

03

Сильные ударные волны и особенности течений ударно-сжатых газов в каналах рельсовых ускорителей

© С.В. Бобашев, Б.Г. Жуков, Р.О. Куракин, С.А. Поняев, Б.И. Резников, К.В. Твердохлебов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: bgzhukov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 16 июня 2014 г.)

Представлено экспериментальное исследование процессов генерации ударных волн и течений ударно-сжатых газов, сопровождающих разгон свободного (без ударника) плазменного поршня в каналах электромагнитных рельсовых ускорителей (рельсотронов). Эксперименты проводились в каналах, заполненных гелием или аргоном, при начальных давлениях 25–500 Торг. При давлениях 25 Торг достигнуты числа Маха ударной волны 32 (в аргоне) и 16 (в гелии). Установлено, что при одинаковых рабочих токах и начальных плотностях газа в канале скорости ударных волн в аргоне и гелии практически совпадают. Показано, что в отличие от классических ударных труб, присутствие сильного электрического поля в канале (до 300 В/см) определяет ряд особенностей движения ударно-сжатого слоя. При достижении высокой концентрации заряженных частиц за ударной волной это поле вызывает прохождение части разрядного тока через объем ударно-сжатого слоя, что приводит к сильному росту интенсивности его свечения.

Введение

Современные плазменные технологии применяют потоки плазмы для изменения свойств поверхностного слоя, нанесения различных покрытий и пленок и получения новых материалов [1,2]. Большинство генераторов плазмы, используемых в технологических целях, являются устройствами с малыми (дозвуковыми) скоростями истечения струи. При взаимодействии плазменной струи с поверхностью мишени интенсивность физико-химических процессов в приповерхностном слое, а следовательно, структура и свойства получаемого покрытия, сильно зависят от скорости натекания струи на мишень. Для ряда задач возникает необходимость разработки генератора высокоскоростных плазменных струй с высокой кинетической энергией потока. Эксперименты показали, что в качестве такого генератора может быть использован электромагнитный рельсовый ускоритель (рельсотрон), в котором разгоняется „свободный“ (без диэлектрического ударника) плазменный поршень (ПП) [3,4]. Ускорение ПП происходит в магнитном поле тока, протекающего по рельсам-электродам. Химический состав плазмы в основном определяется материалом, поступающим в канал из-за эрозии поверхности электродов при протекании разрядного тока. При выходе из канала плазма образует высокоскоростную плазменную струю, истекающую в объем камеры и взаимодействующую с мишенью, расположенной на ее траектории. Скорость ПП в выходном сечении и параметры плазмы зависят от рабочего тока в цепи разряда и начального давления газа в канале. Как ускоритель плазмы и генератор высокоскоростных потоков плотной низкотемпературной плазмы рельсотрон с медными и графитовыми электродами ранее исследовался нами в работах [3–6].

Разгон ПП сопровождается генерацией в канале сильных ударных волн (УВ) с параметрами, практически

недостижимыми в традиционных ударных трубах, которые являются наиболее распространенными устройствами для получения и исследования УВ и физических явлений в газах при высоких температурах. Элементарная теория ударной трубы определяет максимально возможное значение числа Маха УВ в исследуемом газе M_{1m} [7]. Последнее достигается при бесконечном отношении давлений рабочего и исследуемого газа $P_3/P_1 \rightarrow \infty$ и равно $M_{1m} = (\gamma_1 + 1)a_3/[(\gamma_3 - 1)a_1]$, где a_3 , γ_3 , a_1 , γ_1 — скорость звука и показатель адиабаты в рабочем и исследуемом газах. Если рабочий (толкающий) газ водород, а исследуемый газ в камере низкого давления аргон, значение $M_{1m} = 15$. Если исследуемый газ гелий, число M_{1m} значительно ниже (~ 9). При $P_3/P_1 = 10^3$ число Маха ударной волны в аргоне заметно меньше — $M_1 \approx 7$. Для увеличения отношения a_3/a_1 и M_1 производится ввод энергии в рабочий газ (нагрев электрическим разрядом или тепловыделением при горении взрывчатой смеси) или охлаждение исследуемого газа (криогенные ударные трубы) [7]. Для получения наиболее сильных ударных волн применяются взрывные ударные трубы [8]. В этих случаях сложность проведения эксперимента и требуемые ресурсы значительно возрастают.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование процессов, сопровождающих генерацию ударных волн и течений ударно-сжатых газов в рельсовых каналах. При этом фундаментальной особенностью таких течений является наличие достаточно сильного электрического поля (порядка 200–300 В/см) в поле течения.

1. Краткое описание эксперимента

Рельсовый ускоритель с медными электродами длиной 250 мм, сечением канала $A = 6.5 \times 5.5$ мм размещался в специальной камере со смотровыми ок-

нами, которая заполнялась до рабочих давлений $p_1 = 25\text{--}500\text{ Torr}$ исследуемым газом (гелий или аргон). Погонная индуктивность рельсов, измеренная в специальных опытах, имела значение $L' = 0.36\mu\text{H}/\text{m}$. Накопитель энергии в виде LC -линии формировал на нагрузке трапециевидный импульс тока с почти плоской вершиной. Амплитуда разрядного тока I варьировалась изменением зарядного напряжения U_0 на батарее конденсаторов и достигала 60 кА. Скорость ударной волны D определялась по отсечке лазерного излучения в двух сечениях канала — на расстоянии 45 мм от дульного среза и сразу после выхода из канала. В первом сечении также измерялась зависимость от времени интенсивности излучения ударно-сжатого слоя и ПП, при этом во всех опытах чувствительности оптических трактов были примерно одинаковы. В эксперименте также регистрировалась ЖФР-грамма распространения свечения по каналу. На выходе из канала измерялась разность потенциалов u_{muz} между рельсами, которая меньше полной разности потенциалов на входе в рельсотрон $u_{br} = u_{\text{muz}} + IL'v$ на величину индуктивного падения напряжения (v — скорость плазменного поршня). Более детальное описание схемы эксперимента и диагностического блока представлено в работе [9].

