

М. В. Кутырев, Ю. С. Протасов,
Ю. Ю. Протасов, Т. С. Щепанюк

О ВЛИЯНИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА СПЕКТРАЛЬНО- ЯРКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ГАЗОВО-ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Приведены результаты исследования макроструктуры гиперзвуковых газОВО-плазменных потоков в инертных газах с высокими удельными характеристиками энерговыклада, представляющих собой мощные радиационно-плазодинамические источники коротковолнового излучения и сильных ударных волн. Используя методы лазерной диагностики с высоким пространственно-временным разрешением, показано, что на контактной границе плазмы и газа развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, приводящая к созданию турбулентной зоны и существенной модификации спектрально-яркостных характеристик периферийной области разряда, в частности, к ее “просветлению” в вакуумном ультрафиолете и увеличению излучательной способности в видимой области спектра.

Светозероизионные и плазмодинамические излучающие разряды в режиме формирования квазистационарного излучающего плазменного потока относятся к классу разрядов с экстремально высокими параметрами удельного энерговыклада ($W/S \sim 10^{11} \dots 10^{13}$ Вт/м², $Wt_{1/2} > 10^5 \dots 10^7$ Дж, где W — мощность, $t_{1/2}$ — полупериод тока разряда, S — площадь миделя на срезе электродов [1, 2]). Как известно, собственные пондеромоторные силы или большие магнитные давления внутри разрядного контура ускоряют движение его плазменного элемента, а при движении плазмы с током электромагнитная энергия преобразуется в кинетическую, т.е. сильноточные разряды высокой плотности мощности являются, как правило, плазмодинамическими [3, 4]. Плазма таких сильноточных разрядов эрозионного типа интенсивно излучает, и световая эрозия конструктивных элементов разрядной ячейки неизбежна. Поступление эрозионной плазмы в зону нагрева и МГД-ускорения делает неустойчивыми плазмодинамические разряды с ускорением массы движущейся токовой плазменной оболочкой (в их числе рельсотроны, ускорители макротел, электромагнитные ударные трубки и др.), которые переходят в режим ускорения квазистационарного потока [3]. Такие плазмодинамические разряды характеризуются высокими спектрально-яркостными характеристиками излучения в УФ- и ближней вакуумной УФ (ВУФ-) областях спектра

и имеют протяженное тело свечения за срезом электродов ускорителя, не подверженное, как правило, каким-либо крупно- и мелкомасштабным неустойчивостям. Согласно общепринятым представлениям [5], структура таких разрядов включает зону излучающей плазмы, газодинамически невозмущенную газовую среду и лежащий между ними слой ударно-сжатого газа. Если, например, разряд развивается непосредственно в лазерно-активной среде, то слой ударно-сжатого газа поглощает значительную часть коротковолнового излучения накачки, что приводит к заметному снижению эффективности оптического возбуждения и лазера в целом [6]. В светоэрозионных разрядах коаксиально-торцевой геометрии в плотных газах образуется высокоскоростной (30...60 км/с) квазистационарный поток продуктов эрозии межэлектродной разделительной диэлектрической аблирующей втулки; поток тормозится на газе как на деформируемой преграде, его кинетическая энергия термализуется в ударной волне и частично излучается [7]. В данной работе приводятся результаты исследований тонкой структуры и динамики светоэрозионных разрядов в газах, влияющих на пространственно-временные и спектрально-яркостные характеристики УФ и вакуумного ультрафиолетового излучения.

Экспериментальные условия и диагностика. Исследовались плазмодинамические излучающие разряды, формируемые в импульсном электромагнитном плазменном ускорителе эрозионного типа с электродами коаксиально-торцевой геометрии и аблирующей плазмообразующей втулкой. Газоразрядная камера вакуумировалась перед каждым импульсом до давления $p_0 \leq 1$ Па и заполнялась газом (He, Ne, Ar, Xe) до давления $p_0 = 2 \cdot 10^3 \dots 10^5$ Па. Емкостный накопитель формирующего контура ($C_0 \sim 36 \dots 150$ мкФ, $U_0 \sim 2 \dots 6$ кВ) коммутировался с электродами вакуумным разрядником, разряд — периодический с затуханием (3...9 полупериодов тока); полный энерговклад в разряд составляет 6...25 кДж, из них $\sim 40\%$ приходится на первый полупериод разрядного тока с максимумом $I_{\max} \sim 3500 \dots 850$ кА, полупериод разрядного тока 3,1...9,6 мкс.

