

**НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ КОЛЬЦЕВОГО РАЗРЯДА
В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

*В. Г. Андропов, Н. А. Кружилин, Г. С. Лопацкий,
Г. Д. Петров*

(Москва)

Экспериментально исследованы низкочастотные колебания в плазме кольцевого разряда. Найдены значения магнитного поля, соответствующие возникновению и срыву ионизационного равновесия. Проведен анализ устойчивости плазмы при отсутствии ионизационного равновесия. Отмечено согласие между теоретическими и экспериментальными результатами.

Ранее [1] были исследованы низкочастотные колебания плазмы в контрагированном разряде, вращавшемся в магнитном поле. Возможно существование и кольцевой формы, когда разряд заполняет все межэлектродное пространство, что приводит к замыканию азимутального холловского тока [2]. Возникновение и развитие колебаний в такой плазме зависит от величины проскальзывания электронов и ионов относительно нейтральных частиц, определяемого замагниченностью соответственной компоненты [3-5]. Исследованию колебаний такой замагниченной плазмы и посвящена настоящая работа.

Экспериментальная установка описана в [1]. Давление газа составляло $0.05 \div 0.5$ торр, ток разряда $0.05 \div 0.4$ а, магнитное поле $0 \div 3.5$ кгс. Температура и концентрация электронов определялись из зондовых измерений.

При давлении 0.1 торр эти параметры были следующими:

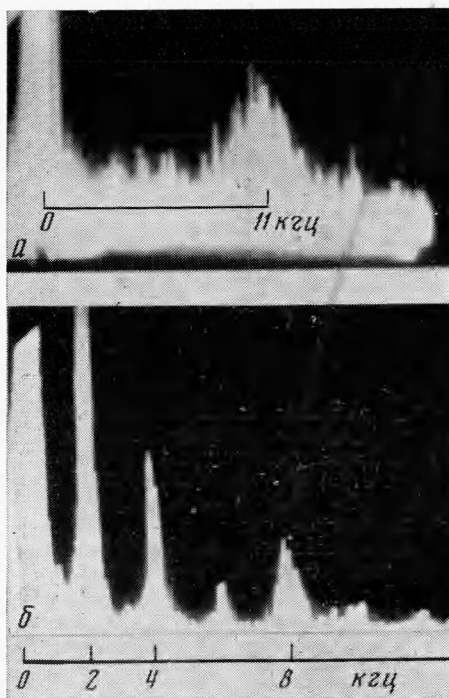
$H, \text{ гс}$	$I_d, \text{ а}$	$T_e, \text{ }^\circ\text{К}$	$n_e, \text{ см}^{-3}$
0	0.39	$2.18 \cdot 10^4$	$1.13 \cdot 10^{10}$
50	0.38	$2.47 \cdot 10^4$	$1.38 \cdot 10^{10}$
100	0.375	$2.67 \cdot 10^4$	$1.48 \cdot 10^{10}$
150	0.37	$2.78 \cdot 10^4$	$1.92 \cdot 10^{10}$
200	0.36	$2.82 \cdot 10^4$	$2.13 \cdot 10^{10}$

Эксперименты показали, что при величине магнитного поля, меньшей некоторого критического значения $H_* \approx 100 \div 140$ гс, амплитуда колебаний напряжения на зондах мала, а частотный спектр имеет характер «белого шума».

При критическом значении поля появляются селективные колебания на частоте 11 кгц . На рис. 1, а приведен амплитудно-частотный спектр колебаний разности потенциалов зондов при $H = 140$ гс. При напряженности магнитного поля $350 \div 400$ гс основная частота колебаний уменьшалась до 2 кгц , появлялись гармоники на более высоких частотах. Соответствующая спектрограмма при $H = 380$ гаусс представлена на фиг. 1, б. При дальнейшем увеличении магнитного поля частота колебаний снова увеличивалась. Аналогичный ход частоты осцилляций наблюдался и по яркости свечения плазмы.

Скорость распространения колебаний в азимутальном и радиальном направлениях определялась по сдвигу фаз потенциала зондов. Значения скорости лежали в пределах $100 \div 200 \text{ м/сек}$. Характерный размер длины волны был порядка $0.5 \div 2 \text{ см}$.

