

- [1] Василевский М.А., Никонов А.Г., Ройфе И.М. и др. — Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 1, с. 348-350.
- [2] Гусев О.А., Ковалев В.Г., Марков В.Б. и др. — Атомная энергия, 1985, т. 58, № 5, с. 348-350.
- [3] Никонов А.Г., Ройфе И.М., Савельев Ю.М., Энгелько В.И. — ЖТФ, 1987, т. 57, № 1, с. 86-92.
- [4] Ковалев В.Г., Марков В.Б., Печерский О.П. и др. — Препринт НИИЭФА: П-СИУ-0670, 1984.
- [5] Василевский М.А., Ройфе И.М., Энгелько В.И. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1983, вып. 3, с. 184.

Поступило в Редакцию
26 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

ПЛАЗМЕННЫЙ КАНАЛ, ФОРМИРУЕМЫЙ РЭП В АРГОНЕ

Ю.Ф. Бондарь, А.А. Гоманько,
А.А. Королев, В.Е. Кульбеда,
Г.П. Мхеидзе, А.А. Савин

Цель данной работы — формирование и экспериментальное исследование плазменного канала, образующегося при распространении РЭП в аргоне при давлении $P_0 = 1 \div 750$ тор. Аргон, как основной компонент рабочей смеси эксимерного лазера, представляет собой интересный объект изучения. Ранее в экспериментах [1, 2] были отмечены высокие концентрации пучковой плазмы в аргоне по сравнению с другими газами и с теоретическими оценками [3, 4]. В отличие от указанных работ, где были получены интегральные значения плотности плазмы, в нашу задачу входило изучение динамики пространственного распределения плазменного тока и электронной концентрации пучковой плазмы.

Эксперименты по исследованию взаимодействия РЭП с аргонem проводились на установке „Терек-1Р“ [5]. Пучок электронов ($E_0 = 1 \div 1.3$ МэВ, $I_0 = 6 \div 8$ кА, $\tau_0 = 40 \div 60$ нс) инжектировался в дрейфовую камеру, заполненную аргонem ($P_0 = 1 \div 750$ тор) [6]. Оптические измерения проводились с помощью интерферометра Майкельсона в режиме щелевой развертки [5]. Размер регистрируемого поля составлял 150 мм по вертикали. Временное разрешение ≈ 30 нс. Чувствительность интерферометра для электронов $N_{\text{emin}} \approx 3 \cdot 10^{16} / L$ см⁻³ и для молекул $N_{\text{min}} \approx 3 \cdot 10^{17} / L$ см⁻³

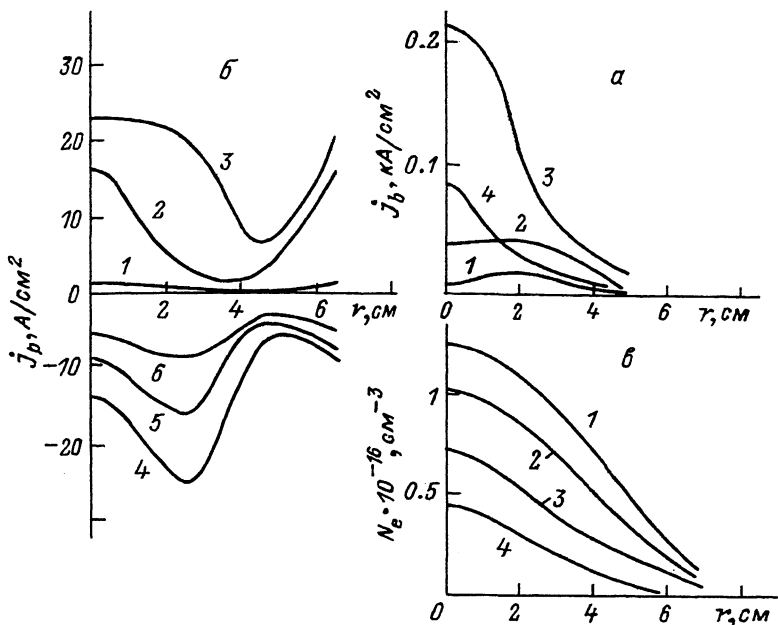


Рис. 1. Радиальные распределения: а) плотности тока пучка j_b , б) плотности плазменного тока j_p , в) концентрации электронов N_e в различные моменты времени. а) 1 - 10 нс, 2 - 20 нс, 3 - 40 нс, 4 - 80 нс; б) 1 - 10 нс, 2 - 30 нс, 3 - 40 нс, 4 - 80 нс, 5 - 140 нс, 6 - 240 нс; в) 1 - 65 нс, 2 - 125 нс, 3 - 210 нс, 4 - 300 нс. $P_0 = 400$ тор.