2. Физическая модель разгона ПП в канале ускорителя

Искровой пробой в казенной части канала инициирует токовую перемычку — ПП между рельсами-электродами, через которую начинает разряжаться накопитель. Магнитное поле разрядного тока I действует на ПП амперовой силой $F_A = LI^2/2$ и разгоняет ПП в направлении выхода из канала. При протекании большого импульсного тока в канал ускорителя поступают продукты эрозии поверхности электродов. Часть потока эрозионной массы захватывается ПП и вовлекается в движение, увеличивая массу ускоряемой плазмы [10]. В процессе движения ПП сжимает находящийся перед ним газ и генерирует в канале УВ, которая удаляется от его переднего фронта. Типичная ЖФР-грамма распространения свечения по каналу (рис. 1) показывает, что после установления тока рост скорости ПП прекращается, и движение переднего фронта свечения происходит со скоростью, близкой к постоянному значению. Это связано с тем, что с ростом скорости ПП суммарная сила, $F_{\text{sum}} = F_A - F_d - F_{er}$, действующая на ПП, и эффективность ускорения $dv/dx = F_{\text{sum}}/(mv)$ уменьшаются возрастающей силой давления p_2 в ударном слое $F_d = p_2A$, $p_2 \approx \rho_1 D^2(1 - \rho_1/\rho_2)$ и тормозящей силой $F_{er} = \dot{m}v$, пропорциональной скорости поступления массы $\dot{m} = kI$ в ПП. Здесь ρ_1 — начальная плотность газа в канале, ρ_2 — плотность газа за УВ, k — эффективный коэффициент эрозии электродов [4,10]. Можно утверждать, что материал боковых стенок канала не поступает в ПП, так как оргстекло сохраняет прозрачность после многократной серии выстрелов. Сила F_{er} возникает при захвате ПП части эрозионной массы, потерянной

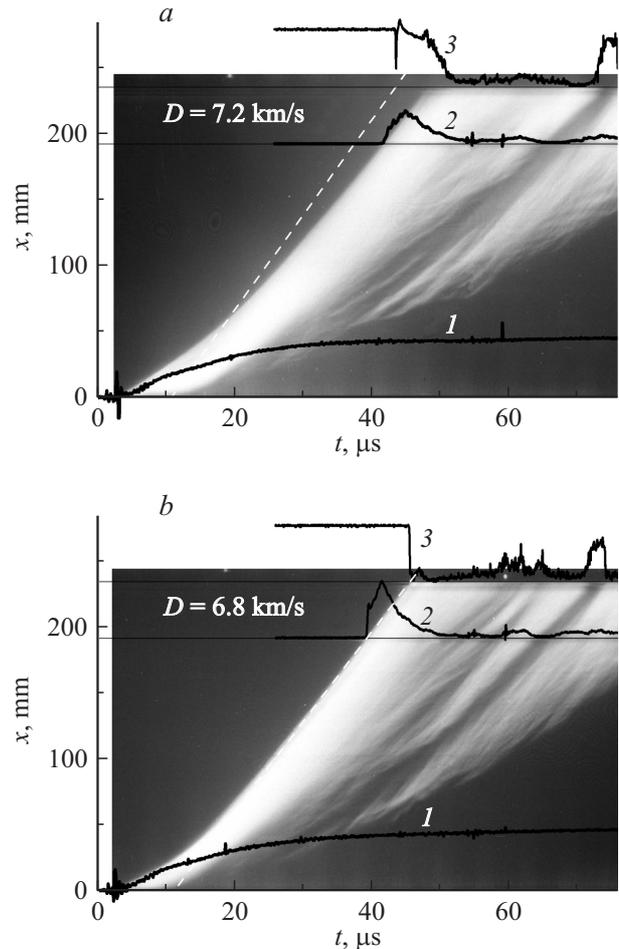


Рис. 1. Хронограммы свечения в каналах, заполненных гелием $p_1 = 500\text{ Torr}$ (а) и аргоном $p_1 = 50\text{ Torr}$ (б). Начальное напряжение на накопителе энергии $U_0 = 3.2\text{ kV}$. Зависимости от времени разрядного тока — I , интенсивности свечения, газа в сечении, отстоящем на 45 мм от дульного среза — 2, сигнала с фотодатчика лазерного луча вблизи выхода из канала — 3. Штриховая линия — положение ударной волны.

электродами, и вовлечении ее в движение. Соотношение между этими силами $F_d/F_{er} = \rho_1 AD/\dot{m}$ зависит от тока в разрядной цепи, сечения канала A , плотности ρ_1 и материала поверхности электродов. В квазистационарном режиме — $F_A(I) \approx \text{const}$, $F_{\text{sum}} \ll F_A$, скорость ПП близка к максимальной (предельно достижимой) скорости v_{lim} , которая выражается через естественные масштабы предельных скоростей v_d , v_e , связанных с действием только силы давления газа в ударном слое ($F_A = F_d$) или только эффектами захвата ПП части эрозионной массы ($F_A = F_e$) [3]

$$v_{\text{lim}} = \frac{v_d}{\chi(\beta)}, \quad v_d = \sqrt{\frac{2F_A}{C\rho_1 A}}, \quad v_e = \frac{F_A}{\dot{m}}, \quad (1)$$

$$\chi = \beta + \sqrt{1 + \beta^2}, \quad \beta = \frac{v_d}{2v_e}, \quad C = \frac{2}{1 - \rho_1/\rho_2}.$$

При отсутствии эрозии электродов $\dot{m} = 0$, значения $v_e = \infty$, $\beta = 0$, $\chi = 1$ и $v_{\text{lim}} = v_d$.

