

ния  $\omega \geq 0.7$  1/с угол «стыковки» между соседними экспоненциальными участками практически не отличается от прямого.

Возможны различные физические интерпретации рассмотренной задачи. Это, например, качение цилиндрических тел по греющей плоскости, тепловые расчеты разнообразных физико-технических устройств, диффузия неравновесных носителей в кольцевой полупроводниковой пленке, облучаемой «скользящим» по ней лазерным пучком, и др.

В заключение автор приносит благодарность А. А. Серикову за полезное обсуждение работы.

### Список литературы

- [1] Карслоу Х. С., Егер Д. К. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 427 с.  
[2] Владимиров В. С. Обобщенные функции в математической физике. М.: Наука, 1979. 318 с.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
4 декабря 1990 г.

03; 04

Журнал технической физики, т. 61, в. 9, 1991

© 1991 г.

## ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УДАРНО НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ В РЕЖИМЕ РАЗВИТИЯ В НЕЙ ПЕРВОГО ТИПА НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Г. К. Тумакаев, Э. А. Степанова, П. В. Григорьев

Первый тип неустойчивости ударно нагретой плазмы [1] развивается в узком диапазоне изменения интенсивности падающей ударной волны: в ксеноне при  $M \sim 8.3 \pm 0.5$  [2, 3], в аргоне это явление наблюдалось при  $M \sim 10.5$  [4]. Для рассматриваемого процесса характерно строго периодическое изменение интенсивности излучения ударно нагретой плазмы в релаксационной зоне потока с глубоким уровнем модуляции амплитуды сигнала ( $\Delta A \sim 40\%$ ) и частотой колебания  $F \sim 30$  кГц, причем в экспериментах не обнаружено различие в характере изменения интенсивности излучения в спектральных линиях и континууме видимого и ИК диапазонов длин волн. Природа развития неустойчивости ударно нагретой плазмы до настоящего времени неясна.

В результате проведенных исследований впервые одновременно получена информация об изменении интенсивности излучения плазмы и данные о распределении концентрации электронов и плотности газа в потоке за фронтом ударной волны в режиме развития неустойчивости первого типа ударно нагретой плазмы ксенона.

Исследования проведены в диапазоне изменения чисел Маха падающей ударной волны от 6.5 до 8.6. Начальное давление ксенона перед ударной волной в обсуждаемой серии экспериментов оставалось неизменным и равным  $P = 16.7$  Тор. Парциальное давление примесных добавок молекулярных газов не превышало  $5 \cdot 10^{-4}$  Тор. Эксперименты производились на ударной трубе с цилиндрическим каналом камеры низкого давления. Диаметр внутреннего сечения трубы 100 мм. Степень предварительной откачки системы  $5 \cdot 10^{-5}$  Тор. Примесные добавки, а также следы остаточных газов перед каждым экспериментом перемешивались с исследуемым газом путем многократной прокачки смеси в закольцованном тракте с помощью двуроторного компрессора. Измерительное сечение расположено в 40 калибрах от диафрагмы, разделяющей камеры низкого и высокого давлений.

Для определения концентрации нормальных атомов (плотности) и электронов в потоке за фронтом ударной волны использовался двухволновой ла-

зерный интерферометр типа Маха—Цандера с фотоэлектрической регистрацией полос интерференции. Изменение оптической плотности плазмы регистрировалось на длинах волн  $\lambda=3.39$  и  $0.623$  мкм. Точность в определении смещения полос интерференции порядка  $1/20$  полосы и соответственно в определении концентрации электронов  $\delta n_e \sim 2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  и концентрации нормальных атомов  $\delta n_0 \sim 1 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

