

напряжения источника питания (кривая 3 — эффективное напряжение) при совместном горении высокочастотной и сильноточной дуг возможно устойчивое горение последней без балластного сопротивления при 100% использовании мощности источника питания и синусоидальном изменении напряжения и тока. Если напряжение источника изменять непрерывно, сохраняя неизменной величину высокочастотного тока, можно ожидать, что вольт-амперной характеристикой несамостоятельно горящей дуги будет одна из кривых *OB*.

При работе плазмотрона с несамостоятельно горящей дугой возможно также регулирование вкладываемой в силовую дугу мощности путем изменения протекающего через нее тока от вч-генератора. Увеличивая мощность вспомогательной дуги, можно довести ток силовой дуги до номинального значения. В этом случае и будет 100% использование мощности источника питания.

По-видимому, такая регулировка возможна как на плазмотронах переменного, так и постоянного токов. Первые опыты показали, что в плазмотронах с вихревой аргонной стабилизацией изменение мощности вч-дуги с 2 до 4 *квт* увеличивает ток дуги от 240 до 2500 *а* (расход газа 110 *г/сек*).

Поступила 22 VIII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. З а л е с с к и й А. М. Электрические аппараты высокого напряжения. Госэнергоиздат, 1957.

#### ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РАЗРЕЖЕННОЙ И ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

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

(Новосибирск)

Исследована дрейфовая неустойчивость при переходе от разреженной ( $\lambda_{ei} \geq L$ ) к плотной ( $\lambda_{ei} < L$ ) плазме. Найдено, что амплитуда колебаний и коэффициент диффузии не зависят от плотности. Характер диффузии и зависимость  $D(H)$  одинаковы в разреженной и плотной плазме. В отсутствие неустойчивости диффузия классическая. Исследовано затухание гармоник неустойчивости при изменении магнитного поля. Показано, что затухание гармоник при увеличении магнитного поля может быть объяснено сносом возмущений за счет дрейфа в системе с холодным торцом. Затухание второй гармоники при уменьшении магнитного поля, по-видимому, определяется стабилизацией неустойчивости за счет ион-ионных столкновений.

В последние годы дрейфовая неустойчивость неоднородной по плотности плазмы интенсивно исследовалась теоретически [1,2] и экспериментально [3-11]. В согласии с теорией эксперименты показали, что неустойчивость проявляется в возбуждении косых волн типа  $A(x) \exp i(\omega t + k_y y + k_z z)$  при  $k_y \gg k_z$ , распространяющихся в сторону электронного диамагнитного дрейфа. Частота возбуждаемых колебаний близка к дрейфовой

$$\omega_* \approx k_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n}$$

Здесь  $k_z$ ,  $k_y$  — параллельная и перпендикулярная магнитному полю  $H$  составляющие волнового вектора;  $T$  — температура электронов;  $n$ ,  $n'$  — плотность плазмы и ее градиент.

Значительная часть экспериментальных работ [3-7] посвящена исследованию дрейфовой неустойчивости в плотной плазме, когда длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений  $\lambda_{ei}$  много меньше длины системы  $L$ . В этих экспериментах  $L \sim 100$  *см*,  $n \sim 10^{11} - 10^{12}$  *см*<sup>-3</sup>. Детальное сравнение [8] дает хорошее согласие эксперимента с теорией дрейфово-диссипативной неустойчивости.

Ряд экспериментов [8-11] выполнен в случае разреженной (бесстолкновительной) плазмы, когда  $\lambda_{ei} \geq L$  ( $L \sim 40$  *см*,  $n \sim 10^9 - 10^{10}$  *см*<sup>-3</sup>). В этом случае исследована сама неустойчивость, турбулентное состояние плазмы при развитой неустойчивости, измерены амплитуда колебаний  $A$  и коэффициент диффузии  $D$ , а также найдены зависимости  $A(H)$  и  $D(H)$ . В работах [8,10] показано, что характер неустойчивости сохраняется при переходе в область плотной плазмы  $\lambda_{ei} < L$  ( $L \sim 40$  *см*,  $n$  до  $5 \cdot 10^{11}$  *см*<sup>-3</sup>).

Действительно, сохраняются частоты колебаний, тип волны, направление их распространения. Однако изменения  $A$  и  $D$  при изменении плотности не были исследо-

ваны достаточно тщательно. Не были исследованы также причины затухания гармоник неустойчивости при изменении магнитного поля.

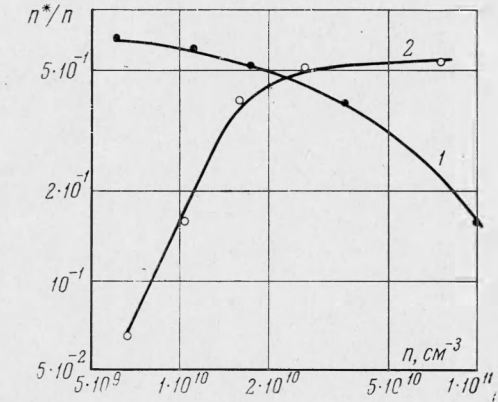
Эксперименты проводились на установке [12], в которой плазма образуется при термической ионизации калия на поверхности вольфрамовой пластины (ионизатора) радиуса  $R_A = 2$  см, нагретой до температуры  $\sim 2000^\circ\text{K}$ . Длина плазменного столба, ограниченного ионизатором и холодной пластиной,  $L = 36$  см. Эксперименты проводились при плотности плазмы  $n \sim 3 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  и магнитных полях от 600 до 3000 эрст.