Параметры плазмы ударно-сжатого слоя для условий эксперимента

Газ	U_0 , kV	p_1 , Torr	D , km/s	M_{sw}	T_2 , 10^3 K	p_2 , atm	ρ_2/ρ_1	n_e , cm^{-3}	σ_2 , Мо/см
He	2.2	500	7.3	7.25	5.06	43	3.78	$2.65 \cdot 10^8$	$3.5 \cdot 10^{-8}$
He	3.2	250	10.6	10.5	10.4	45	3.9	$6.2 \cdot 10^{14}$	0.1
He	3.2	25	16.4	16.3	19.2	11.8	5.2	$2 \cdot 10^{17}$	50
Ar	1.2	100	4	12.5	12.3	27.5	4.81	$4.96 \cdot 10^{17}$	35.7
Ar	3.2	100	7.1	22.3	18.4	97	8.88	$9.6 \cdot 10^{18}$	101
Ar	2.2	50	7	21.9	17.4	47	9.09	$4.86 \cdot 10^{18}$	91.5
Ar	3.2	25	10.3	32.3	22.5	52	11.4	$7.66 \cdot 10^{18}$	134

3. Результаты эксперимента

3.1. Выбор аргона и гелия для заполнения канала связан с достаточно простой зависимостью внутренней энергии одноатомных газов от температуры. Существенно, что молярные массы этих газов различаются на порядок, что при одинаковых начальных давлениях и температурах приводит к десятикратному отличию плотностей и трехкратному отличию величины скорости звука и числа Маха ударной волны. Для интерпретации результатов экспериментов необходимо знание параметров газа в ударно-сжатом слое, находящемся между ПП и ударной волной. Расчет ударных адиабат и равновесного состава ударно-сжатой плазмы для условий экспериментов проводился по методикам, близким к использованным в работах [11,12]. Результаты расчетов хорошо совпадают с данными, полученными в работе [12]. Электропроводность плазмы рассчитывалась по модели работы [13] с учетом эффектов неидеальности плазмы. Детали расчета даны в Приложении.

Физические параметры плазмы приведены в таблице для широкого диапазона начальных давлений и чисел Маха УВ. Расчет показывает, что при одинаковой скорости УВ вследствие десятикратного отличия молярных масс температура газа за УВ в аргоне значительно выше, чем в гелии, а большая разница в потенциалах ионизации (аргон — 15.76 eV, гелий — 24.59 eV) приводит к отличию концентрации электронов и удельной электропроводности плазмы за УВ на несколько порядков. Как показал эксперимент, это обстоятельство является фундаментальным фактором, определяющим при больших числах Маха различия интенсивности свечения ударно-сжатого слоя в аргоне и в гелии, форму распределения интенсивности свечения по длине канала (разд. 3.3) и изменение проводимости ПП и ударно-сжатого слоя от времени при истечении ПП и ударно-сжатого слоя из канала (разд. 3.4).

3.2. Максимальные значения параметров УВ получены в каналах, заполненных аргоном ($D = 10.3$ km/s, $M_{sw} \approx 32.3$) и гелием ($D = 16.4$ km/s, $M_{sw} \approx 16.3$) при начальном давлении $p_1 = 25$ Torr. Измеренные зависимости скорости УВ $D(U_0)$ от начального напряжения U_0 на конденсаторах LC-линии представлены на рис. 2. Результаты эксперимента: 1) — при одинаковом начальном давлении скорость УВ растет с ростом напряжения U_0 и соответственно разрядного тока; 2) — при

одинаковой величине запасенной энергии ($U_0 = \text{const}$) скорости УВ зависят от начальной плотности газа ρ_1 , убывая с увеличением ρ_1 ; 3) — при $p_1(\text{He})/p_1(\text{Ar}) = 10$, что соответствует одинаковым значениям плотности ρ_1 , зависимости $D(U_0)$ в каналах, заполненных аргоном и гелием, практически совпадают. Лишь при скоростях УВ $D > 5$ km/s начинают проявляться небольшие отличия, что связано с уменьшением эффективного показателя адиабаты $\gamma_{ef} = (1 + \rho_1/\rho_2)/(1 - \rho_1/\rho_2)$ из-за электронного возбуждения и ионизации аргона.

Простую интерпретацию близости зависимостей $D(U_0)$ в аргоне и в гелии при одинаковых начальных плотностях ρ_1 можно получить, считая, что движение ПП после установления разрядного тока происходит с постоянной скоростью, близкой к максимальной (рис. 1). В этом случае $F_A = L'I^2/2 \approx F_d + F_{er}$. При $\rho_1 AD/\dot{m} > 1$ сила $F_{er} < F_d$ [10]. В этом случае можно записать приближенное равенство $F_A \approx F_d = 2(\gamma_{ef} + 1)^{-1} \rho_1 AD^2$, откуда следует соотношение

$$D \approx I(\gamma_{ef} + 1)^{1/2} \rho_1^{-1/2}, \quad (2)$$

которое качественно описывает все три основных экспериментальных результата (рис. 2), перечисленные в разд. 3.2.

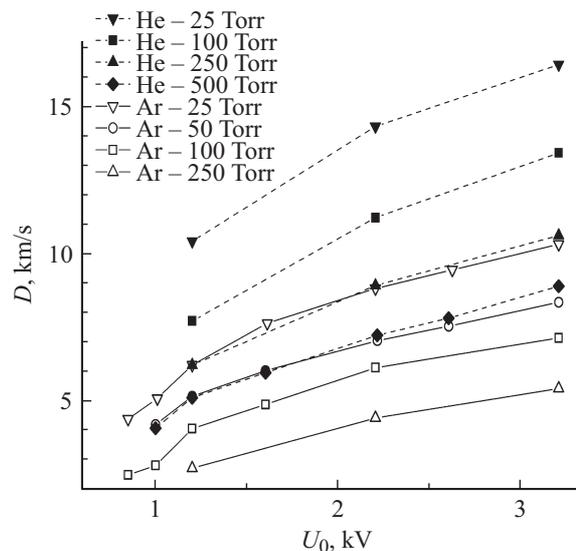


Рис. 2. Скорости ударных волн D в канале рельсотрона при различных напряжениях U_0 и начальных давлениях газов в канале.