На фиг. 2 приведена зависимость частоты первой гармоники колебаний потенциала плазмы от величины магнитного поля. Регулярные колебания, возникающие при $H > H_*$ (участок АВ на фиг. 2), обусловлены неустойчивостью исходного состояния плазмы. Наибольший инкремент имеют колебания, связанные с ионизационной неустойчивостью [3-10]. На ионизационную неустойчивость указывает и то, что колебания



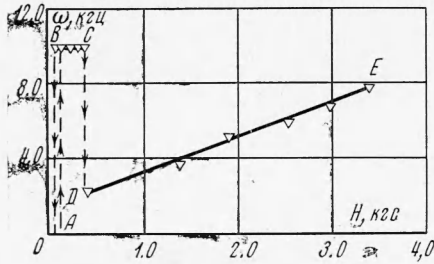
Фиг. 1

концентрации электронов на участке *BC* (фиг. 2). были достаточно велики и составляли 10% средней величины. Колебания концентрации определялись по флуктуациям зондового тока и независимо по флуктуациям электрического поля [11].

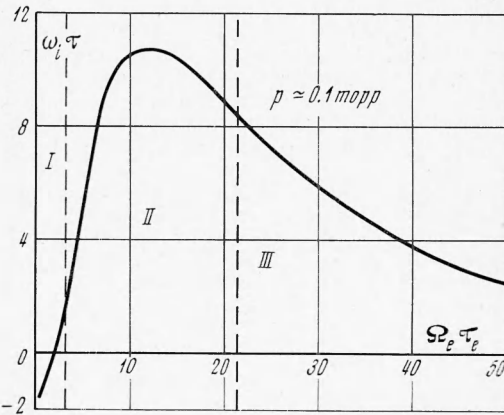
Появлению регулярных колебаний (участок *AB* на фиг. 2) соответствует значение электронного параметра Холла $\Omega_e \tau_e \sim 4$. Понижение частоты колебаний (участок *CD* на фиг. 2) относится к величине $\Omega_e \tau_e \geq 20$, при этом значение параметра скольжения ионов $\Omega_i \tau_i$ порядка единицы ($\Omega_i \tau_i$ — параметр Холла для ионов).

Зависимость частоты колебаний от магнитного поля имеет гистерезисный характер (участок *AB* на фиг. 2). При уменьшении магнитного поля колебания на частоте 11 кГц сохраняются вплоть до значений $H \sim 1/2 H_*$ и далее срываются при $H \approx 40$ гс, т. е. при $\Omega_e \tau_e \sim 2$.

Существенный интерес представляет анализ дисперсионного уравнения ионизационных колебаний. При выводе дисперсионного уравнения рассматривался плоский слой плазмы толщиной *L*, направление тока полагалось параллельным плоскости *XY*, магнитного поля — вдоль оси *Z*. В основном состоянии характерный размер неоднородности плазменного слоя по оси *Z* порядка



Фиг. 2



Фиг. 3

$L/2$. В условиях эксперимента рождение электронов обусловлено прямой ионизацией, а потери — амбиполярной диффузией и двухчастичной рекомбинацией. Энергетические потери электронов в основном обусловлены процессом теплопроводности, потерями при упругих и неупругих столкновениях можно пренебречь. В обобщенном законе Ома учитывалось проскальзывание ионов. Остальные уравнения имели общепринятый вид [6].

Для колебаний с волновым вектором, параллельным плоскости симметрии ($Z = 0$), дисперсионное уравнение имеет вид

$$i\omega_i \tau = 2h_1 \left(\frac{k_x k_y}{k^2} \frac{\Omega_e \tau_e}{1 + \varepsilon (\Omega_e \tau_e)^2} - \frac{k_y^2}{k^2} \right) - h_2 \left(i + \frac{\kappa_{e\perp} T_e k^2}{Q_0} \right) \quad (1)$$

$$h_1 = \frac{d \ln \tau_i^{-1}}{d \ln T_e}, \quad h_2 = \frac{\tau_i}{\tau_r} + D_{a\perp} k^2 \tau_i, \quad \varepsilon = \frac{\Omega_i \tau_i}{\Omega_e \tau_e}$$

$$\tau = \frac{V_i n_e}{Q_0} h_1 + \tau_i \left(1 + \frac{\kappa_{e\perp} T_e k^2}{Q_0} \right)$$

Здесь k_x, k_y — компоненты волнового вектора, $D_{a\perp}, \kappa_{e\perp}$ — соответственно коэффициенты амбиполярной диффузии и электронной теплопроводности поперек магнитного поля, τ_i, τ_r — характерные времена ионизации и рекомбинации [12], V_i — потенциал ионизации газа, Q_0 — величина джоулевых потерь.

