

- [2] Ferry D.K. - J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 3, p. 1422-1427.
- [3] Brorson S.D., Di Maria D.J., Fishetti M.V., Pesavento F.L., Solomon P.M. - J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 3, p. 1302-1313.
- [4] Fitting H.J., Czarnowski A. - Phys. stat. sol. (a), 1986, v. 93, N 1, p. 385-396.

Ленинградский государственный университет им. А.А. Жданова

Поступило в Редакцию  
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

### ОБ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕРАВНОВЕСНО ИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ ПРИ МГД - ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А.В. Ерофеев, Т.А. Алексеева,  
Р.В. Васильева

Условия развития ионизационной (электротермической) неустойчивости в ЕхН полях, присущей неравновесным МГД каналам, достаточно хорошо изучены для газов с равновесной ионизацией присадки [1], когда флуктуации концентрации и температуры электронов связаны между собой соотношением Саха. Установлено, что в этом случае критические условия не зависят от длины волны возмущения. Для чистых газов с неравновесной ионизацией теоретический анализ был выполнен для предельных случаев развития ионизации (только ионизируемая или только рекомбинирующая плазма) для двух крайних значений длины волны возмущения ( $\lambda \rightarrow \infty$ ,  $\lambda \rightarrow 0$ ) [2, 3]. Кроме того, были определены значения  $\lambda_{кр}$ , начиная с которых плазма становится неустойчивой [2]. Таким образом, вопрос о том, как критические условия развития ионизационной неустойчивости зависят от длины волны возмущения и от степени равновесности остается открытым.

При теоретическом решении задачи полагалось, что состояние тяжелой компоненты стационарное и однородное, что в стационарном состоянии электронный газ также однороден. Предполагалось, что функция распределения максвелловская, рекомбинация трехчастичная, ионизация происходит при электрон-атомных столкновениях [4].

Эксперимент проводился в дисковом МГД канале, помещенном в торце ударной трубы [5, 6]. Визуализация неоднородностей по их собственному свечению осуществлялась с помощью скоростной фотокамеры. Рабочий газ - ксенон. Эксперимент проводился при началь-

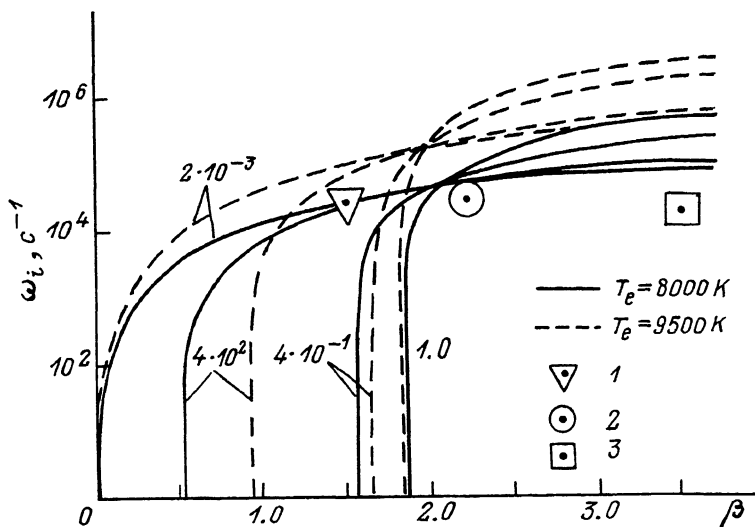


Рис. 1. Зависимость инкремента колебаний  $\omega_i$  от параметра Холла  $\beta$  для  $T_e = 8000$  К и  $T_e = 9500$  К,  $n_a = 2 \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>,  $\lambda = 0.05$  м. Числа у кривых - степень равновесности  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p}$ . Экспериментальные точки для 1, 2 и 3 режимов.