3.3. Влияние электрического поля на течение ударно-сжатых газов проявляется на зависимостях от времени интенсивности свечения газа в сечении, расположенном в 45 мм от дульного среза, и разности потенциалов между рельсами $u_{\text{муз}}$, измеренной на дульном срезе. Распределения интенсивности свечения B вдоль канала для гелия и аргона представлены на рис. 3 и 4 для различных скоростей УВ (различных начальных давлений и напряжений на батарее $U_0 = 1.2\text{--}3.2\text{ kV}$). По оси абсцисс отложено расстояние $\delta = x_{sw} - x = (t_{sw} - t)D_{\text{exp}}$ произвольного сечения канала x от положения фронта УВ x_{sw} в момент t_{sw} . Здесь D_{exp} — скорость УВ, измеренная в момент t_{sw} . Такое преобразование координаты является линейным для области канала, где УВ движется с почти постоянной скоростью $D_{\text{exp}} \approx D(t_{sw})$, что выполнялось во всех экспериментах после выхода тока на постоянное значение [4,5].

Для всех режимов, показанных на рисунках, наблюдается рост интенсивности свечения ПП с ростом разрядного тока (начального напряжения на батарее), что является следствием возрастания температуры плазмы в ПП. Различия формы распределений интенсивности свечения каналов, заполненных аргоном и гелием, начинаются с того, что при одинаковых значениях скорости УВ в аргоне и гелии величина максимума свечения ПП в канале, заполненном аргоном, всегда заметно больше, чем при заполнении канала гелием (рис. 3 и рис. 4, *b*). Этот факт не согласуется с представлением о том, что состав ПП определяется исключительно материалом поверхности электродов. Проблема разрешается, если допустить, что при формировании ПП и его движении в канале в объеме ПП присутствуют компоненты плазмы газа, заполняющего канал, которые различно

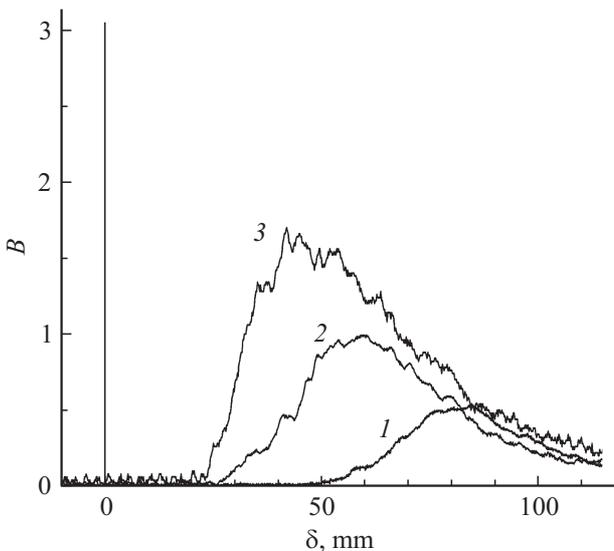


Рис. 3. Распределение интенсивности свечения B (отн. ед.) в каналах, заполненных гелием $p_1 = 500\text{ Torr}$, как функция расстояния $\delta = (t - t_{sw})D_{\text{exp}}$ (мм) от фронта УВ (t_{sw} — момент прохождения сечения x_{sw} ударной волной, D_{exp} — скорость УВ в момент t_{sw}). $D\text{ km/s}$, $U_0\text{ kV}$: 1 — 5.1, 1.2; 2 — 7.3, 2.2; 3 — 8.9, 3.2.

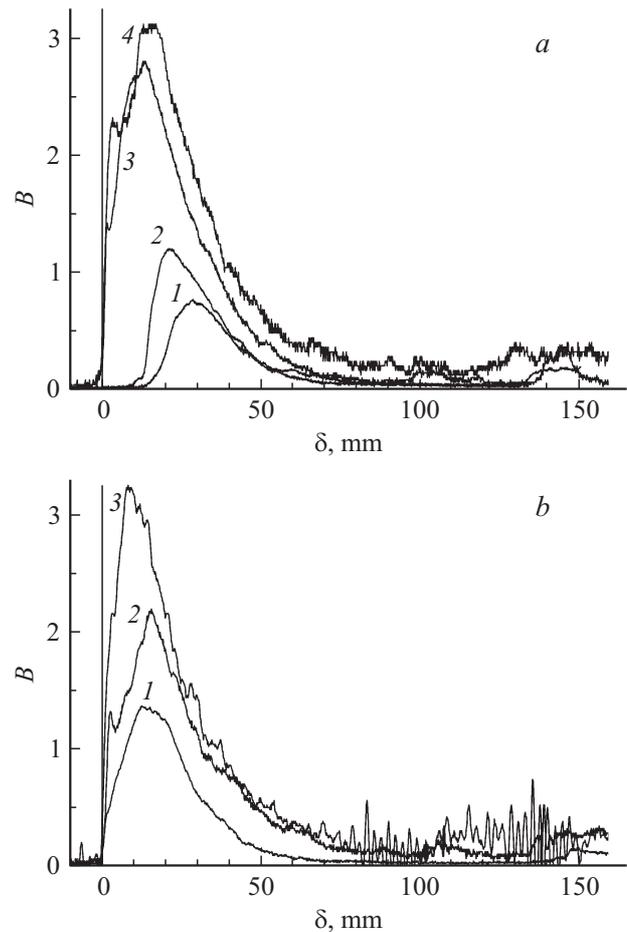


Рис. 4. То же в канале, заполненном аргоном: *a* — $p_1 = 100\text{ Torr}$, $D\text{ km/s}$, $U_0\text{ kV}$: 1 — 2.8, 1; 2 — 4, 1.2; 3 — 6.1, 2.2; 4 — 7.1, 3.2; *b* — $p_1 = 50\text{ Torr}$, $D\text{ km/s}$, $U_0\text{ kV}$: 1 — 5.1, 1.2; 2 — 7, 2.2; 3 — 8.3, 3.2.