Лазерная диагностика плазмы осуществлялась на базе голографической установки УИГ21-М с применением шлирен-схемы Теплера в режиме светового поля и метода двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Одиночные импульсы излучения рубинового лазера формировались с помощью электрооптического затвора МДЭ-2. Синхронизация с разрядом достигалась подачей последовательных импульсов с генераторов: на поджиг ламп накачки лазера, через 750 мкс после этого — на поджиг вакуумного разрядника, а затем (с требуемой задержкой 0...15 мкс) — на электрооптический затвор. Момент срабатывания лазера по отношению к току разряда

контролировался с помощью осциллографа С8-13, в один канал которого поступал сигнал с пояса Роговского разрядного контура, а в другой — сигнал с фотоэлемента ФЭК-09, регистрировавшего лазерный импульс. Параллельный пучок зондирующего лазерного излучения фокусировался линзой 13 (рис. 1) с фокусным расстоянием 0,5 м на плоскость диафрагмы диаметром 1,8 мм в экране 14. При получении шпирен-снимков использовалось глухое зеркало 18, а при интерферометрии — полупрозрачное; в последнем случае на регистрирующую фотопластинку типа ВРЛ (разрешающая способность 2500 штр/мм), кроме предметного, приходил опорный пучок. В ряде экспериментов для определения числа Маха по шпирен-снимкам в газовой-плазменный поток вносились металлические пластины толщиной 0,3 и шириной 4 мм. Пространственное разрешение лазерной диагностической станции определялось разрешением оптической системы (50 мкм), а временное — длительностью лазерного импульса (50 нс). Минимальный интегральный по лучу поперечный градиент концентрации, регистрируемый шпирен-методом, составлял для электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, для атомов неона $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для лазерной интерферометрии плазмы диапазон измерения квазистационарных (относительно изменения за время экспозиции) распределений электронных концентраций N_e ограничен снизу регистрируемым сдвигом полос, а сверху — наложением полос и составлял для $\int N_e dx$ по лучу $10^{17} \dots 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Для быстроменяющихся во времени распределений N_e (например, из-за движения плазменных образований или развитой турбулентности) интерференционная картина неустойчива (за счет сдвига полос за время регистрации) при превышении уровня $\partial(\int N_e dx)/\partial t = 10^{25} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. С помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М снималась щелевая развертка разряда по оси симметрии ускорителя. Импульсы излучения в видимой и ближней УФ областях спектра регистрировались фотоэлементами Ф-1 и Ф-7 по методике, аналогичной работе [2], а в ВУФ области — открытой двойной ионизационной камерой [8]. Положение фронтов волн ионизации определялось по излому интерференционных полос, соответствующему скачку электронной концентрации, а скорости движения этих фронтов находились по интерферограммам, снятым с различными контролируруемыми задержками от начала разряда. Статистическая обработка результатов при идентичных условиях указывает на погрешность нахождения скорости, не превышающую $\sim 20\%$, что определяется, в основном, пространственно-временной воспроизводимостью разрядов.

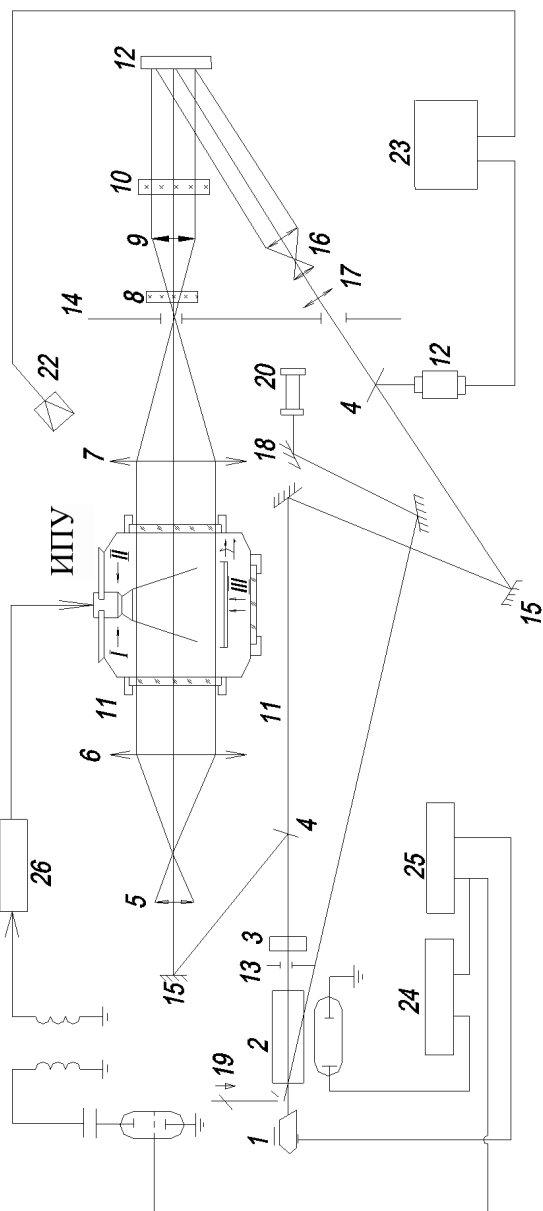
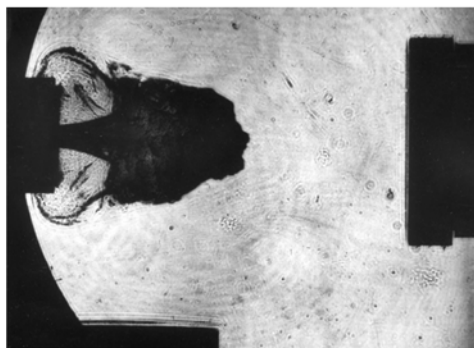


