

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов, Ю. И. Эйдельман

(Новосибирск)

Исследуется возбуждение ионно-циклотронной неустойчивости в бесстолкновительной сильно ионизованной калиевой плазме; изучается состояние плазмы и диффузия при развитой неустойчивости, взаимодействие ионно-циклотронной неустойчивости с дрейфовой и ионно-звуковой.

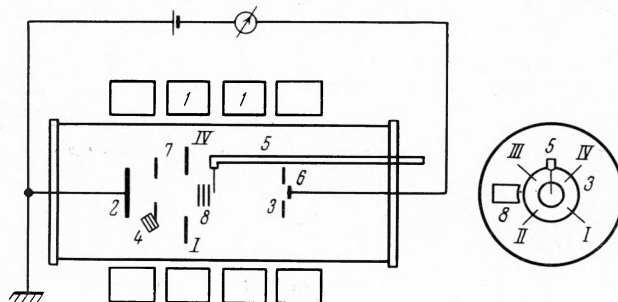
Ионно-циклотронная неустойчивость бесстолкновительной плазмы была предсказана и исследована теоретически в работах [1,2]. Было найдено, что в почти изотермической плазме неустойчивость возбуждается при скоростях дрейфа электронов относительно ионов (т. е. токовой скорости), выше критической

$$u_* = v_i \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{T_i}{T_e} + 1 \right) \left(\ln \frac{M}{m} \right)^{1/2}, \quad \Gamma_1 = \frac{I_1(k_{\perp}^2 \rho_i^2)}{\exp(k_{\perp}^2 \rho_i^2)}$$

Здесь I_1 — функция Бесселя от мнимого аргумента; k_{\perp} , k_{\parallel} — поперечная и продольная составляющая волнового вектора; v_i — тепловая скорость ионов; ρ_i — ларморовский радиус ионов; T_i , T_e — температура ионов и электронов; M , m — масса ионов и электронов.

Неустойчивость проявляется в возбуждении электростатических почти радиальных волн ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) на частотах, близких к ионно-циклотронной f_i . Как показано в работе [3], одновременно с ионно-циклотронной частотой могут возбуждаться и ее гармоники.

Неустойчивость такого типа была обнаружена в экспериментах со столкновительной термически ионизованной плазмой [4]. Было найдено, что при пропускании тока по оси плазменного цилиндра при скоростях дрейфа, близких к расчетным [1], возбуждаются радиальные волны с частотой, незначительно превосходящей ионно-циклотронную.



Фиг. 1. Схема установки: 1 — катушки магнитного поля; 2 — ионизатор; 3 — кольцевая пластина; 4 — напылитель; 5 — подвижный зонд; 6 — коллектор; 7 — ирисовая диафрагма; 8 — измеритель диффузии; I—IV — одиночные зонды

1. Описание установки. Эксперименты проводились на установке [5] (фиг. 1), в которой плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине (ионизаторе) с радиусом $R = 2$ см, нагретой до температуры $\sim 2000^\circ$ К. Радиус плазменного столба может быть уменьшен до 0.9 см с помощью ирисовой диафрагмы, расположенной перед ионизатором. Со второго торца плазма ограничена коллектором радиусом 0.5 см и кольцевой пластиной радиусом 2 см, изолированными друг от друга. Длина плазменного столба $L = 36$ см.

Эксперименты проводились при магнитных полях 600—3000 *эрт* и плотности плазмы 10^9 — 10^{10} см^{-3} . При такой плотности длина свободного пробега $\lambda_{ei} \sim L$, так что плазму можно считать бесстолкновительной.

Плотность плазмы n и амплитуда колебаний плотности n° измерялись лэнгмюровским зондом по постоянной и переменной составляющим ионного тока насыщения, а амплитуда колебаний потенциала φ° по переменной составляющей тока на плавающий зонд [6]. Фазовые измерения проводились при помощи системы зондов, причем подвижный зонд мог перемещаться по оси и по радиусу.

Спектр колебаний исследовался анализаторами гармоник С5-2 и С5-3 (полоса пропускания ~ 200 гц), регистрирующих эффективную амплитуду.

