейзер И.З., Диденко А.Н., Дронова Л.П. и др.* // Атомная энергия. 1974. Т. 36. С. 378.
- [15] *Kondratiev N.A., Smetanin V.I., Surikov Yu.P.* // Nucl. Instrum. and Mes. Res. 1991. Vol. 53. P. 229–231.
- [16] *Kondratiev N.A., Kotliarevskii G.I., Smetanin V.I., Surikov Yu.P.* // Phys. Lett. A. 1990. Vol. 148. N 1. P. 89–94.
- [17] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 250.
- [18] *Агафонов А.В.* // Атомная техника за рубежом. 1973. № 10. С. 31–45.
- [19] *Абрамян Е.А., Альтеркоп Б.А., Кулешов Г.Д.* Интенсивные электронные пучки. М. 1984. 230 с.
- [20] *Lauwer E.J., Briggs R.J., Fessenden T.J.* // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1334–1352.
- [21] *Hubbard R.F., Fernsler R.F., Slinker S.P. et al.* // 5th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. San Francisco, 1983. P. 370–372.
- [22] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 3. С. 40–44.
- [23] *Сорокин Г.А.* // Коллективные методы ускорения и пучковоплазменные взаимодействия. М.: РИ АН СССР, 1982. 180 с.
- [24] *Куревлев Г.Ю., Сорокин Г.А.* // ТВТ. 1990. Т. 28. № 3. С. 436.
- [25] *Бондарь Ю.Ф., Климов В.И., Мхеидзе Г.П. и др.* // Тр. ИОФАН. 1994. Т. 45. С. 110–146.
- [26] *Мхеидзе Г.П., Савин А.А., Месляк Г.А.* // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М., 2000. Т. 4. С. 108–126.