($L \approx 10$ см - характерный размер неоднородности). Радиальные распределения плотности тока пучка в плоскости оптических измерений $j_b(r)$ (на расстоянии $l = 15$ см от анодной фольги и в конце камеры ($l = 60$ см) определялись секционированными откачиваемыми цилиндрами Фарадея [5, 6]. Перемещаемый секционированный приемник регистрировал индуцированный пучком плазменный ток $I_p(r)$ [6].

Рис. 1 иллюстрирует радиальные распределения плотности тока пучка в сечении оптических измерений $j_b(r)$, плотности плазменного тока $j_p(r)$ и плотности плазмы N_e в различные моменты времени при давлении аргона $P_0 = 400$ тор. На рис. 2 приведены временные зависимости тока пучка I_b плазменного тока I_p и концентрации электронов плазмы на оси пучка N_e при давлении $P_0 = 400$ тор. Величина N_e в течение времени τ_H растет по линейному закону, а после достижения максимальной величины $N_{e,max}$ экспоненциально спадает с характерным временем τ_c .

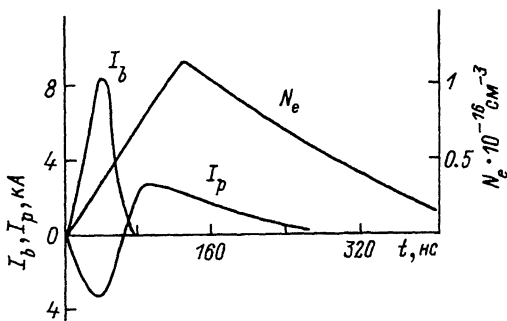


Рис. 2. Ток пучка I_b , плазменный ток I_p и концентрация электронов N_e на оси канала (пучка) в зависимости от времени. $P_0 = 400$ тор, $l = 15$ см.

Подобные зависимости получены также при давлениях 175, 500, 750 тор. При давлении $P_0 < 100$ тор концентрация образующейся плазмы была меньше порога чувствительности интерферометра $N_{e \min} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и не регистрировалась.

В таблице представлены максимальная плотность плазмы $N_{e \max}$ на оси пучка, время нарастания τ_H и спада τ_C концентрации электронов и отношение радиусов плазмы и пучка r_p/r_b на полувысоте распределения в зависимости от давления аргона.

Представленные экспериментальные данные позволяют сформулировать следующие основные результаты и закономерности генерации плазменного канала при инжекции РЭП в аргон.

1. В экспериментах зарегистрирована аномально высокая концентрация электронов. Максимальное значение плотности плазмы достигает значения $\approx 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при давлении аргона $P_0 \approx 750$ тор.

2. Радиус плазменного канала, образованного РЭП, согласно интерферометрическим измерениям, приблизительно в два раза превышает радиус пучка (радиусы определялись на полувысоте распределений $j_b(r)$ и $N_e(r)$). Распределение плотности плазменного тока по радиусу отличается как от $N_e(r)$, так и от $j_b(r)$. Интересны рост j_p на периферии камеры при $r \geq 5$ см и появление минимума у кривой $j_p(r)$ в области $r = 0$ для прямого плазменного тока.

3. Время наработки плазмы τ_H в исследуемом нами диапазоне давлений больше длительности пучка τ_b . Концентрация плазмы продолжает расти (по линейному закону) и после окончания импульса тока пучка. Отношение τ_H/τ_b зависит от давления и изменяется от 3 до 1.2 при увеличении давления от 175 до 750 тор.

4. Характерное время уменьшения концентрации плазмы с увеличением давления уменьшается от 300–400 нс до 80–120 нс в диапазоне давлений 175–750 тор. Соответствующее время спада плазменного тока примерно в два раза меньше.