На фиг. 3 представлена зависимость величины $\omega_i \tau$ от $\Omega_e \tau_e$, рассчитанная по соотношению (1). Здесь же приведены экспериментально определенные области характерных режимов колебаний плазмы. Для определения границы устойчивости из (1) получаем уравнение для критического параметра Холла $(\Omega_e \tau_e)^*$

$$\frac{(\Omega_e \tau_e)^2}{[1 + \varepsilon (\Omega_e \tau_e)^2]^2} = \frac{2h_2}{h_1} \left[1 + \frac{h_2}{h_1} \left(1 + \frac{\kappa_{e\perp} T_e k^2}{Q_0} \right) \right] \left(1 + \frac{\kappa_{e\perp} T_e k^2}{Q_0} \right) \quad (2)$$

При $\Omega_e \tau_e < (\Omega_e \tau_e)^*$ плазменные колебания отсутствуют (область I на фиг. 3). При $\Omega_e \tau_e > (\Omega_e \tau_e)^* \approx 2 + 3$ величина $\omega_i > 0$ и возможно возникновение ионизационной неустойчивости (область 2, на фиг. 3). При $\Omega_e \tau_e > 10$ (значение параметра

скольжения порядка единицы), величина инкремента ω_i достигает максимума и далее уменьшается. При $H > 400$ гс частота колебаний меняется скачком, что, видимо, связано с установлением другого типа колебаний, вероятнее всего магнитоакустических [3, 4, 13].

Поступила 26 XI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Андропов В. Г., Лопатский Г. С., Петров Г. Д., Черныш В. И., Юрчук Э. Ф. Низкочастотные колебания плазмы, вращающейся в магнитном поле. ПМТФ, 1969, № 5, стр. 141.
2. Широков М. Ф., Ваулин Е. П. Течения неизотермической плазмы с большими скоростями. В сб. «Исследования при высоких температурах», М., «Наука», 1967.
3. Saito S., Sato N., Hattai Y. Low-frequency oscillations in a weakly ionized plasma in crossed electric and magnetic fields. J. Phys. Soc. Japan., 1966, vol. 21, No. 12, p. 2695.
4. Веденов А. А., Велихов Е. П. Проблемы использования плазмы с горячими электронами в МГД генераторах. Electricity from MHD, Vienna, 1966, vol. 2, p. 395.
5. Елисеев Б. В. Неустойчивость пондеромоторной силы в слабо ионизированной плазме. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 6, стр. 852.
6. Velikhov E. P., Dykhe A. M. Plasma turbulence due to ionization instability in a strong magnetic field. Compt. rend. 6-e Conférence Internat. Phénom. Ionisat. dans Gaz, vol. 4, Paris, 1963.
7. Kerrebrock J. L. Nonequilibrium ionization due to electron heating. II. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 6, p. 1072.
8. Шипук И. Я., Пашкин С. В. Ионизационная неустойчивость плазмы в скрещенных полях. Докл. АН СССР, 1967, т. 176, № 6.
9. Рожков А. М., Степанов К. Н., Супруненко В. А., Фареник В. И., Власов В. В. Резонансное возбуждение ионно-циклотронных колебаний во вращающейся плазме. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 10, вып. 2.
10. Настоящий А. Ф. Устойчивость тока в поперечном магнитном поле. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 3, стр. 321.
11. Лопатский Г. С., Андропов В. Г. Экспериментальное исследование характеристик дугового разряда в поперечном магнитном поле. Electricity from MHD, Vienna, 1966, vol. 2, p. 133.
12. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. К теории неравновесной низкотемпературной плазмы. Сб. «Магнетогидродинамический метод получения электроэнергии», М., «Энергия», 1968, стр. 209.
13. Trigher S. A. The theory of the stability of sound on a nonhomogeneous plasma. Electricity from MHD, Vienna, 1966, vol. 2, p. 409.

УДК 537.529

О СТРУКТУРЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НЕКОТОРЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ И ПЛОСКИХ ЗАДАЧ

А. П. Шаталов (Челябинск)

Приводятся результаты расчета на ЭЦВМ БЭСМ-6 электрического поля стержня и пластины, а также искажений внешнего поля штыревой антенной.

В ряде случаев возникает задача определения осесимметричных и плоских электрических полей, создаваемых цилиндрическим стержнем конечных размеров с заданным распределением напряжения по его длине, а также полей пластины, диска и полосковой линии. К расчету таких полей приводят анализ полей взрывающейся проволоки [1], реостатного делителя напряжения при измерении больших напряжений генераторов импульсных напряжений, определение искажений внешнего поля измерительной антенной и искажений поля атмосферы вблизи стержневого молниеотвода, а также задача создания однородного поля в ограниченном объеме при моделировании действия внешнего равномерного поля [2]. В последнем случае важно рассчитать искажения поля внесенным объектом исследования.

В квазистатическом приближении расчет поля сводится к интегрированию уравнения Лапласа с заданными граничными условиями. Ввиду специфичности области