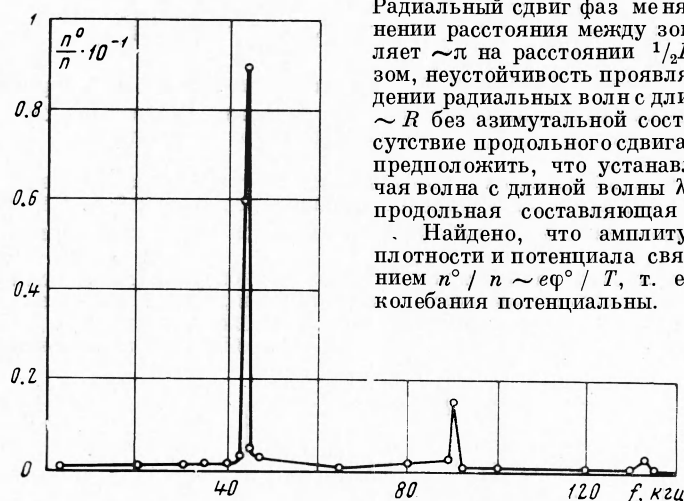
При исследовании состояния плазмы проводился качественный корреляционный анализ [7] и использовался коррелограф, измеряющий знаковую корреляционную функцию $F(\tau)$ [7,8]. Коэффициент диффузии поперек магнитного поля измерялся при помощи измерителя [6,7], регистрирующего поперечный поток плазмы.

2. Результаты эксперимента. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя вблизи ионизатора, когда в отсутствие тока в плазме нет неустойчивостей [7]. При пропускании тока по оси плазменного цилиндра (напряжение приложено к коллектору, потенциал кольцевой пластины плавающий) наблюдается возбуждение неустойчивости. Типичный спектр колебаний, в котором четко видно несколько гармоник, приведен на фиг. 2. Частота первой гармоники близка к ионно-циклотронной и растет пропорционально магнитному полю (фиг. 3).

При фазовых измерениях, проводившихся при $H = 1000$ эрст, не обнаружено азимутального и продольного сдвига фаз (в последнем случае подвижный зонд передвигался в пределах 10–32 см от ионизатора).

Радиальный сдвиг фаз меняется при изменении расстояния между зондами и составляет $\sim \pi$ на расстоянии $1/2R$. Таким образом, неустойчивость проявляется в возбуждении радиальных волн с длиной волны $\lambda_r \sim R$ без азимутальной составляющей. Отсутствие продольного сдвига фаз позволяет предположить, что устанавливается стоячая волна с длиной волны $\lambda_z \geq 2L$ или что продольная составляющая отсутствует.

Найдено, что амплитуды колебаний плотности и потенциала связаны соотношением $n^0/n \sim e\varphi^0/T$, т. е. наблюдаемые колебания потенциальны.



Фиг. 2. Спектр колебаний: $H = 1000$ эрст; $n = 5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$

Критическая скорость дрейфа электронов u_* , необходимая для возбуждения неустойчивости, определялась по формуле [9]

$$u_* = v_i I_* / I_i$$

Здесь I_i — ионный ток насыщения коллектора, I_* — критический ток. В этой формуле учтено, что плазма движется от горячего ионизатора к холодному торцу со скоростью $\sim v_i$ [10,11], вследствие чего $I_i \sim n v_i$. Оказалось, что критическая скорость дрейфа не зависит от магнитного поля, величина ее равна

$$u_* = (3.5 \pm 0.6) \cdot 10^6 \text{ см/сек} \sim 40 v_i$$

Было найдено, что четкие максимумы в спектре наблюдаются только при достаточно больших магнитных полях — $H > H_*$. При $H < H_*$ возбуждается только шумовой спектр в диапазоне частот $\sim f_i \div 4f_i$, причем амплитуда колебаний на порядок меньше амплитуды первой гармоники при $H > H_*$. При уменьшении радиуса плазменного столба было найдено, что значение H_* растет. Приведем критические значения H_* , соответствующие различным радиусам столба R .

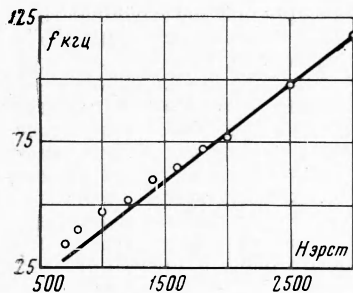
R мм	= 20	20	14	10	9	15	15
H_* эрст	= 800	700	1600	~ 2000	≥ 2000	1770	3500
R/ρ_i	= 4	4	6	5	5	7	7

Последние два значения для $R = 15$ мм взяты из работы [4] для калия и цезия соответственно. Здесь же приведены значения отношения радиуса столба к ларморовскому радиусу ионов при $H = H_*$.

