

04;12

Определение флуктуаций температуры и концентрации электронов в ионизационно-неустойчивой плазме инертных газов в магнитогазодинамическом канале

© Т.А. Лапушкина, Е.А. Дьяконова, Р.В. Васильева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 16 июня 1997 г.

Работа направлена на более детальное изучение флуктуаций температуры и концентрации электронов, возникающих в результате развития ионизационной неустойчивости в неравновесных магнитогазодинамических каналах, где в качестве рабочего газа используется чистый инертный газ без присадки щелочного металла. Эксперимент проводился в дисковом магнитогазодинамическом канале холловского типа, сопряженном с ударной трубой при значениях магнитной индукции, больших $B_c = 0.57$ Т, при котором в данном эксперименте начинают возникать ионизационные неоднородности. Температура и концентрация электронов измерялась по спаду интенсивности сплошного излучения в ультрафиолетовой области согласно теории Унзольда–Крамерса и Бибермана–Нормана. В среднем в неоднородностях температура электронов изменяется от 7000 до 10000 К, достигая наибольших значений в мелкомасштабных флуктуациях. Вследствие отсутствия ионизационного равновесия в неоднородностях наблюдаются относительно небольшие флуктуации n_e и некоторый сдвиг фаз между колебаниями n_e и T_e . Вместе с тем средние значения концентрации электронов возрастают с увеличением степени заkritичности магнитного поля, что очевидно приводит к увеличению эффективной проводимости.

В предыдущих работах авторов [1–6] было обнаружено, что в чистых инертных газах без щелочной присадки развитие ионизационной неустойчивости приводит к возрастанию эффективной проводимости и снимаемой мощности. Данная работа направлена на более глубокое изучение особенностей ионизационной неустойчивости и выявление механизмов, ответственных за наблюдаемые эффекты. Основной целью данного исследования является определение величины флуктуаций тем-

пературы и концентрации электронов и выявление корреляции между ними.

Эксперимент проводился в дисковом холловском магнитогазодинамическом канале, сопряженном с ударной трубой, где создавался поток ионизованного газа. Установка, методы измерений и расчета параметров для устойчивой плазмы описаны в [1,2]. В качестве рабочего газа использовался ксенон. Давление в камере низкого давления 26 mm Hg. Число Маха фронта ударной волны в ударной трубе $M_I = 6.9$. Значения параметров потока в дисковом магнитогазодинамическом канале приведены в [4,5]. Данный эксперимент проводился при параметре нагрузки $K = 0.7$. В эксперименте неустойчивость начинает развиваться при значении магнитной индукции $B_c \geq 0.57 T$.

Измерение n_e и T_e основывается на регистрации абсолютной и относительной интенсивностей сплошного излучения. Общие закономерности сплошного излучения установлены Унзольдом–Крамерсом [7]. Уточнения, связанные с неводородоподобностью сложных атомов, учтены в теории Бибермана–Нормана [8].

Детально распределение энергии в сплошном спектре ксенона исследовалось в [9]. Показано, что в густой последовательности термов Хе имеются окна, что приводит к тому, что в некоторых спектральных областях интенсивность сплошного излучения I_ν оказывается зависящей от частоты.

$$I_\nu = \begin{cases} 4.3\xi(\nu) \frac{2h}{c^2} \cdot \frac{N_e N_i}{(kT_e)^{1/2}} = A & \nu \leq \nu_I \\ A \cdot \alpha \cdot \exp(-h\nu/kT_e) & \nu_I < \nu < \nu_{II} \\ A(1 - \beta \cdot \exp(-h\nu/kT_e)) & \nu > \nu_{III} \end{cases}$$

$$\alpha = \exp(h\nu_I/kT_e), \quad \beta = \exp(h\nu_{II}/kT_e) - \exp(h\nu_I/kT_e),$$

$$\gamma = \exp(h\nu_I/kT_e) - \exp(h\nu_{II}/kT_e) + \exp(h\nu_{III}/kT_e);$$

$$\nu_I = 3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}, \quad \nu_{II} = 4.5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}, \quad \nu_{III} = 6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}.$$

В излучении Хе при $\nu > 10^{14} \text{ s}^{-1}$ имеется значительный интервал длин волн (470–300 nm), в котором спад интенсивности излучения происходит по экспоненте. В работе [9] показано, что в этом случае температура электронов может быть определена по результатам сравнения I_ν для двух частот с помощью соотношения

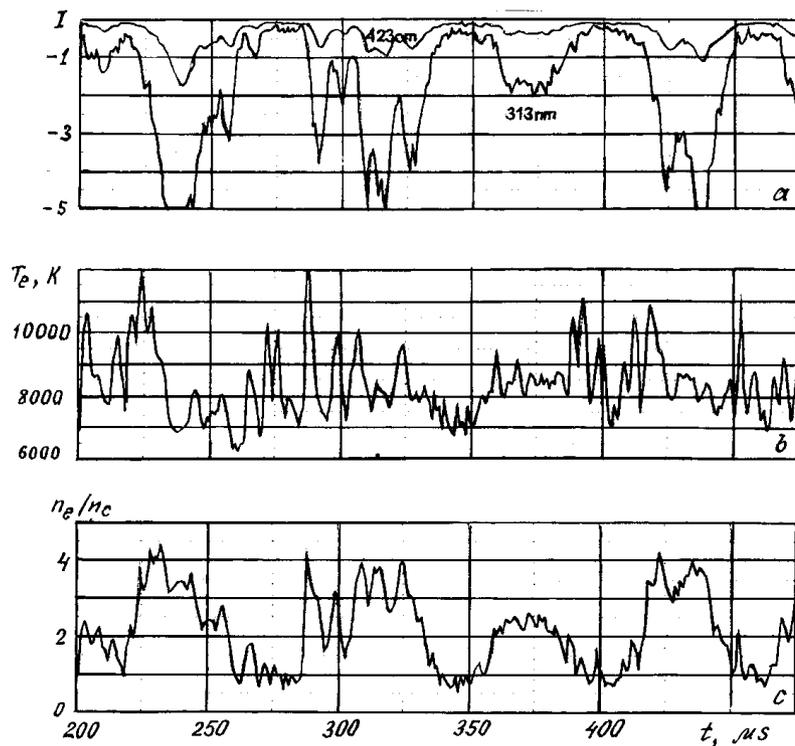
$$T = \frac{h}{k} \cdot \frac{\nu_2 - \nu_1}{\ln(I_1/I_2)}.$$

