

Пучковая неустойчивость плазмы послесвечения инертных газов

© А.С. Мустафаев

Санкт-Петербургский государственный горный институт им. Г.В. Плеханова (технический университет),
199026 Санкт-Петербург, Россия

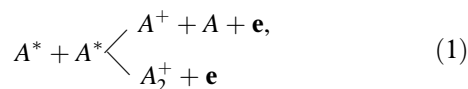
(Поступило в Редакцию 30 декабря 2003 г.)

Рассмотрены условия, в которых возможно возникновение неустойчивостей в плазме послесвечения инертных газов. Выполненные эксперименты подтвердили правильность предположений.

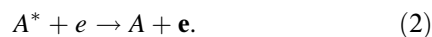
Известно [1,2], что система, состоящая из плазмы и проходящего через нее потока заряженных частиц, при определенных условиях становится неустойчивой. В [3–5] показано, что такая неустойчивость возникает в плазме даже при наличии слабой анизотропии функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС). Традиционно в работах, посвященных изучению распределения электронов в распадающейся плазме инертных газов [6–8], процессы возникновения неустойчивостей и их влияние на вид функции распределения электронов не анализировались.

В настоящей работе впервые рассмотрена возможность возникновения пучковой неустойчивости в распадающейся плазме послесвечения инертных газов, в которой в результате физико-химических процессов возникают быстрые электроны.

Рассмотрим плазму послесвечения инертных газов, в которой быстрые электроны возникают в результате реакций хемоионизации



и ударов второго рода между возбужденными атомами и электронами



Здесь A и A^* — атомы в основном и возбужденном состояниях; A^+ , A_2^+ — атомарные и молекулярные ионы; e (e) — быстрые (медленные) электроны. Энергии быстрых электронов, возникающих при физико-химических процессах в инертных газах, ε_1 (реакция (1)) и ε_2 (реакция (2)) приведены в таблице.

Амбиполярное электрическое поле, существующее в плазме, определяется средней энергией электронов и слабо влияет на диффузию быстрых электронов. В этих условиях преимущественное движение быстрых

электронов к границам плазменного объема формирует анизотропию из функции распределения, несмотря на то, что сам „источник“ быстрых электронов является изотропным. Степень анизотропии ФРЭС определяется давлением газа, размерами плазменного объема и концентрацией электронов. При достижении „критической“ концентрации электронов возникает плазменно-пучковая неустойчивость, которая приводит к энергетической релаксации ФРЭС и размыванию максимумов вблизи энергий ε_1 и ε_2 [9].

Проанализируем данные измерений функции распределения электронов в плазме послесвечения гелия. Эксперименты проводились в разрядной трубке диаметром 2.7 см при давлении газа 1 мм Hg [7]. Плазма создавалась импульсами тока с амплитудой от 0.1 до 1.0 А длительностью $10 \mu\text{s}$ и частотой повторения 2 кГц. Функция распределения электронов по энергиям измерялась методом модуляции зондового тока с временным разрешением $10 \mu\text{s}$ в момент времени $200 \mu\text{s}$ после обрыва импульса тока. Одновременно регистрировались концентрации электронов n и метастабильных атомов гелия M в состоянии 2^3S_1 .

На рис. 1 представлены функции распределения электронов в плазме послесвечения гелия для различных значений концентрации электронов n . С ростом концентрации электронов уменьшается длина ленгмюровской волны λ и облегчается возможность возникновения плазменно-пучковой неустойчивости [2,9]. Видно, что в энергетическом спектре действительно присутствуют группы быстрых электронов с энергиями $\varepsilon_1 = 14.4 \text{ eV}$ и $\varepsilon_2 = 19.8 \text{ eV}$. Дисперсия ФРЭС для группы электронов $\Delta\varepsilon_1$ заметно превышает $\Delta\varepsilon_2$. По-видимому, это связано с тем, что энергия ε_1 меньше ε_2 и соответственно меньше сечение возбуждения атомов гелия электронами этой группы. Это в свою очередь приводит к большей диффузионной длине $L_1 > L_2$ и соответственно большему времени жизни электронов этой группы.

Для сравнительного анализа трансформации вида функции распределения с изменением концентрации электронов на рис. 2 в относительных единицах представлена экспериментальная зависимость характерного времени жизни быстрых электронов T , которое пропорционально отношению амплитуды максимумов на функциях распределения при энергиях 14.4 и 19.8 eV к соответствующим скоростям возникновения электронов

Газ	ε_1, eV	ε_2, eV
Гелий	14.4	19.8
Неон	11.0	16.7
Аргон	7.3	11.6
Криптон	6.0	10.0
Ксенон	4.3	8.4