Был исследован характер возбуждения неустойчивости. Как видно из фиг. 4, на которой показана зависимость амплитуд гармоник от скорости дрейфа электронов u , возбуждение является «мягким» [12]. Действительно, амплитуда при изменении скорости дрейфа меняется плавно, при увеличении и уменьшении u точки ложатся на одну кривую, при $u < u_*$ амплитуда равна нулю. С ростом u гармоники неустойчивости возбуждаются последовательно.

При возбуждении неустойчивости было найдено время нарастания амплитуды колебаний до максимальной величины. При этом напряжение на коллектор подавалось прямоугольными импульсами, передний фронт которых мал по сравнению с периодом колебаний. Из осциллограммы фиг. 5 видно, что это время составляет ~ 15 периодов колебаний.

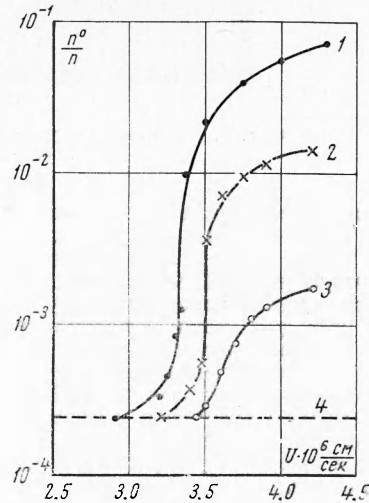
Измерение распределения амплитуды колебаний по радиусу показало, что колебания локализованы в пределах токового шнура и имеют максимальную амплитуду на его оси. Вне токового шнура амплитуда уменьшается примерно на порядок. О величине амплитуды можно судить по осциллограмме колебаний плотности (фиг. 6). Видно, что амплитуда невелика. Прямые измерения показывают, что при развитой неустойчивости амплитуда колебаний на оси не превышает величины $n^0/n \sim 0.1$.



Фиг. 3

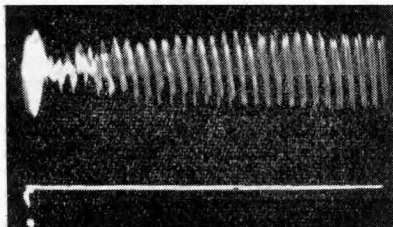
Фиг. 3. Зависимость частоты первой гармоники от магнитного поля: $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

Фиг. 4. Зависимость амплитуд гармоник от скорости дрейфа электронов; кривые 1, 2, 3 соответствуют первой, второй и третьей гармоникам; штриховая прямая — начальный уровень шумов; $H = 1000 \text{ эрст}$; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$



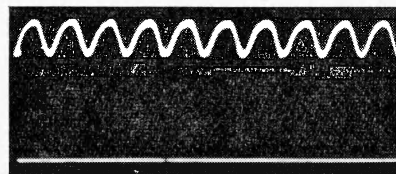
Фиг. 4

Было исследовано состояние плазмы при развитой неустойчивости. Из спектра фиг. 2 видно, что амплитуда гармоник \sim на два порядка выше амплитуды шумовых колебаний на промежуточных частотах. Осциллограммы фиг. 6,7 показывают, что возбуждающиеся колебания имеют регулярный характер, их фазы не сбиваются в течение очень большого числа колебаний, по крайней мере ~ 100 периодов. Это видно также из автокорреляционной функции $F(\tau)$ колебаний плотности, которая не отличается от автокорреляционной функции синусоидального сигнала с генератора (фиг. 8). Корреляционная функция, снятая с двух зондов, не изменяется при изменении расстояния (в частности, продольного) между ними, откуда следует, что фазы колебаний во всех точках плазменного столба скоррелированы.



Фиг. 5

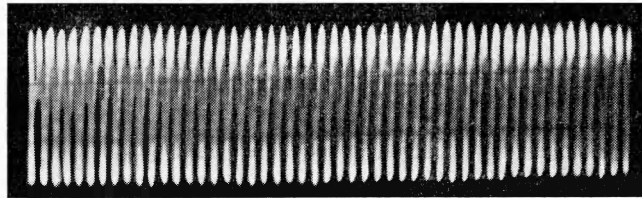
Фиг. 5. Развитие неустойчивости. Верхний луч — колебания плотности; нижний луч — потенциал коллектора; $H = 1200 \text{ эрст}$; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; 50 мсек / см