влияют на интенсивность излучения ПП. При равенстве скоростей УВ, что выполняется при одинаковых амперовых силах, действующих на ПП — $I(\text{He}) = I(\text{Ar})$, и одинаковых начальных плотностях газа в канале — $p_1(\text{He}) = 10p_1(\text{Ar})$, число Маха и температура газа за УВ в аргоне значительно выше, чем за УВ в гелии (рис. П1 и таблица). В этом случае присутствие в объеме ПП газа с более высокой температурой (аргон) приводит к большей максимальной интенсивности свечения ПП, чем в случае газа с меньшей температурой (гелий).

Наиболее интересный результат эксперимента — это установление зависимости пространственного распределения свечения в канале от сорта газа и скорости УВ. В каналах, заполненных гелием (рис. 3), при всех исследованных параметрах ($p_1 = 25\text{--}500\text{ Torr}$, $U_0 = 1\text{--}3.2\text{ kV}$, $D = 4\text{--}16.4\text{ km/s}$) интенсивность свечения ударного слоя пренебрежимо мала. В каналах, заполненных аргоном (рис. 4, *a*, кривые 1 и 2), при скоростях УВ меньших критической скорости, зависящей от давления и для $p_1 = 100\text{ Torr}$ примерно равной 4 km/s , в окрестности УВ также имеется достаточно протяженный слой газа, в котором свечение отсутствует.

При превышении этой скорости картина принципиально изменяется. Во всем объеме ударно-сжатого слоя, начиная от ближайшей окрестности УВ, возникает свечение (кривые 3, 4 — рис. 4, а, 4, б), интенсивность которого растет в направлении к ПП и сравнима с излучением ПП. Это означает, что появление свечения ударно-сжатого слоя имеет пороговый характер. Скачкообразный рост интенсивности свечения за УВ в аргоне можно объяснить перетеканием части разрядного тока из области ПП в область ударно-сжатого слоя. Механизм прохождения тока в ударно-сжатом слое через границу холодный электрод-плазма связан с двумя причинами. Первая — это термическая ионизация в объеме ударно-сжатого слоя газа за УВ. При малых скоростях УВ ионизация газа за УВ пренебрежимо мала. Ток в ударно-сжатом слое отсутствует, поскольку разности потенциалов ~ 100 В недостаточно для пробоя всего межэлектродного промежутка. Сильная УВ разогревает и ионизует газ, создавая высокую начальную плотность заряженных частиц в объеме ударно-сжатого слоя. В отсутствие электрического тока в ударно-сжатом слое вблизи электродов образуются слои объемного заряда толщиной порядка дебаевского радиуса r_D . Значительная часть разности потенциалов u_{br} сосредоточена на этих слоях. При концентрациях носителей заряда за УВ $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и более (аргон, $D \geq 4 - 5 \text{ km/s}$) в дебаевском слое возникает область сильных электрических полей $E \cong u_{br}/r_D \approx 10^6 - 10^7 \text{ V/cm}$ и начинает работать второй механизм — взрывная электронная эмиссия [14,15] с последующим развитием дугового разряда и протеканием тока в проводящем ударно-сжатом слое. Высокие значения концентрации в аргоне $n_e \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ достигаются при скоростях УВ, превышающих 5 km/s (таблица и рис. П3). В гелии при $p_1 = 500 \text{ Torr}$ такие значения концентраций и электропроводности достигаются только при скоростях около 20 km/s .

Для оценки влияния прохождения тока в УС на параметры газа за УВ вычислим отношение $J = E_{DJ}/(D^2/2)$ энергии $E_{DJ} = j^2 t / (\sigma_2 \rho_2)$, выделяющейся в единице массы ударно-сжатого слоя при прохождении тока плотности j , к величине удельной кинетической энергии единицы массы газа $D^2/2$. Здесь $j = I_{sl}/S$ — плотность тока в ударном слое, проходящего через единицу поверхности рельсов, $S = h\Delta$, h — высота рельсов, Δ — протяженность ударно-сжатого слоя, σ_2 — электропроводность газа за УВ. При сильной УВ ($h_2 \gg h_1$, $\rho_2/\rho_1 \gg 1$) из закона сохранения энергии на скачке следует, что кинетическая энергия потока почти полностью переходит в энтальпию газа h_2 за УВ

$$h_2 = h_1 + \frac{D^2}{2} [1 - (\rho_1/\rho_2)^2]. \quad (3)$$

Для эксперимента в ударно-сжатом аргоне при $D = 6 \text{ km/s}$ использовались следующие значения параметров: $\sigma_2 = 80 \text{ Mo/cm}$, $\rho_2 = 1.7 \text{ kg/m}^3$, $t = 10 \mu\text{s}$, $h = 6 \text{ mm}$, $\Delta = 3 \text{ cm}$. При токе утечки $I_{sl} = 1 \text{ kA}$, $j = 5.5 \cdot 10^6 \text{ a/m}^2$,

$j^2/(\sigma_2 \rho_2) = 2000 \text{ MW/kg}$, $E_{DJ} = 0.02 \text{ MJ/kg}$, $J \approx 10^{-3}$. Такой ток не влияет на параметры ударно-сжатого слоя. Для тока $I_{sl} = 10 \text{ kA}$ величина $J \approx 0.1 \ll 1$. При больших токах требуются более аккуратные оценки с учетом потерь выделяющейся джоулевой энергии.