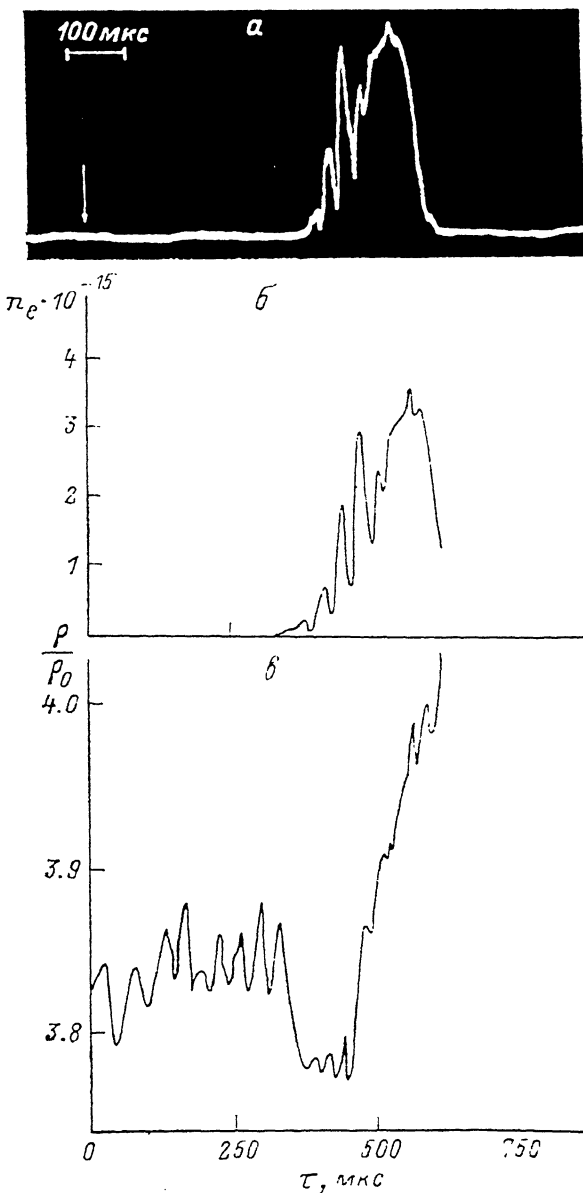


Рис. 1.

Одновременно в этом же сечении фиксировалось изменение интенсивности излучения плазмы в континууме широкого участка видимого диапазона длин волн  $400 < \lambda < 700$  нм. Пространственное разрешение используемых методов диагностики плазмы порядка  $1-1.5$  мм.

На рис. 1 и 2 приведены данные двух экспериментов распределения интенсивности излучения (а), концентрации электронов (б) и степени сжатия газа (в) в потоке за фронтом ударной волны в режиме развития неустойчивости

ударно нагретой плазмы. Начало временного отсчета по оси абсцисс совмещено с фронтом ударной волны.

Характерным в эволюции процесса ионизации ксенона при  $M \sim 8$  является значительная протяженность релаксационной зоны, особенно в той ее части, в которой образование электронов связано с неупругими атомно-атомными