Эксперимент был организован следующим образом. В магнитогазодинамическом канале на радиусе $r = 9 \text{ см}$ в плексовые диски вставлялось кварцевое окно. С помощью поворотных зеркал и кварцевых линз излучение из дискового канала подавалось на дифракционную решетку. При этом выделялись две области спектра $\lambda_1 = (423 \pm 1.5) \text{ нм}$ и $\lambda_2 = (313 \pm 1.5) \text{ нм}$. Излучение регистрировалось с помощью фотоумножителей. Сигналы с фотоумножителей подавались на цифровой осциллограф и обрабатывались на компьютере. В качестве эталона излучения и эталона температуры электронов служила пробка ударносжатого газа при числе Маха фронта ударной волны $M_f = 10.5$. В [10] было показано, что при $M \geq 10$ измеренные параметры пробки ударносжатого газа хорошо согласуются с расчетными значениями.

Точность определения абсолютных значений температуры составляет примерно 10%. Относительная температура во флуктуациях измеряется с точностью до 5%. Абсолютные значения концентрации электронов определяются с точностью 30%, относительные — 10%.

Анализ осциллограмм излучения при различных значениях магнитной индукции показал, что флуктуации длительностью $3 \mu\text{с}$ и меньше в основном связаны с шумами фотоумножителей, в то время как более низкочастотные колебания характеризуют ионизационно неустойчивую плазму.

На рисунке показаны фрагменты осциллограмм с фотоумножителей, соответствующих излучению из средней части горячей пробки для режима с развитой ионизационной неустойчивостью при $B = 1 \text{ Т}$. Здесь же показаны колебания температуры и концентрации электронов. На осциллограммах выделяются относительно низкочастотные колебания с периодом $70\text{--}80 \mu\text{с}$ и более высокочастотные с периодом около $10 \mu\text{с}$. Это соответствует прохождению мимо фотоумножителей крупных неоднородностей, на фоне которых различаются более мелкомасштабные образования. Наибольшие значения T_e достигаются в мелкомасштабных флуктуациях. В среднем в неоднородностях температура электронов изменяется от 7000 до 10 000 К. При этом в случае ионизационного равновесия концентрация электронов должна была измениться примерно в 20 раз, однако наблюдаемые флуктуации n_e существенно меньше, что свидетельствует об отсутствии ионизационного равновесия в неоднородностях. Тем, что связь между n_e и T_e осуществляется не формулой Саха, а законами кинетики, объясняется отчасти тот факт, что наблюдается некоторый сдвиг фаз между колебаниями n_e и T_e ,



a — осциллограмма сигналов с фотоумножителей, регистрирующих излучение в двух спектральных областях (цифры у кривых — длины волн); *b* — значения температуры во флуктуациях; *c* — флуктуации концентрации электронов.

хотя в основном областям с повышенной температурой соответствуют области с повышенной концентрацией электронов. Очевидно, что в областях с повышенной температурой электронов за время их движения вдоль по каналу концентрация электронов успела возрасти, в областях с пониженной температурой вследствие сравнительно медленного механизма рекомбинации — не успела существенно уменьшиться. Средние значения концентрации электронов при изменении поля от критического значения $B_c = 0.57 \text{ Т}$ до $B = 1.0 \text{ Т}$ возрастают примерно в два раза. Очевидно, именно тем фактом, что при увеличении степени закри-

тичности, несмотря на образование неоднородностей, увеличивается среднее значение концентрации электронов, и объясняется наблюдаемое в предыдущих работах увеличение эффективной проводимости плазмы с ростом степени заkritичности магнитного поля.

Список литературы

- [1] *Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л.* и др. СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1991. С. 206.
- [2] *Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Мирианов Д.Н., Алексеева Т.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 57. В. 7. С. 27–33.
- [3] *Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зувев А.Д.* и др. Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 18. С. 2–32.
- [4] *Erofeev A.V., Vasil'eva R.V., Zuev A.D.* et al. Proceedings of the 12th Int. Conf on MHD Electrical Power Generation. Yokogama, Japan, 1996. V. 1. P. 74–82.
- [5] *Васильева Р.В., Дьяконова Е.А., Ерофеев А.В.* и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 12.
- [6] *Лапушкина Т.А., Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зувев А.Д.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 12.
- [7] *Унзольд А.* Физика звездных атмосфер. М.: Иностран. лит., 1949. С. 630.
- [8] *Биберман Л.М., Норман Г.Э.* // Успехи физ. наук. 1967. Т. 91. С. 193–246.
- [9] *Дронов А.П., Свиридов А.Г., Соболев Н.Н.* // Опт. и спектр. 1962 Т. XII. В. 6. С. 677–690.
- [10] *Тумакаев Г.К., Лазовская В.Р.* // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.–Л.: Наука, 1967. С. 304.