3.4. Для исследования влияния электрического поля на течение в ударно-сжатом слое аргона и гелия введем понятие полной проводимости области, занятой ПП и ударно-сжатым слоем — $\Sigma = I/u_{muz}$. Величина Σ пропорциональна разрядному току I и обратно пропорциональна разности потенциалов между рельсами u_{muz} в выходном сечении канала. Последняя может рассматриваться как падение напряжения на активном сопротивлении цепи, состоящей из двух параллельных участков ПП и ударно-сжатого слоя. Изменение про-

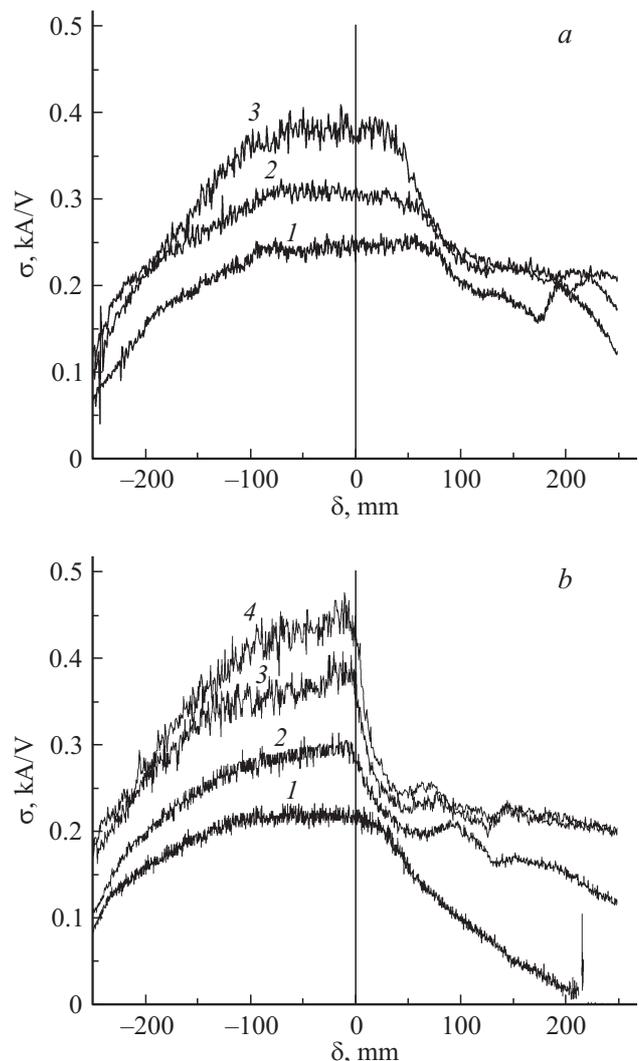


Рис. 5. Изменение полной проводимости ПП и ударного слоя $\Sigma = I/u_{muz}$ в канале, заполненном гелием $p_1 = 500 \text{ Torr}$ (а) и в канале, заполненном аргонем $p_1 = 100 \text{ Torr}$ (б); $\delta = (t - t_e)D_{exp}$, мм; t_e — момент начала истечения ударно-сжатого слоя из канала; а — $D \text{ km/s}$, $U_0 \text{ kV}$: 1 — 5.1, 1.2; 2 — 7.3, 2.2; 3 — 8.9, 3.2; б — $D \text{ km/s}$, $U_0 \text{ kV}$: 1 — 2.8, 1; 2 — 4, 1.2; 3 — 6.1, 2.2; 4 — 7.1, 3.2.

водимости $\Sigma(t) = I(t)/u_{muz} = \sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2$ от времени как функции $\Delta = (t - t_e)D_{\text{exp}}$ представлено на рис. 5 для различных интенсивностей УВ при заполнении каналов гелием (рис. 5, *a*) и аргоном (рис. 5, *b*). При $\Delta < 0$ ПП и ударно-сжатый слой находятся в канале, а при $\Delta \geq 0$ начинается их истечение из канала. Здесь $\sigma_1, \sigma_2, l_1, l_2$ — удельные проводимости и продольные размеры ПП и ударно-сжатого слоя, t_e — момент прихода УВ к дульному срезу и начало истечения из канала, D_{exp} — измеренная скорость УВ в контрольном сечении. При $t < t_e$ проводимость $\Sigma(t)$ увеличивается со временем в связи с увеличением разрядного тока и скорости ударной волны, при этом величина максимальной проводимости $\Sigma(t_e)$ возрастает с увеличением интенсивности УВ на выходе из канала. После прихода УВ к дульному срезу $t > t_e$ изменение проводимости от времени в каналах, заполненных гелием и аргоном, имеет различный характер. В каналах, заполненных гелием (рис. 5, *a*), при истечении ударно-сжатого слоя проводимость Σ сначала не изменяется из-за малой ионизации за УВ и начинает уменьшаться только при истечении ПП. В каналах, заполненных аргоном (рис. 5, *b*), истечение из канала ионизованного ударно-сжатого слоя с достаточно высокой проводимостью сразу же приводит к резкому снижению проводимости Σ . Для относительно слабых УВ в аргоне вклад ударно-сжатого слоя в проводимость цепи пренебрежимо мал, и уменьшение проводимости $\Sigma \approx \sigma_1 l_1$ происходит с небольшой задержкой (кривая *I*), что повторяет зависимость $\Sigma(\Delta)$ для каналов, заполненных гелием. Эти факты подтверждают влияние электрического поля в канале на течение ионизованного аргона и независимость течения слабо ионизованного гелия от электрического поля.

Заключение

Результаты экспериментов позволяют заключить, что рельсовые ускорители могут генерировать ударные волны большой интенсивности с удельной плотностью энергии плазмы $\epsilon \approx 0.1$ МДж/г, приближающейся к значениям для взрывных ударных труб. При больших скоростях УВ, создающих значительную концентрацию заряженных частиц в единице объема ударного слоя $\sim (1-10)10^{18}$ см⁻³, наличие электрического поля в зоне ударно-волнового течения приводит к протеканию тока в проводящем ударно-сжатом слое, свечению его объема и уменьшению амперовой силы, ускоряющей ПП.

Полученные результаты экспериментально подтверждают предсказанный ранее эффект утечки тока через проводящий ударный слой [16]. Это делает актуальным более детальное изучение структуры течения в канале и разработку адекватной физической модели ускорения ПП в условиях генерации сильной УВ и ионизованного ударно-сжатого слоя.