Рис. 1. Оптическая схема экспериментально-диагностического модуля установки:

1 — затвор МДЭ-2М; 2 — рубиновый лазер; 3 — стопа; 4 — полупрозрачные зеркала; 5, 6, 7, 9, 17 — линзы; 8 — клин; 10 — светофильтр; 11 — фазовый объект; 12 — голографическая пластина; 13 — диафрагма; 14 — экран; 15, 18, 19 — глухие зеркала; 16 — расширитель; 20 — He-Ne-, He-Cd- лазер; 21 — фотоэлемент ФЭК-09; 22-26 — элементы формирующего контура и генераторы управляющих импульсов

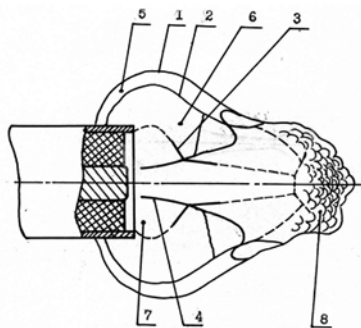
Анализ экспериментальных результатов. В экспериментах при взаимодействии ускоренного плазменного потока с газовой средой зарегистрирована сложная ударно-волновая структура, существенно отличающаяся от одномерной. Перед центральным электродом ускорителя после отгеснения газа образуется характерная для плазмодинамических разрядов зона повышенной плотности и температуры (МГД-компрессии), что свидетельствует о сильной фокусировке внутренней части потока еще в межэлектродном промежутке. Вокруг этой зоны при различных плотностях и химическом составе газа регистрируется газодинамический разрыв, причем меньшее основание усеченного конуса его поверхности опирается на кромку центрального электрода (рис. 2, 3) (так как образование ударной волны в данном случае, по-видимому, связано со взаимодействием сильно сфокусированного плазменного потока с кромкой центрального электрода). Перед торцом ускорителя наблюдается другой конический газодинамический разрыв, обращенный большим основанием конуса к срезу ускорителя. За линией пересечения этих двух газодинамических разрывов также наблюдаются сужающаяся и расширяющаяся конические ударные волны, которые, в свою очередь, отражаются от приосевого течения и внешней границы плазменного образования. Система газодинамических разрывов, зон фокусировки и разрежения потока напоминает структуры, образующиеся, например, при сверхзвуковом истечении газа в затопленное пространство из газодинамического сопла [4, 7]; однако полной аналогии здесь нет из-за существенной нестационарности, радиальной неоднородности потоков, а также проявления радиационных и магнитогазодинамических эффектов. Плоская поперечная ударная волна в голове плазменного образования (аналог одномерной ударной волны) наблюдается не всегда. При прохождении элементом массы плазмы каждой ударной волны происходит термализация части его кинетической энергии. В результате в плазмодинамических разрядах в газах (по сравнению с вакуумными плазмодинамическими разрядами) уменьшаются характерные значения скорости потоков до $v = 30 \dots 35$ км/с, растут излучательная способность и температура плазмы до $T \sim 3 \dots 6$ эВ, снижаются значения числа Маха до $M \sim 2 \dots 4$. Область свечения состоит из ряда излучающих зон, расположенных по всему плазменному образованию. Таким образом, вследствие существенной неоднородности взаимодействия ускоренного плазменного потока с газом термализация кинетической энергии носит многоступенчатый характер, что заметно меняет форму тела свечения и параметры излучающей плазмы и тем самым существенно влияет на световой КПД разряда.