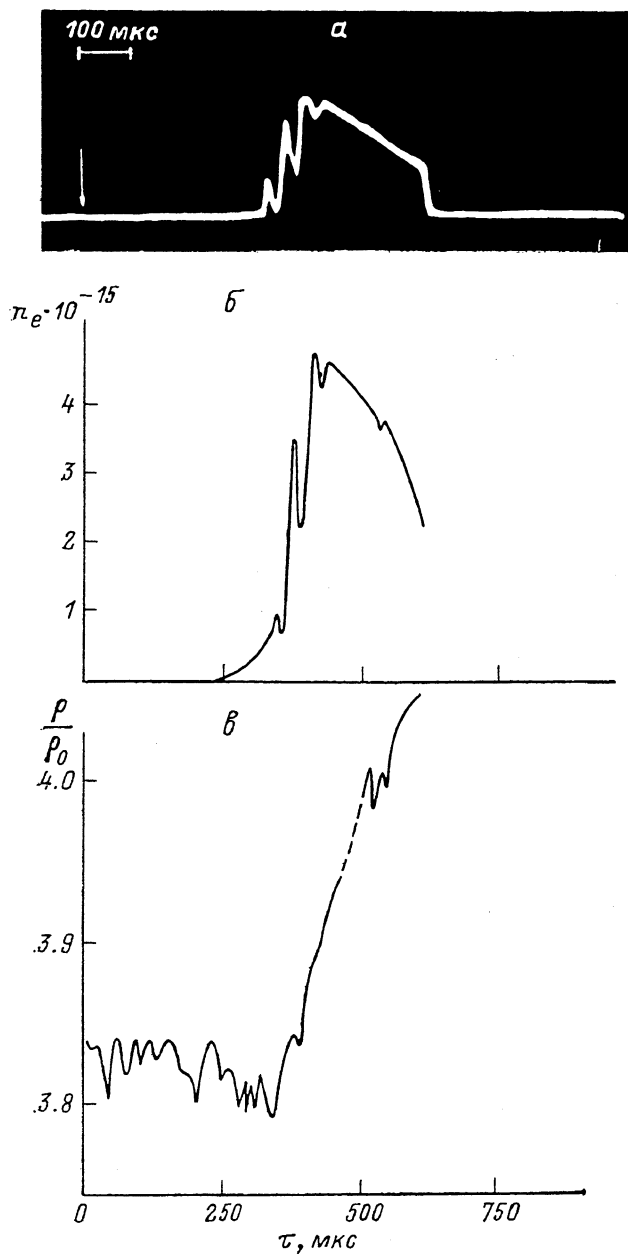


Рис. 2.

столкновениями [5]. В этой области потока (продолжительностью примерно 250—300 мкс) уровень излучения, а также величина  $n_e$  ниже порога чувствительности используемых методов диагностики плазмы и не регистрируется в экспериментах.

Неустойчивость первого типа ударно нагретой плазмы развивается в области «лавинной» ионизации газа и проявляется в строго периодической осцилляции излучения неравновесной плазмы и в осциллирующем характере измене-

ния концентрации электронов. Колебания интенсивности излучения и концентрации электронов возникают в начале «лавиной» области, далее амплитуда этих колебаний достигает своего максимального значения и в конце релаксационной зоны затухает. Отметим, что сопоставление характера изменения экспериментальных зависимостей  $I$  и  $n_e$  от  $\tau$  свидетельствует об их хорошей качественной корреляции. Тем не менее анализ экспериментальных данных на основе рассмотрения рекомбинационного излучения и тормозного излучения электронов в поле атомов и ионов не позволил установить количественную функциональную зависимость интенсивности излучения плазмы от изменения  $n_e$ .

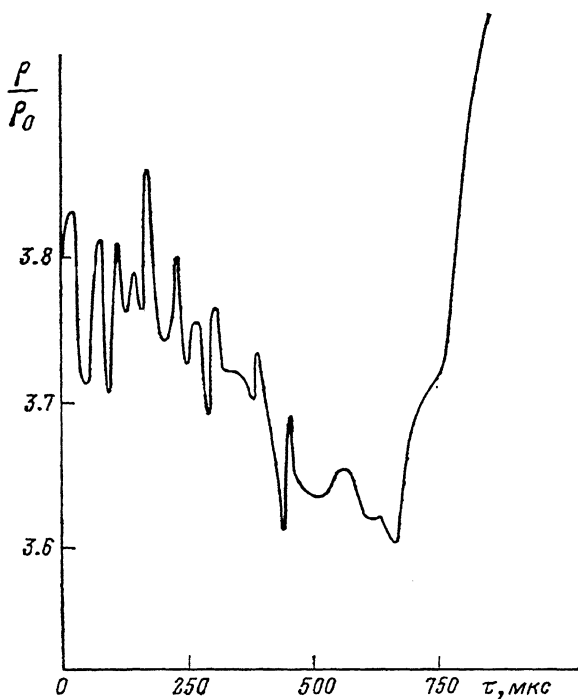


Рис. 3.