Приложение. Параметры плазмы в ударном слое

1. Из литературы известен ряд работ, содержащих результаты расчетов параметров газа за ударными волнами в инертных газах [8,11,12,17]. Определение термодинамических параметров газа за УВ (температуры T_2 , давления p_2 , плотности ρ_2) сводится к решению системы уравнений, описывающей сохранение массы, импульса и энергии при сжатии газа УВ [18] совместно с термическим и калорическим уравнением состояния плазмы и дополнительными уравнениями, описывающими химические превращения и ионизацию в атомах в неидеальной плазме [19]. В рассматриваемом диапазоне параметров предполагалось, что ударно-сжатый слой — трехкомпонентная смесь идеальных газов, состоящая из атомов, однократно ионизованных ионов и электронов. Выражение для снижения потенциала ионизации записывалось для дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле [11], кулоновской поправкой к давлению пренебрегалось. Энергии электронного возбуждения атомов и ионов $\Delta E_{a,i}^{el}/RT$ и статистические веса уровней рассчитывались по данным справочника [20] (т. 1). Результаты расчетов $T_2, p_2, \rho_2/\rho_1, n_e, x_a, x_e, h_2$ как функций D или M выводились в виде матрицы параметров для различных начальных давлений 500, 250, 100, 50 и 25 Торр. Расчетные значения давления газа за УВ p_2 практически не отличаются от данных таблиц [12]. При максимальном значении $M = 30$ отличия по температуре аргоновой плазмы около 2%, степени сжатия 3%, а концентрации электронов 6%. Последнее связано с неучетом двукратной ионизации.

2. Электропроводность неидеальной плазмы аргона и гелия рассчитывалась по модели работы [13], использующей соотношение типа формулы Фроста и рассматривающей новые квазичастичные состояния в классификации электронно-ионных взаимодействий. При расчете электропроводности учитывался вклад столкновений электронов с ионами, возбужденными атомами (*ea*), столкновительными комплексами (*cc*) и частицами, находящимися в квазисвязанных состояниях (*qbs*). Использование методики настоящей работы мотивировано удовлетворительным совпадением расчетных значений с экспериментальными данными, полученными для условий слабонеидеальной плазмы инертных газов ($T_2 \approx (1-2) \cdot 10^4$ К, $P_2 \approx 10-20$ атм) [21]. Расчетная формула для электропроводности записывалась в виде

$$\sigma = \sigma_{sp} \frac{n_e}{n_i + n_*} J,$$

$$J = \frac{1}{6} \int_0^8 \frac{n_e/n_a x^3 \exp(-x)}{n_e/n_a + 8.934 \cdot 10^{-4} \frac{n_e}{n_i + n_*} q(E)E^2 / \ln(\Lambda)} dx,$$

$$n_* = n_{ea} + n_{cc} + n_{qbs},$$

$$\frac{n_e}{n_i + n_*} = 1 - 0.47\alpha^{2/3} - 0.325\alpha^{4/3},$$

$$\alpha = \frac{e^2}{kTr_D}, \quad r_D = (8\pi kTe^2 n_e)^{-1/2}.$$

Здесь $\sigma_{sp} = 0.0153T^{3/2}/\ln \Lambda$ Мо/м — спитцеровская проводимость, n_e, n_i, n_a — числовая плотность электронов, ионов и атомов, $x = E/kT$ — безразмерная энергия электрона, $q(E) = \sigma_{ea} 10^{16}$ — транспортное сечение рассеяния электрона на атомах газов, приведенное в таблицах [22], $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, $\Lambda = 3\sqrt{2}/\alpha$.

3. Некоторые результаты расчета параметров газа за УВ для течений аргона и гелия при одинаковой начальной плотности газа в канале представлены на рис. П1–

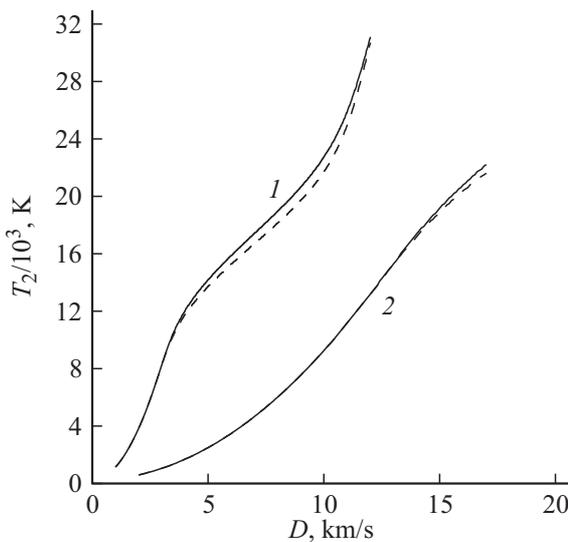


Рис. П1. Зависимость температуры газа за УВ от скорости ударной волны в аргоне ($p_1 = 50$ Torr) — 1 и гелии ($p_1 = 500$ Torr) — 2. Штриховые линии $p_1 = 25$ Torr (аргон), $p_1 = 250$ Torr (гелий).

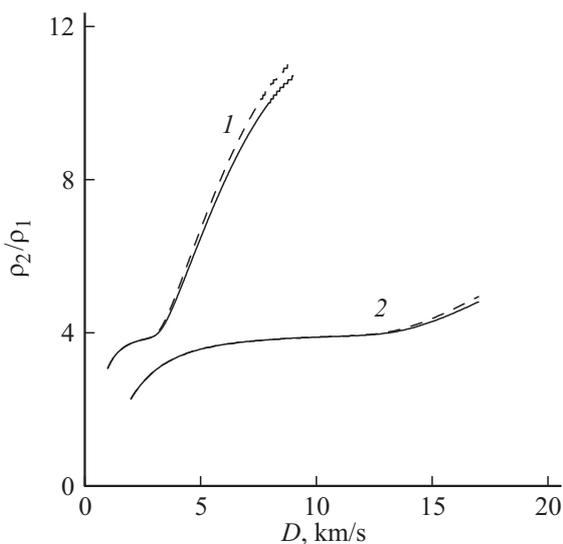


Рис. П2. Зависимость степени сжатия ρ_2/ρ_1 от скорости ударной волны D для аргона — 1 и гелия — 2. Сплошные линии $p_1(\text{Ar}) = 50$ Torr, $p_1(\text{He}) = 500$ Torr, штриховые линии $p_1(\text{Ar}) = 25$ Torr, $p_1(\text{He}) = 250$ Torr.