Регистрируемые конические газодинамические разрывы внутри плазменного образования при развитии разряда перемещаются вверх

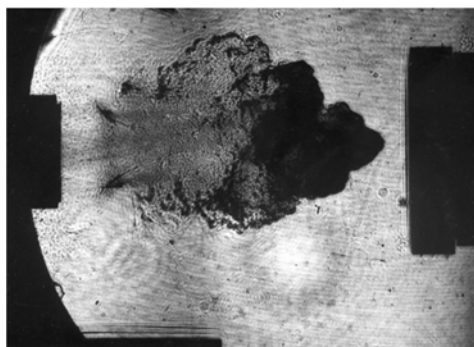


$t = 2,1 \text{ мкс}$

a

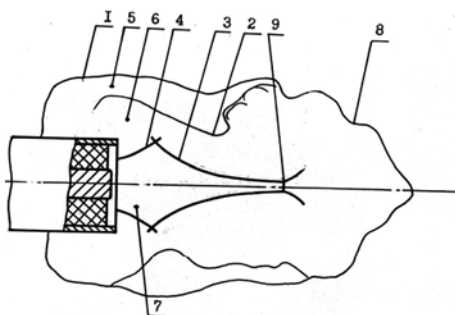


z

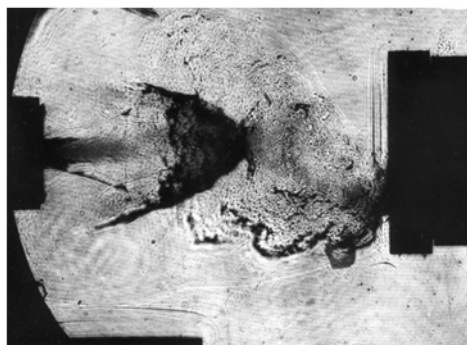


$t = 4,2 \text{ мкс}$

б

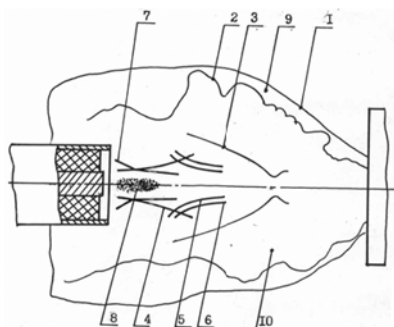


д



$t = 6,2 \text{ мкс}$

в



е

Рис. 2. Тенеграммы (а–в) и внутренняя структура (z–e) разряда в неоне при $p_{go} = 28,3 \text{ кПа}$:

1, 2 – электроды ускорителя, 3 – плазмообразующий диэлектрик; 4 – невозмущенный газ, 5 – ударная волна в газе, 6 – зона турбулентного перемешивания плазмы и газа, 7 – ударные волны в плазме, 8 – зона очистки, 9 – зоны электродов и диэлектрика, 10 – разреженный канал, 11 – зона перемешивания плазмы первого и второго полупериодов; стрелками указаны плазменные потоки

и вниз по течению потока и меняют наклон относительно оси, что не может быть объяснено лишь движением деформируемой газовой преграды. Так, в конце каждого полупериода тока разряда