ном давления  $P_0 = 26$  мм рт. ст. при трех различных режимах, задаваемыми числами Маха фронта падающей ударной волны в ударной трубе. 1 режим -  $M = 8.4$ , 2 -  $M = 6.9$ , 3 -  $M = 6.4$ . Критические значения магнитного поля для этих трех режимов соответственно равны: 0.8 Т, 0.57 Т, 0.4 Т. Наблюдаемая в эксперименте вблизи критических условий длина волны возмущения равна 5-10 см. В качестве параметров, характеризующих средние по каналу значения параметров, приняты значения при  $r = 6$  см. При всех трех режимах концентрации атомов и скорости потока в этом сечении близки по значениям друг к другу:  $n_a = (1.2-1.5) \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>,  $u = (1.25-1.6) \cdot 10^3$  м/с. Числа Маха потока при этих режимах примерно равны 2.6. Значения  $T_e$  меняются от 7400 до 8800 К,  $T_e > T_2$ . Основное отличие в состоянии плазмы в предкритических условиях при заданных режимах заключается в степени равновес-

ности  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p}$ , где  $\alpha_0$  - измеряемая в потоке степень ионизации га-

за,  $\alpha_p$  - равновесное значение. Степени равновесности соответственно равны:  $4 \cdot 10^{-1}$ ,  $4 \cdot 10^{-2}$ ,  $2 \cdot 10^{-3}$ .

Основными параметрами, определяющими возможность развития неустойчивости на длине канала, является время развития и параметр Холла  $\beta$ . На рис. 1 приведены результаты эксперимента и данные расчета, показывающие связь инкремента колебаний  $\omega_i$  со значениями  $\beta$  при различных  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p}$  и двух значениях  $T_e$ . Из ана-

лиза расчетных данных следует, что при уменьшении степени равновесности критический параметр Холла уменьшается ( $\beta_{кр} = \beta$  при  $\omega_i = 0$ ) и уменьшается характерное значение  $\omega_i$  при  $\beta \gg \beta_{кр}$ , которым определяется время развития неустойчивости:  $\tau_p = 1/\omega_i$ .

В предельном случае, когда  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p} \rightarrow 0$ ,  $\beta_{кр} \rightarrow 0$ ,  $\tau_p \rightarrow \infty$ , таким

образом сильно неравновесная плазма при уменьшении параметра Холла является устойчивой, поскольку  $\tau_p \rightarrow \infty$ . Время развития неустойчивости зависит от времени развития ионизации  $\tau_u$ . При  $\beta \gg \beta_{кр}$  значения  $\tau_p$  по порядку величины сравнимы со значением  $\tau_u$ . В эксперименте  $\tau_p$  определялось по времени появления страт в середине или в конце канала, оно по существу определяется пролетным временем. При сильной начальной неравновесности значения  $\beta$ , при которых возникает неустойчивость, существенно больше  $\beta_{кр}$ , т.к. с ростом  $\beta$  падает время развития неустойчивости, и когда это время становится меньше пролетного, неустойчивость

начинает развиваться. При режиме 1 ( $T_e = 7400$  К,  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p} = 4 \cdot 10^{-1}$ ), характеризуемом небольшим начальным отклонением от равновесия, отмечается удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и расчетными значениями, которые могут быть оценены из рис. 1 путем соответствующей экстраполяции представленных теоретических кривых  $\omega_i(\beta)$  к зависимости  $\omega_i(\beta)$  при  $T_e = 7400$  К. При переходе к следующим режимам (режим 2:

$T_e = 8600$  К,  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p} = 4 \cdot 10^{-2}$  и режим 3:  $T_e = 8800$  К,  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p} =$

$= 2 \cdot 10^{-3}$ ) отклонение от равновесия увеличивается. При этом увеличивается значение  $\beta$ , при котором за пролетное время успевает развиваться ионизационная неустойчивость. Однако время развития неустойчивости оказывается существенно больше, чем расчетные значения  $\frac{1}{\omega_i}$ , что, вероятно, обуславливается обеднением высоко-

энергетической части функции распределения по мере того, как уменьшается значение  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p}$ . Таким образом, можно утверждать,

что расчет и эксперимент показывают одинаковые закономерности в развитии ионизационной неустойчивости. Следует добавить, что измеренные углы между направлением среднего тока и волновым