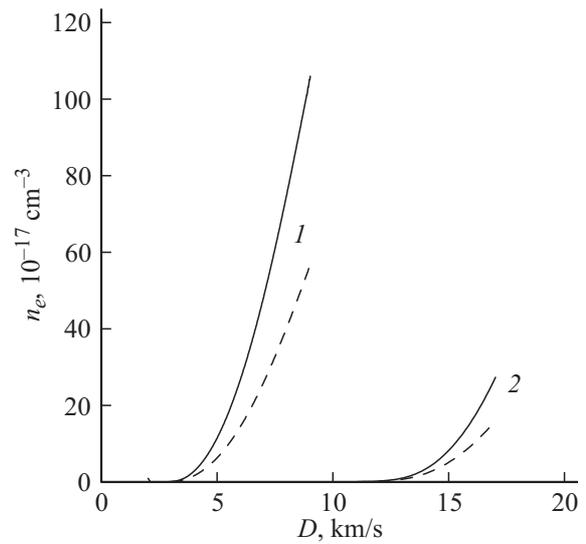


Рис. П3. Зависимость электронной концентрации n_e от скорости ударной волны D для аргона — 1 (сплошная линия) $p_1(\text{Ar}) = 50$ Torr, штрихи $p_1(\text{Ar}) = 25$ Torr и гелия — 2 (сплошная линия $p_1(\text{He}) = 500$ Torr, штрихи $p_1(\text{He}) = 250$ Torr.

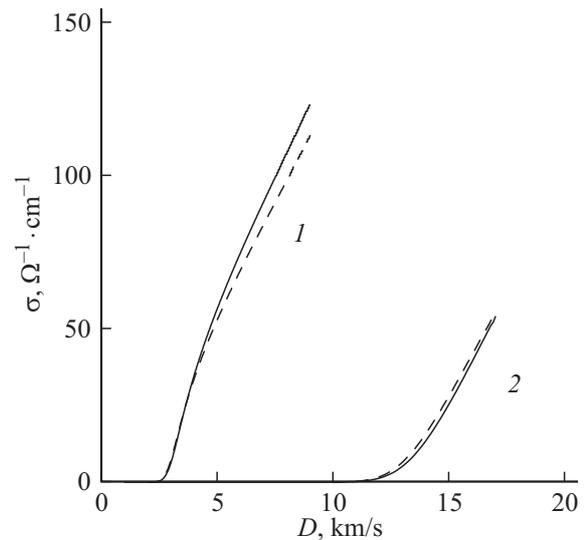


Рис. П4. Зависимость удельной электропроводности плазмы в ударном слое σ от скорости ударной волны D для аргона — 1 и гелия 2 (сплошная линия и штрихи относятся к тем же давлениям, что на рис. П3).

П4. На рис.П1 представлены зависимости температуры ударно-сжатого аргона и гелия от скорости ударной волны при $p_1(\text{He}) = 10p_1(\text{Ar})$. При одинаковой скорости УВ температуры газов за УВ в аргоне и гелии существенно различаются.

Рис. П2 дает наглядное представление о диапазоне скоростей ударной волны, в котором ионизация мало-существенна, и аргон и гелий ведут себя как газы с постоянным значением $\gamma = 5/3$. Степень сжатия $\rho_2/\rho_1 = 4$ определяет нижнюю границу влияния эффектов ионизации.

ции. Для аргона это значение соответствует скорости 4–5 km/s, для гелия скорости 15 km/s.

На рис. П3 представлены зависимости электронной концентрации n_e от скорости ударной волны. Для аргона при $D \geq 7$ km/s электронная концентрация превосходит $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, что при таких температурах и давлениях соответствует слабо неидеальной плазме. Для скорости УВ $D = 10,3$ km/s в аргоне мольная доля электронов $x_e = 0,45$, параметр неидеальности $\Gamma = e^2/(r_D kT) \approx 0,3$, снижение потенциала ионизации $\chi_+ = \Delta J/(kT) \approx 0,25$.

Расчет удельной электропроводности аргона и гелия представлен на рис. П4. В области интенсивных УВ ее значение примерно в 2 раза меньше спитцеровской проводимости.

Список литературы

- [1] Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Под ред. А.И. Морозова, Н.Н. Семашко. М.: Энергоатомиздат, 1990. 257 с.
- [2] Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
- [3] Жуков Б.Г., Резников Б.И., Куракин Р.О., Розов С.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 43–49.
- [4] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 2. С. 54–61.
- [5] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 12. С. 45–50.
- [6] Bobashev S.V., Zhukov B.G., Kurakin R.O., Ponyaev S.A., Reznikov B.I., Rozov S.I., Sedov A.I. VII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology. PPPT 7. Contributed Papers. Vol. 1. P. 94–97. Minsk, Belarus, September 17–21. 2012.
- [7] Великович А.Л., Либерман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987. 295 с.
- [8] Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 173 с.
- [9] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 22. С. 37–44.
- [10] Резников Б.И., Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Розов С.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 4. С. 31–34.
- [11] Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортвов В.Е. // ПМТФ. 1973. Вып. 3. С. 70–76.
- [12] Козлов Г.И., Стуницкий Е.А. Таблицы термодинамических параметров аргона и ксенона за падающей и отраженной УВ. М., 1969. АН СССР. Институт проблем механики. Препринт.
- [13] Воробьев В.С., Хомкин А.Л. // ТВТ. 1977. Т. 15. Вып. 1. С. 188–191.
- [14] Мезяц Г.А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [15] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный, 2007. 736 с.
- [16] Дьяков Б.Б., Резников Б.И. Материалы I Всесоюзного семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле. Новосибирск. 10–13 апреля. 1990 г. С. 38–68.
- [17] Журин В.В., Костко О.К. // ТВТ. 1967. Т. 5. Вып. 6. С. 166–169.
- [18] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [19] Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. Черногловка, 1984.
- [20] Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 4. Кн. 2. М.: Наука, 1982. С. 559.
- [21] Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
- [22] Храпак А.Г., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981. 282 с.