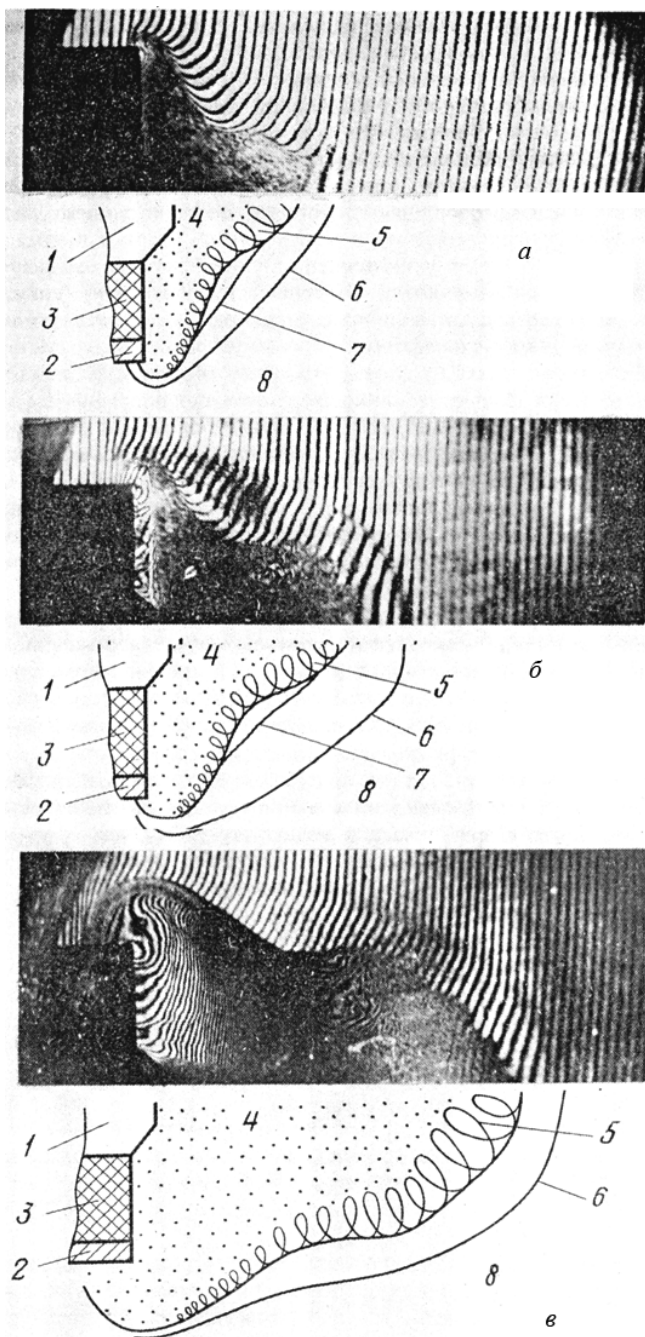


Рис. 3. Плазмодинамический разряд в смеси неона ($N_G = 2,25 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и ксенона ($N_F = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$):

$a - t = 1,2 \text{ мкс}$, $б - 1,8 \text{ мкс}$, $в - 3,4 \text{ мкс}$; верхняя полуплоскость – интерференционная картина, нижняя – восстановленная структура; 1, 2 – электроды, 3 – диэлектрик, 4 – излучающая плазма, 5 – область турбулентной модификации, 6 – тепловая волна ионизации примеси TW_F , 7 – тепловая волна ионизации газа TW_G , 8 – невозмущенный газ

первая из указанных ударных волн отходит дальше от зоны сжатия, увеличивая наклон относительно оси, вторая ударная волна, напротив, движется по направлению к оси, и т.д.; такое движение газодинамических разрывов связано с нестационарностью плазменных потоков.

Анализ показывает, что при быстро нарастающей плотности плазменного потока ρ_0 в соответствии с соотношениями Гюгонио должна быстро расти плотность в зоне ударно-сжатой плазмы ρ_k . Но для этого при реальной скорости ударной волны не хватает потока массы, и необходимая плотность ударно-сжатой плазмы набирается за счет стабилизации или даже уменьшения ее объема; при уменьшении плотности ρ_0 снижение ρ_k достигается при быстром увеличении этого объема. Для косых скачков уплотнения это соответствует смещению ударных волн вниз (вверх) по потоку и уменьшению (увеличению) угла наклона фронта ударной волны.

При торможении плазменного потока образуется область сжатого газа и плазмы. Давление в этой области, определенное по скорости движения плазменного поршня в максимуме энерговклада, достигает $\sim 30 \dots 70$ МПа. За временной интервал, соответствующий паузе тока, скоростной напор плазменных потоков быстро спадает и перестает компенсировать это давление. Указанная область повышенного давления, имеющая сложную форму, напоминающую полый конус, начинает релаксировать, продолжая расширяться в сторону невозмущенного газа и заполняя разреженный канал, который ранее был занят высокоэнтальпийным потоком. Скорости такого расширения близки к тепловым ($\sim 5 \dots 6,5$ км/с), и за время паузы энерговклада (1...3 мкс) часть обратного течения доходит до оси, образуя область вторичной кумуляции. Плазменный поток нового полупериода тока разряда проходит по указанному каналу почти беспрепятственно, о чем свидетельствует регистрируемое на тенеграммах (рис. 2) быстрое заполнение области канала плазмой второго, третьего и т.д. полупериодов (в отличие от постепенного расширения плазменного образования в первом полупериоде). Кроме того, дополнительное усложнение картины взаимодействия вносит инерционность светоэрозионного плазмообразования, приводящую к рассогласованию между вдувом эрозионной массы и мощностью энерговклада в разряд, что сильно влияет на параметры потоков и ударно-сжатой плазмы. Световой поток из плазмы разряда поступает на эродирующий диэлектрик и электроды и в течение паузы разрядного тока, когда электромагнитное ускорение отсутствует. В результате за это время перед ускорителем накапливаются светоэрозионные пары, и плазменному потоку следующего полупериода приходится пробивать образующуюся “пробку”, вытесняя пары к