Фиг. 6

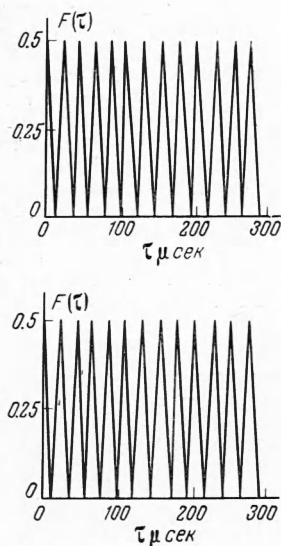
Фиг. 6. Осциллограмма тока на зонд (колебания плотности) при развитой неустойчивости. Прямая указывает нулевой уровень плотности $H = 1000 \text{ эрст}$; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $f = 44 \text{ кгц}$

Измерение коэффициента диффузии в режиме электронного слоя в отсутствие тока, когда неустойчивости нет, дает величину $D \lesssim 20 \text{ см}^2/\text{сек}^{-1}$ (при этом классическое $D \sim 1 \text{ см}^2/\text{сек}^{-1}$.) Как было показано в [7], эта величина, по-видимому, определяется паразитными токами и дает предел чувствительности измерителя. При возбуждении ионно-циклотронной неустойчивости возрастания коэффициента диффузии не наблюдалось. Из этого можно сделать вывод, что, если неустойчивость и приводит к увеличению диффузии, то $D \ll 20 \text{ см}^2/\text{сек}^{-1}$.

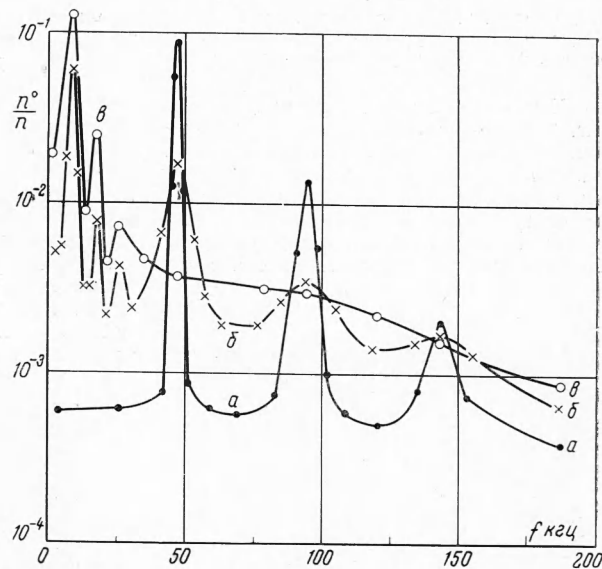


Фиг. 7. Колебания плотности (многократный запуск): $H = 1000 \text{ эрст}$;
 $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $f = 44.5 \text{ кгц}$

Было исследовано взаимодействие ионно-циклотронной неустойчивости с дрейфовой и ионно-звуковой. Как было показано ранее на этой же установке [13, 14], дрейфовая неустойчивость возбуждается в режиме ионного слоя у поверхности ионизатора. Амплитуда дрейфовых колебаний нарастает при переходе от электронного слоя к ионному (уменьшение температуры ионизатора при постоянном напылении) [14]. Если возбудить ионно-циклотронную неустойчивость в режиме электронного слоя, когда дрейфовой неустойчивости нет (фиг. 9, спектр *a*), а затем уменьшить температуру ионизатора, переходя в режим ионного слоя, то одновременно с ионно-циклотронной возбуждается дрейфовая неустойчивость. При малых амплитудах дрейфовых волн ($n^0/n \lesssim 10^{-2}$) дрейфовая и ионно-циклотронная неустойчивости возбуждаются независимо. По мере роста амплитуды дрейфовых колебаний максимумы ионно-циклотронных гармоник уширяются, а их амплитуда падает (фиг. 9, спектр *b*). При достаточно большой амплитуде дрейфовых колебаний ($n^0/n > 7 \cdot 10^{-2}$) выделенных ионно-циклотронных максимумов в спектре не наблюдается (фиг. 9, спектр *e*).