P , тор	N_e , см^{-3}	τ_N , нс	τ_c , нс	τ_p/τ_b
175	$0.5 \cdot 10^{16}$	210	360	1.2
400	$1.2 \cdot 10^{16}$	150	170	1.3
500	$1.5 \cdot 10^{16}$	165	280	1.6
760	$2.2 \cdot 10^{16}$	65	120	2.0

Оценки для концентрации электронов плазмы в соответствии с существующими моделями дают значения на порядок меньше, чем измеренная нами плотность плазмы. Более того, даже в случае отсутствия рекомбинационных потерь электронов, энергия, оставленная пучком в газе в виде ионизационных потерь, оказывается недостаточной для создания плазмы с такой концентрацией. Альтернативная возможность передачи энергии пучка — коллективное взаимодействие РЭП с созданной им плазмой. Хотя возможность проявления плазменнопучковых неустойчивостей при наших параметрах пучка в относительно плотном газе кажется неожиданной, эффект Рамзауэра в аргоне может привести к формированию достаточно низкой частоты столкновений, необходимой для развития коллективных процессов.

С точки зрения коллективных процессов можно объяснить и тот факт, что радиус плазменного канала заметно превышает радиус пучка, т.к. плазменные электроны, получившие энергию в электростатических полях неустойчивости, могут приводить к существенной нелокальности ионизации.

С целью качественной проверки возможности аномальной релаксации тока пучка в аргон был добавлен электроотрицательный газ SF_6 в количествах, не оказывающих влияние на распространение пучка в предположении диссипации энергии электронов за счет ионизации и возбуждения атомов газа. При парциальном давлении $SF_6 \approx 1$ тор (давление аргона 740 тор) резко уменьшилась плотность плазмы ($\approx 10^{-15} \text{ см}^{-3}$) и улучшилась транспортировка пучка. Торцевой приемник зарегистрировал ток пучка ≈ 3 кА. С увеличением количества SF_6 до 1.3% ток пучка в конце камеры увеличивался до ≈ 5 кА.

Представление о коллективном взаимодействии РЭП с плазмой не объясняет временное поведение пучковой плазмы, а именно, существенное превышение времени наработки плазмы τ_N над длительностью пучка τ_b . Для объяснения значений $\tau_N/\tau_b > 1$, по-видимому, следует привлечь плазмохимические реакции, в результате которых образованные в коллективных процессах возбужденные комплексы аргона переходят в атомарные и молекулярные ионы. Модель, включающая коллективные процессы и плазмохимические реакции, будет рассматриваться теоретически.

В заключение авторы приносят свою благодарность А.А. Рухадзе за обсуждение результатов работы, а также А.И. Кузьмину за помощь в проведении экспериментов.

- [1] R i z z o J.E. - J. Appl. Phys., 1970, v. 41, N 12, p. 4941-4945.
- [2] Заворотный С.И., Карпов О.В., Музалевский В.Е. и др. - ЖТФ, 1983, т. 53, № 8, с. 1466-1469.
- [3] Бычков В.Л., Елецкий А.В. Пучковая плазма высокого давления. - В кн.: Химия плазмы. Под ред. Смирнова Б.М., вып. 12, - М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 119-158.
- [4] Батенин В.М., Коршунов О.В., Чиннов В.И. - ЖТФ, 1986, т. 52, № 1, с. 9-20.
- [5] Бондарь Ю.Ф., Кабанов С.Н., Королева А.А. и др. - Препринт ИОФАН, № 57, М., 1986, 50 с.
- [6] Бондарь Ю.Ф., Гоманько А.А., Ермаков А.А. и др. - ПТЭ, 1987, № 6, с. 139-141.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОТОКАМИ МОЛЕКУЛ ЧЕРЕЗ УЗКИЕ КАНАЛЫ

А.Н. Орлов, Ю.Н. Петров,
А.М. Прохоров

Диффузионные потоки молекул через мелкодисперсные среды изменяются под действием резонансного лазерного излучения [1-4]. Энергетические затраты при этом могут всего лишь в несколько раз превышать термодинамически необходимые [2]. Объяснение этого явления основывалось на предположении об изменении адсорбционного потенциала резонансных молекул в лазерном поле [5, 6]. Прделанные расчеты такого изменения для молекул на неоднородной поверхности [7] и полученные аналитические выражения, описывающие влияние изменения на потоки молекул через мембраны с одиночными каналами [8], позволяют вычислить затраты лазерного излучения.

Мы произвели оценку количества квантов лазерного излучения, необходимых для увеличения потока через пористую облучаемую среду на одну молекулу. Рассматривалась наиболее удобная для расчета система управления потоками - диффузия газа через металлизированную пористую мембрану. Принимались во внимание энерги-