оси и от ускорителя. Об этом свидетельствуют ударно-волновая структура, образующаяся перед центральным электродом в начале второго, третьего и т.д. полупериодов разряда; регистрируемое в каждом из этих полупериодов на щелевых фоторазвертках движение светящегося фронта ударной волны, возникающей при торможении потока о “пробку” паров; резкое увеличение числа Маха в указанной “пробке” по сравнению с основным потоком и др. Последнее, в частности, свидетельствует о заметно меньших температурах и (или) большей средней атомной массе газа в “пробке”, где, видимо, велика доля паров металла центрального электрода ускорителя.

Таким образом, за счет нестационарности энерговыклада в течение разряда излучающие зоны возникают и перемещаются, в результате чего суммарный импульс излучения имеет сложную временную зависимость, не повторяющую в общем случае динамику энерговыклада. Такая структура течения оказывается неустойчивой по отношению к турбулизации, причем турбулентная модификация параметров плазменного образования существенно влияет на спектрально-энергетические характеристики излучающего разряда. При течениях, подобных взрывным, к таким возмущениям формы плазменного образования часто приводит рэлей-тейлоровская неустойчивость. В данном случае (легкий плазменный поршень, тяжелый холодный газ) условием ее развития является ускоренное движение контактной границы от ускорителя, что имеет место лишь в самом начале разряда (до ~ 1 мкс). Рост указанных возмущений, однако, регистрируется во время всего процесса. Другой причиной турбулизации может служить неустойчивость сдвиговых течений Кельвина–Гельмгольца, развивающаяся при наличии тангенциального разрыва скоростей. Такой разрыв существует в исследуемых разрядах на большей части границы плазмы и газа во время всего разряда; условие неустойчивости с учетом этих механизмов и трехмерных эффектов сжимаемости имеет вид

$$Y^2 = \frac{g \rho_g - \rho_p}{k \rho_g + \rho_p} + \frac{4\rho_g\rho_p}{(\rho_g + \rho_p)^2} U^2 > 0.$$

$$U = M \min(a_g, a_p).$$

Здесь Y — инкремент нарастания возмущения на начальной линейной стадии его развития; a_g, a_p — скорость звука в сжатом газе и плазме; k — волновое число, g — ускорение контактной границы, направленное от плазмы к газу, ρ_g, ρ_p — плотность газа и плазмы; $M \sim 1$.

Как известно, при нелинейной стадии для рэлей-тейлоровской неустойчивости, которой соответствует первый член в зависимости для Y^2 , возмущения границы имеют вид глубоких язычков, а для неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (второй член) — вихрей размером порядка πk^{-1} . Для параметров анализируемого поля течения

($z \sim 0,5 \dots 20$ см; $v_0 \sim 35 \dots 45$ км/с; $t_p \sim 3 \dots 22$ мкс; $r \sim 0,5 \dots 6$ см; $U_0 \sim 1 \dots 5$ кВ; $I_p \sim 350 \dots 840$ кА; $T_0 \sim 1 \dots 2,5$ эВ) первый член в условии неустойчивости положителен лишь в самом начале разряда $t \leq 0,3t_{1/2}$, когда плазменный поток еще не сомкнулся на оси (в этот период отсутствует азимутальная симметрия и наблюдается течение плазмы в виде отдельных струй — “языков”). В остальное время разряда этот член отрицателен и по модулю меньше второго слагаемого, т.е. возможно развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, причем за время порядка $0,5t_{1/2}$ поперечные размеры вихревой зоны достигают $\sim 0,25D'$, где D' — мидель ускорителя на срезе).

Таким образом, вместо гладкой контактной границы образуется зона турбулентного перемешивания плазмы и газа, причем основную роль играет неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Из условия неустойчивости следует, что замена гелия на газ с большей атомной массой (при сохранении той же плотности газа) приводит к уменьшению поперечных размеров турбулентной зоны или даже стабилизации контактного разрыва за счет уменьшения a_g . При развитии вихрей резко интенсифицируются процессы переноса импульса, массы и энергии. В результате часть плазменного потока тормозится, что повышает давление (до значений порядка скоростного напора) и внутреннюю энергию турбулентной зоны (за счет энтальпии торможения и энергии замороженного магнитного поля). Температура здесь принимает значение T_t , лежащее между температурой газа T_g и температурой торможения T_p . Характерное время нагрева и охлаждения элементов массы плазмы и газа не превышает $k^{-1}U^{-1} < 1$ мкс, что может в общем случае приводить к неравновесному (в том числе и инверсному) заселению уровней атомов и ионов плазмы и газа.