Фиг. 8

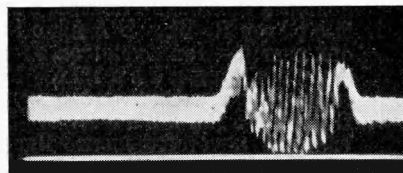


Фиг. 9

Фиг. 8. Автокорреляционная функция колебаний плотности. Внизу — автокорреляционная функция синусоидального сигнала с генератора ($f = 45 \text{ кгц}$); $H = 1000 \text{ эрст}$; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

Фиг. 9. Спектры колебаний при одновременном возбуждении ионно-циклотронной и дрейфовой неустойчивости: кривые *a*, *b*, *e* соответствуют значениям $T = 2300, 2100, 1900^\circ\text{K}$ при $H = 1200 \text{ эрст}$

При пропускании тока по всему сечению плазменного столба в режиме электронного слоя при некоторой критической скорости электронов возбуждается ионно-звуковая неустойчивость [7]. При возбуждении неустойчивости амплитуда скачком возрастает до величины $n^{\circ}/n \sim 1$ («жесткий» режим возбуждения), так что при исследовании взаимодействия неустойчивостей можно наблюдать только случай взаимодействия с ионно-звуковыми колебаниями большой амплитуды. Если возбудить ионно-циклотронную неустойчивость, а затем пропустить ток на кольцевую пластину, возбуждив ионно-звуковые колебания (частота первой гармоники ~ 5 кгц), то в спектре исчезают ионно-циклотронные колебания и наблюдаются только ионно-звуковые. На фиг. 10 представлена осциллограмма колебаний плотности, снятая при постоянном потенциале коллектора и пилообразном напряжении на кольцевой пластине. Видно, что в момент возбуждения ионно-звуковых колебаний, отмеченный стрелкой, ионно-циклотронные колебания исчезают. Таким образом, дрейфовые и ионно-звуковые колебания достаточно большой амплитуды практически полностью подавляют ионно-циклотронные.



Фиг. 10 Колебания плотности при возбуждении ионно-циклотронной и ионно-звуковой неустойчивости. Прямая указывает нулевой уровень плотности: $H=1000$ эрст; $n = 5 \cdot 10^9$ см⁻³

3. Обсуждение результатов. Полученные результаты находятся в качественном согласии с результатами экспериментов [4] и теории [1]. Действительно, наблюдаемая неустойчивость проявляется в возбуждении электростатических радиальных волн на ионно-циклотронной частоте и ее гармониках. Критическая скорость дрейфа $u_* \sim 40v_i$ при $H = 1000$ эрст близка к расчетной $u_* \sim 20v_i$. Расхождение экспериментального значения u_* с результатами работы [4] ($u_* \sim 10v_i$) связано с тем, что при расчете u_* в [4] не было учтено движение плазмы со скоростью $\sim v_i$. Учет этого движения привел бы к значению $u_* \sim 40v_i$.

Следует отметить, что согласно [1] критическая скорость u_* должна расти при увеличении H . Однако эксперимент дает, что u_* не зависит от магнитного поля. Такой же результат получен в эксперименте со столкновительной плазмой [15]. В этой же работе построена теория, учитывающая роль слоя объемного заряда у поверхности коллектора. Найдено, что наличие слоя приводит к некоторому изменению u_* , в частности, в этом случае u_* не должно зависеть от магнитного поля. Применить результаты расчета [15] к бесстолкновительной плазме, по-видимому, нельзя. Однако не исключено, что и в этом случае наличие слоя приводит к изменению критической скорости.

Наличие магнитного поля, ниже которого не наблюдается выделенных максимумов на гармониках циклотронной частоты, и увеличение его обратно пропорционально R показывает, что для возбуждения ионно-циклотронной неустойчивости необходимо, чтобы ларморовский радиус ионов был достаточно мал по сравнению с радиусом плазменного столба. Из приведенных на стр. 150 данных видно, что минимальное отношение $R/\rho_i \sim 5 \pm 1$. В согласии с этим выводом находятся результаты работы [4], из которой можно найти, что минимальное $R/\rho_i \sim 7$.

При возбуждении неустойчивости гармоники возбуждаются последовательно, возбуждение имеет «мягкий» характер. Время нарастания амплитуды при возбуждении неустойчивости составляет ~ 15 периодов колебаний, так что инкремент неустойчивости, по-видимому, невелик. Амплитуда колебаний при развитой неустойчивости не превышает величины $n^{\circ}/n \sim 0.1$. Корреляционный анализ показывает, что состояние плазмы не является турбулентным. Действительно, колебания регулярны, фазы их скоррелированы в разных точках плазменного столба, корреляция фаз сохраняется в течение большого числа периодов колебаний. Таким образом, состояние плазмы при развитой ионно-циклотронной неустойчивости является ламинарным.