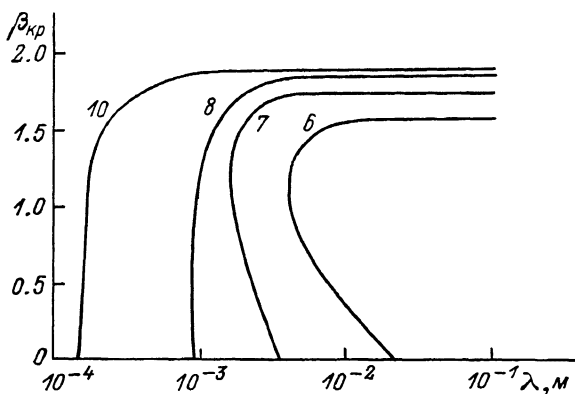


Рис. 2. Зависимость критического параметра Холла  $\beta_{кр}$  от длины волны возмущения  $\lambda$  для  $\alpha_0 = \alpha_p$ ,  $n_a = 2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ . Числа у кривых -  $T_e = 10^{-3} \text{ К}$ .

вектором наблюдаемых возмущений при околоритических условиях составляют  $55-65^\circ$ , что близко к расчетным данным.

В результате численного эксперимента получены новые данные относительно критических условий в случае, когда начальное состояние плазмы равновесное  $\frac{\alpha_0}{\alpha_p} = 1$ , но при флуктуациях зависимость

концентрации электронов от температуры определяется уравнением кинетики. Результаты расчета показали, что в этом случае критический параметр Холла зависит от длины волны возмущения. Эта зависимость представлена на рис. 2. Видно, что при каждой заданной температуре существует критическое значение  $\lambda_{кр}$ , ниже которого плазма неустойчива и при  $V = 0$ . Следует отметить, что зависимость  $\beta_{кр}(\lambda)$  немонотонна, существование  $\lambda_{кр}$  говорит о разных механизмах раскачки колебаний. На это указывает и различие в значениях углов  $\varphi$  между направлением среднего тока и волновым вектором. При  $\lambda > \lambda_{кр}$  и  $\beta > \beta_{кр}$   $\varphi = 45^\circ$ , что типично для ионизационной неустойчивости. При  $\lambda < \lambda_{кр}$  угол  $\varphi$  значительно меньше. Так, при  $T_e = 6000 \text{ К}$ , при  $\beta = 0.2$   $\varphi = 3^\circ$ . Анализ задачи показывает, что при  $\lambda < \lambda_{кр}$  раскачка колебаний происходит вследствие селективного нагрева электронов и развития неравновесной ионизации в электрическом поле без влияния эффекта Холла.

Обычно в неравновесных МГД каналах используется инертный газ с присадкой щелочного металла. Из анализа полученных данных следует, что и в этом случае неустойчивость может развиваться при  $\beta < 1$ . Причем коротковолновые колебания обуславливаются не-

равновесной ионизацией присадки, длинноволновые – неравновесностью инертного газа.

Таким образом, в результате работы выявлена связь параметра Холла и времени развития неустойчивости со степенью равновесности газа и длиной волны возмущения.

Авторы благодарны И.А. Горбачеву за проведение расчетов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы, М.: Наука, 1979. 168 с.
- [2] Горячев В.Л., Ременный А.С. – Магнитная гидродинамика, 1974, № 3, с. 62–66.
- [3] Горячев В.А., Силин Н.А. – ТВТ, 1981, т. 19, № 5, с. 923–928.
- [4] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. – УФН, 1979, т. 128, № 2, с. 233–271.
- [5] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Миршанов Д.Н., Тхорик Л.Г. – ЖТФ, 1980, т. 50, № 8, с. 1696–1704.
- [6] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зуев А.Д. и др. В сб.: Теплофизические проблемы прямого преобразования теплоты в электроэнергию, Киев: Наук. думка, 1984, с. 36–41.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
15 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
9 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

### НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН СПЕКЛ-ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.В. Мамаев, К. Оразов,  
В.В. Шкунов, Т.В. Яковлева

Известно, что при нестационарной самодифракции лазерных пучков с регулярной пространственной структурой в фоторефрактивных кристаллах с локальным фотооткликом направление энергообмена определяется только соотношением интенсивностей волн – из сильного пучка в слабый [1]. В настоящей работе для фоторефрактивных кристаллов с фотогальваническим и дрейфовым откликом исследуется направление нестационарного энергообмена спекл-пучков [2], т.е. монохроматических световых пучков с большим числом пространственных неоднородностей профиля интенсивностей случайного харак-