Коэффициенты поглощения κ_ν для излучения видимого диапазона увеличиваются в результате турбулизации, по крайней мере вследствие увеличения давления p_p (так как $\kappa_\nu \sim \text{const} \cdot p_p^2$). Заметную роль играет также температурный фактор: κ_ν при $p_p = \text{const}$ имеет максимум при температуре T_M , соответствующей области однократной ионизации. Обычно $T_g < T_M$, а $T_p > T_M$ и усреднение температуры приводит к существенному росту κ_ν . В УФ- и ближней ВУФ-областях спектра коэффициенты поглощения $\kappa_{\text{УФ}}$ определяются фотопроцессами с участием квантовых систем с небольшой энергией связи (молекул, атомов и др.). Поэтому нагрев газа до $T \sim T_M$, приводящий к термодеструкции этих сред, просветляет газ вплоть до энергии квантов порядка потенциала ионизации первых ионов $h\nu \sim 25 \dots 50$ эВ. В рассмотренном случае перемешивание плазмы и газа примерно в равных соотношениях приводит к установлению $T_t \sim 2,5 \dots 3$ эВ, κ_ν повышается в $10^2 \dots 10^3$ раз

(до уровня коэффициентов поглощения в приосевой зоне кумуляции $0,1 \dots 1 \text{ см}^{-1}$), а величина $\kappa_{\text{УФ}}$ снижается в 3–10 раз.

Таким образом, в результате развития гидродинамической неустойчивости происходит существенное изменение структуры и интегральных излучательных характеристик разрядов в газах. Анализ экспериментальных данных подтверждает эти выводы: на шпирен-снимках разряда (рис. 2) видно, что в периферийных областях течения, расположенных рядом с ускорителем (где плазма расширяется преимущественно в радиальном направлении), с самого начала разряда наблюдается гладкий фронт ударной волны, контактная граница сравнительно устойчива, и существует прослойка ударно-сжатого газа. При приближении к головной части разряда, где набегающий плазменный поток имеет значительную составляющую скорости, направленную вдоль контактной границы, наблюдаются существенные возмущения плазменного фронта, образование вихрей и переход к турбулентности. Турбулентная область имеет бóльшую оптическую плотность на длине зондирующего излучения, чем близлежащие слои плазменного потока и сжатого газа. При этом регистрируются флуктуации оптической плотности и формы плазменного образования, по порядку величины соответствующие оценкам из условия неустойчивости. В течение периода максимальной мощности энерговыклада имеет место практически полное турбулентное разрушение слоя ударно-сжатого газа. Турбулентные флуктуации давления у самого фронта ударной волны вызывают крупномасштабные и мелкомасштабные возмущения его формы; гладкая форма фронта восстанавливается во время спада скоростного напора, когда плазменный поток (“поршень”) замедляется и ударная волна отходит от турбулентной области. Во втором, третьем и последующих полупериодах аналогичная турбулентная область образуется на границе плазменного потока с плазмой предыдущего полупериода.

Повышение атомной массы газа (например, разряд в ксеноне) при $\rho_g = \text{idem}$ приводит к относительной стабилизации возмущений при приблизительном сохранении формы, размеров и других характеристик плазменного образования за срезом ускорителя. Турбулентные вихри могут появляться и в самом плазменном потоке за счет неустойчивости течения с неоднородным распределением скоростей (в плазмодинамических разрядах скорости потока выше в приосевой зоне, в вихревой зоне, возникающей за пересечением каждой двух косых ударных волн [7], и в ряде других случаев). Об этом свидетельствуют регистрируемые на интерферограммах флуктуации электронной концентрации плазмы потока, относительно небольшие у ускорителя ($\sim 10\%$) и существенные ($\sim 100\%$) в головной части плазменного образования, где они приводят к искажению, размыванию и даже к

полному “смазыванию” интерференционных полос за время экспозиции кадра (рис. 3). В общем случае такие флуктуации приводят к увеличению интегральной интенсивности теплового излучения (пропорциональной p_p^2) [10].