Помимо описанных признаков неустойчивости ударно нагретой плазмы экспериментально также обнаружено возникновение аномального флуктуационного изменения плотности потока в релаксационной зоне непосредственно за фронтом ударной волны. Относительное изменение величины плотности газа в этом процессе порядка  $\delta\rho \sim 1-1.5\%$ . Среднее значение сжатия газового потока за фронтом ударной волны близко к расчетному и равно  $\sim 3.8$ .

Интенсивность флуктуации плотности обнаруживает тенденцию к возрастанию по мере уменьшения числа Маха. Например, при  $M \sim 6.8$  (в этом случае размер релаксационной зоны превышает размер пробки ударно сжатого газа) интенсивность флуктуации плотности достигает величины 2–3%. График зависимости  $\delta\rho = f(\tau)$  для  $M=6.8$  приведен на рис. 3. Природа этого явления скорее всего связана с газодинамической неустойчивостью фронта ударной волны.

#### Список литературы

- [1] Тумакаев Г. К. // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны / Под ред. Р. И. Солоухина. Минск, 1983. С. 154–160.
- [2] Тумакаев Г. К., Zazovskaya V. R. // 8<sup>th</sup> Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Vienna, 1967. P. 464.
- [3] Тумакаев Г. К., Степанова З. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 194–196.

## УБЕГАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОНЫ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДАХ В ГЕКСАФТОРИДЕ СЕРЫ АТМОСФЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ

Л. П. Бабич, Т. В. Лойко

Гексафторид серы  $SF_6$  широко используется в качестве изолятора в высоковольтных устройствах, а также как компонент активных сред газовых лазеров. Применения  $SF_6$  вызывают необходимость изучения его фундаментальных газоразрядных свойств (см., например, [1-4]); причем теоретические работы выполняются в приближении локальной зависимости энергии электронов от напряженности поля. В высоковольтных разрядах наносекундного диапазона, в том числе используемых для накачки химических лазеров [5], разряд развивается в соответствии с принципами нелокальной модели [6-8], согласно которой динамика ионизационных процессов определяется убегающими электронами (УЭ). Изучение ускорительных процессов в плотном  $SF_6$  в связи с его высокой электрической прочностью представляет несомненный интерес. В настоящей работе излагаются результаты оценочных измерений характеристик УЭ в  $SF_6$ .

Т а б л и ц а

$r_k$ , см	Газ	$\epsilon$ , кэВ	$v_{max}$ , кВ
0.2	Воздух	240	120
	$SF_6$	270	140
6	Воздух	280	180
	$SF_6$	280	250

Для получения наносекундных импульсов высокого напряжения использовался тот же генератор, что и в работе [9], с разрядником-обострителем на напряжении  $U_p \approx 140$  кВ. Разряды осуществлялись в камере с коническими катодами, имевшими угол при вершине  $2\alpha = 60^\circ$  и радиусы кривизны вершины  $r_k = 0.2$  и 3 мм, а также с катодом, имевшим полусферическую рабочую поверхность с  $r_k = 6$  мм. Анодом служила алюминиевая фольга толщиной 15 мкм. Межэлектродное расстояние  $d = 5-10$  мм. Измерения выполнены при атмосферном давлении в  $SF_6$  и для сравнения в воздухе.

УЭ генерировались в разрядах для всех исследованных геометрий межэлектродного промежутка ( $r_k$ ,  $d$ ). Регистрация УЭ осуществлялась пленкой РГ-1. На рис. 1 представлены экспериментальные кривые поглощения УЭ в слоях алюминия для двух геометрий. Кривые имеют вид, характерный для моноэнергетических электронов. В таблице приведены значения энергии электронов  $\epsilon$ , определенные по величине экстраполированного пробега  $R_p(\epsilon)$ . Точность измерений 10 %.

На рис. 2 представлены импульсы напряжения, зарегистрированные с помощью делителя, выполненного из сопротивлений ТВО, и осциллографа ОК-