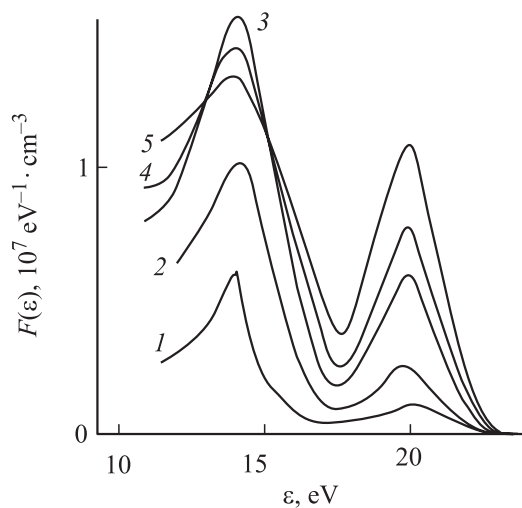


Рис. 1. Функция распределения электронов по энергиям $F(\varepsilon)$ в плазме послесвечения гелия: 1 — $n = 4.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; 2 — 10^{11} ; 3 — $2 \cdot 10^{11}$; 4 — $3 \cdot 10^{11}$; 5 — $4 \cdot 10^{11}$.

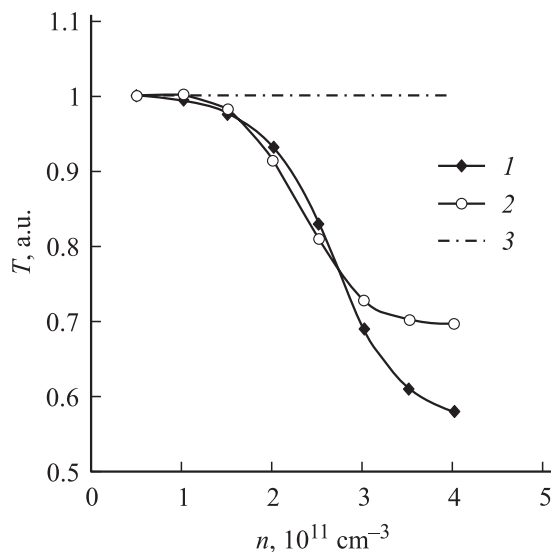


Рис. 2. Характерное время жизни быстрых электронов T (в а.е.) в зависимости от n : 1 — для электронов с энергией $\varepsilon_1 = 14.4 \text{ eV}$, 2 — $\varepsilon_1 = 19.8 \text{ eV}$; 3 — расчет без учета возбуждения волн.

этих групп. Для рассматриваемых условий (без учета возбуждения волн в плазме) это время не должно зависеть от n (штриховая линия). Константы скоростей соответствующих процессов и скорости возникновения быстрых электронов определены по измеренным значениям концентраций n и M [8].

Анализ экспериментальных данных показывает, что заметная трансформация вида распределения электронов в распадающейся гелиевой плазме происходит уже при $n \geq 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Этот результат хорошо согласуется с пороговым критерием возникновения плазменно-

пучковой неустойчивости и последующей энергетической релаксации ФРЭС, установленным в плазме низковольтного пучкового разряда в инертных газах [9]. Отметим, что зарегистрированные изменения вида функции распределения электронов с ростом концентрации n существенно превосходят погрешности эксперимента, которые для относительных измерений не превышают 5%.

Условие возникновения пучковой неустойчивости для распадающейся плазмы послесвечения инертных газов удобно представить в виде

$$n \geq 1.7 \cdot 10^8 \varepsilon \sigma^2(\varepsilon) N_A^2, \quad (3)$$

где ε — энергия быстрых электронов в eV, n — концентрация тепловых электронов в cm^{-3} , N_A — концентрация нормальных атомов газа в cm^{-3} , $\sigma(\varepsilon)$ — сечение процесса упругого рассеяния электрона на атомах в cm^2 .

Подстановка соответствующих величин в выражение (3) приводит к наблюдаемому в эксперименте значению n , при котором начинается энергетическая релаксация функции распределения электронов в распадающейся плазме.

Таким образом, в результате проведенного анализа можно утверждать, что в плазме послесвечения инертных газов при определенных условиях возможно возникновение пучковой неустойчивости, изменяющей вид функции распределения электронов по энергиям и, как следствие, свойства плазмы. Это обстоятельство необходимо учитывать при использовании плазмы с быстрыми электронами для технологических целей.

Автор признателен профессору Г.А. Дюжеву за критические замечания.

Список литературы

- [1] Ведынов А.А. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Т. 3. С. 203–244.
- [2] Иванов А.А. Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 352 с.
- [3] Mustafaev A.S., Mezentssev A.P. // J. Phys. D. 1986. Vol. 19. N 5. P. L69–L73.
- [4] Baksh F.G., Lapshin V.F., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. N 5. P. 689–693.
- [5] Baksh F.G., Lapshin V.F., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. N 5. P. 694–700.
- [6] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Торонов О.Г. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 702.
- [7] Demidov V.I., Kolokolov N.B. // Phys. Lett. A. 1982. Vol. 89. P. 397.
- [8] Колоколов Н.Б. Химия плазмы / Под ред. Б.М. Смирнова. Вып. 12. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 56–66.
- [9] Мустафаев А.С. // ЖТФ. 2001. Т.71. Вып. 4. С. 111–121.