Особенно существенно влияние эффекта турбулентности проявляется на эмиссионных характеристиках потока в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. Как известно [2], при одномерном истечении плазмы в плотный газ образуется структура типа распада разрыва; пробка сжатого газа между ударной волной и плазмой является препятствием для выхода вакуумного ультрафиолета в невозмущенный газ. Однако в сильноточных плазмодинамических разрядах (в отличие от разрядов с омическим нагревом плазмы [2]) на значительной части границы газа и плазмы существует тангенциальный разрыв скоростей, неустойчивый относительно турбулизации, что приводит к перемешиванию сжатого газа с излучающей плазмой, интенсификации переноса массы, импульса и энергии, т.е. к разрушению поглощающего слоя и облегчению выхода вакуумного ультрафиолета в невозмущенный газ. При коаксиально-торцевой геометрии электродов ускорителя турбулентная модификация должна наблюдаться в головной и боковой частях плазменного образования, но этот эффект не имеет условий для возникновения (тангенциального разрыва скоростей) вблизи электродов. Таким образом, согласно приведенным представлениям, следует ожидать, что потоки выходящего из плазмы вакуумного ультрафиолета максимальны вблизи головной и боковой части “плазменного поршня” и минимальны в приэлектродной зоне.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают вышесказанное предположение, что в боковой и головной частях разряда, где проявляется эффект турбулентной модификации параметров плазмы и газа, потоки ВУФ излучения в 3...10 раз больше, чем у электродов, где турбулизация отсутствует. Максимальная мощность потоков излучения, например, в полосе поглощения ксенона $12,1 \leq h\nu < 21,6$ эВ, составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ Вт/см². Экспериментальное исследование излучения плазмодинамических разрядов в области вакуумного ультрафиолета в различных инертных газах подтверждает высокий (10^7 Вт/см²) уровень их плотности мощности в ближней зоне, сравнимый с получаемыми при взрывных экспериментах [10], что существенно, например, при исследовании многофакторных процессов взаимодействия мощных широкополосных потоков излучения с веществом, лабораторном моделировании радиационно-плазмодинамических процессов воздействия на конденсированные среды излучающей лазерной плазмы и сильных ударных волн, т.е. актуальных задач радиационной газо-плазмодинамики.

Таким образом, гидродинамическая неустойчивость может приводить к существенному изменению микроструктуры гиперзвуковых плазменных потоков и модификации термодинамических и спектрально-яркостных характеристик излучающей плазмы. Турбулизация прослойки ударно-сжатого газа приводит к ее просветлению в УФ- и ВУФ-областях спектра и к облегчению выхода коротковолновых ионизирующих квантов в невозмущенный газ, что открывает дополнительные возможности создания мощных селективных источников коротковолнового излучения. Кроме того, сама турбулентная зона может служить источником излучения с протяженным телом свечения.

Отметим некоторые способы управления эффектами, связанными с турбулентностью. Степень турбулентного перемешивания плазменного потока с газом в соответствии с условием неустойчивости может быть повышена за счет увеличения температуры ударно-сжатого газа (что достигается, в частности, повышением скорости “плазменного поршня”) уменьшением атомной массы газа, увеличением длины и уменьшением поперечных размеров плазменного образования. Это можно осуществить путем изменения таких регулировочных характеристик разряда, как параметры формирующего контура электрического разряда, химический состав и плотность газа, размеры электродной системы ускорителя и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Протасов Ю. С., Чувашев С. Н., Осташев В. Е., Фортгов В. Е. Об устойчивости плазмодинамических разрядов с плазменной токовой оболочкой // Препринт № 6-253. – М.: ОИВТАН, 1988. – 24 с.
2. Радиационная плазмодинамика / Под ред. Ю.С.Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1992.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Ч. II. – М.: Наука, 2002.
4. Плазменные ускорители и ионные инжекторы. – М.: Наука, 1984. – С. 50–98.
5. Брушлинский К. В., Морозов А. И. // В кн.: Вопросы теории плазмы. – Вып. 8. – М.: Атомиздат, 1974. – С. 88.
6. Горбачкий В. Г. Космическая газодинамика. – М.: Наука, 1977. – 360 с.
7. Байши-И. Теория струй. – М.: Физматгиз, 1960. – 326 с.
8. Маслоу С. А. // В кн.: Газодинамические неустойчивости и переход к турбулентности. – М.: Мир, 1984. – С. 218.
9. Протасов Ю. С. Двойная открытая ионизационная камера // Приборы и техника эксперимента. – 2002. – № 6. – С. 74–80.
10. Взывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под. ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2002. – С. 398.

Статья поступила в редакцию 1.07.2005