Для турбулентной плазмы в [1] сделаны оценки коэффициента диффузии поперек магнитного поля. Эти результаты, по-видимому, неприменимы к случаю ламинарного состояния плазмы, так как можно ожидать, что регулярные почти синусоидальные колебания не будут приводить к уходу плазмы поперек поля. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что диффузия поперек поля или отсутствует или, во всяком случае, очень мала.

Ионно-звуковые и дрейфовые колебания достаточно большой амплитуды практически полностью подавляют ионно-циклотронные, причем для дрейфовых колебаний граничная амплитуда сравнима с амплитудой ионно-циклотронных колебаний. При малых амплитудах дрейфовых колебаний ионно-циклотронная и дрейфовая неустойчивости развиваются независимо. Таким образом, можно сделать вывод, что подавление ионно-циклотронных колебаний является нелинейным эффектом. Природа этого эффекта сейчас неясна.

Авторы благодарны А. А. Галееву за полезные обсуждения.

Поступила 5 IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Drummond W. E., Rosenbluth M. N. Anomalous Diffusion Arising from Microinstabilities in a Plasmas. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 12.
2. Галеев А. А., Карпман В. И., Сагдеев Р. З. Многочастичные аспекты теории турбулентной плазмы, Ядерный синтез, 1965, т. 5, № 1.
3. Ломинадзе Д. Г., Степанов К. Н. Возбуждение низкочастотных продольных колебаний плазмы в магнитном поле. Ж., технич. физ., 1964, т. 34, № 10.
4. Motley R. W., D'Angelo N. Excitation of Electrostatic Plasma Oscillations near the Ion Cyclotron Frequency. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 2.
5. Бучельникова Н. С. Установка для исследования щелочной плазмы. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 3.
6. Бучельникова Н. С. Диффузия поперек магнитного поля при универсальной неустойчивости. Ядерный синтез, 1966, т. 6, № 2.
7. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Исследование турбулентной плазмы при ионно-звуковой неустойчивости. ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 2.
8. Недоспасов А. В., Соболев С. С. Положительный столб гелиевого разряда в сильном магнитном поле. Proc. 7-th Internat. Confer. on Phenomena in Ionized Gases. Beograd, 1965. Beograd Gravedinska Knjiga Publ. House, 1966. vol. 2, p. 633—640.
9. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Токовая неустойчивость в неоднородной плазме. Ядерный синтез, 1966, т. 6, № 4.
10. Wong A. Y., Motley R. W., D'Angelo N. Landau Damping of Ion Acoustic Waves in Highly Ionized Plasmas. Phys. Rev., 1964, vol. 133, No. 2A.
11. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А. Возбуждение ионно-звуковых волн в калиевой и цезиевой плазме. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 1.
12. Веденов А. А. Плазма твердых тел. Успехи физ. наук., 1964, т. 84, № 4.
13. Бучельникова Н. С. Универсальная неустойчивость в калиевой плазме. Ядерный синтез, 1964, т. 4, № 3.
14. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Исследование турбулентного состояния плазмы при дрейфовой неустойчивости. ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4.
15. Levine A. M., Kuckes A. F., Excitation of Electrostatic Ion Cyclotron Oscillations. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 11.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СТУПЕНИ ИОННО-КОНВЕКЦИОННОГО НАСОСА

Ю. С. Бортников, В. А. Нестеров, И. Б. Рубашов

(Москва)

Изложены результаты теоретического и экспериментального исследования ступени ионно-конвекционного насоса, предназначенного для перекачки диэлектрических жидкостей. Рассмотрены различные типы ионизаторов и приведены их сравнительные характеристики.

При прохождении униполярного заряда под действием электрического поля через нейтральную среду возникает взаимодействие носителей заряда с нейтралами, которое может быть реализовано для создания перепада давления.

Этот эффект отчетливо проявляется во внешней области коронного разряда и известен в литературе под названием «коронного ветра».

Первые исследования по применению коронного разряда для перекачки диэлектрических жидкостей были проведены Штютцером [1²], однако теоретическое рассмотрение данного вопроса было проведено им с применением допущений, не вытекающих из физической сути явления, и в работах не было получено хорошего согласования с экспериментом.

Ниже приводится теоретический анализ работы ступени ионно-конвекционного насоса и дано сравнение расчетных параметров с экспериментальными данными, полученными на ступенях различной конструкции.