Плотность плазмы и амплитуда колебаний измерялись лэнгмюровским зондом по постоянной и переменной составляющим ионного тока насыщения соответственно [10].

Спектр колебаний исследовался с помощью анализатора гармоник С5-3 (полоса  $\sim 200$  гу), регистрирующего эффективную амплитуду.

Коэффициент диффузии поперек магнитного поля измерялся с помощью измерителя [10], регистрирующего поперечный поток плазмы.

Как известно, при термической ионизации вблизи ионизатора может образоваться ионный или электронный слой, определяемый соотношением потока нейтральных атомов, определяющего поток ионов, и температуры ионизатора, определяющей поток электронов.



Фиг. 1

В системе, ограниченной с одного торца холодной пластиной, дрейфовая неустойчивость развивается только в режиме ионного слоя. В режиме электронного слоя азимутальные возмущения компенсируются, по-видимому, за счет саймоновского эффекта и неустойчивость не развивается. При переходе от электронного слоя к ионному амплитуда дрейфовых колебаний нарастает. В работе [11] показано, что в режиме достаточно глубокого ионного слоя амплитуда дрейфовых колебаний достигает величины  $n^*/n \sim 1$  ( $n^*$  — переменная составляющая плотности). Здесь же было найдено, что коэффициент диффузии пропорционален  $\sim$  квадрату амплитуды. Зависимость величины амплитуды от характера слоя осложняет эксперимент по выяснению зависимости  $A$  и  $D$  от плотности при переходе от разреженной плазмы к плотной. Действительно, в [8-10] было найдено, что  $n^*/n$  и  $D$  начинают падать при достаточно больших плотностях. Однако осталось неясным, связан ли этот эффект с затуханием неустойчивости из-за роста числа ион-ионных столкновений [13, 14] или он обусловлен изменением характера слоя.

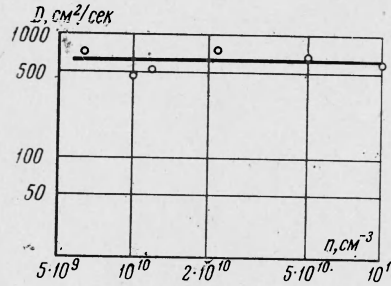
Для выяснения этого вопроса в настоящей работе было проведено два эксперимента. В первом плотность увеличивалась за счет увеличения температуры ионизатора при постоянном напылении  $(nv)_0$ , так что при большой температуре мог происходить переход в режим электронного слоя. Во втором температура ионизатора оставалась постоянной, а увеличивалось напыление, так что увеличивалась глубина ионного слоя. Зависимости амплитуды колебаний от плотности, снятые при постоянном магнитном поле  $H \sim 1000$  эрст, приведены на фиг. 1 (кривая 1 для  $T = \text{const}$ , кривая 2 для  $(nv)_0 = \text{const}$ ). Видно, что в первом случае амплитуда сначала остается постоянной, а затем начинает падать (аналогичная картина наблюдалась в [8-10]). Во втором случае, наоборот, амплитуда сначала растет (увеличение глубины ионного слоя), а затем остается постоянной. Если бы в исследованном диапазоне плотностей существенное влияние на амплитуду оказывали столкновения (например, затухание из-за ион-ионных столкновений), то  $A$  должна бы была падать в обоих случаях.

Оказалось, что при всех плотностях неустойчивость затухает в режиме электронного слоя. Подбором слоя при любой плотности можно получить амплитуду  $n^*/n \sim 1$ . Таким образом, можно сделать вывод, что в диапазоне плотностей  $10^8 - 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  амплитуда дрейфовой неустойчивости не зависит от плотности. Затухание, наблюдавшееся в работах [8-10], связано с изменением характера слоя.

Была снята зависимость коэффициента диффузии от плотности плазмы. При этом при каждой плотности подбирался режим так, чтобы амплитуда оказалась равна  $n^*/n \sim 1$ . Оказалось, что коэффициент диффузии не зависит от плотности (фиг. 2). При всех плотностях  $D$  уменьшается при уменьшении  $n^*/n$  примерно пропорционально  $(n^*/n)^2$ .

При плотности  $5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  была исследована зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля. В режиме электронного слоя, когда неустойчивости нет, зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля представлена на фиг. 3 ( $n \sim 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $n^*/n \sim 5 \cdot 10^{-2}$ ).

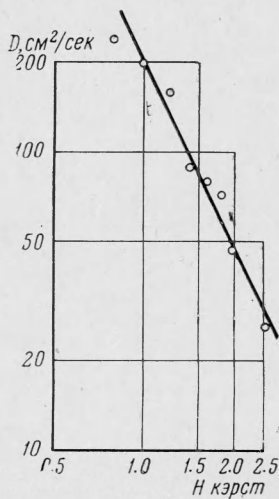
Коэффициент диффузии обратно-пропорционален квадрату магнитного поля и по абсолютной величине близок к классическому, что совпадает с результатами работы [10]. Таким образом, в отсутствие неустойчивости диффузия определяется только электрон-ионными столкновениями. При развитой неустойчивости, когда  $n^*/n \sim 1$  при  $H \sim 1000$  эрст  $D \sim 10^3$  см<sup>2</sup>/сек, т. е.  $\sim$  на порядок больше классического. Зависимость коэффициента диффузии  $D$  и амплитуды первой гармоники от магнитного поля  $H$  представлена на фиг. 4 для  $n \sim 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> ( $n^*/n \sim 1$ ). Видно, что в обла-



Фиг. 2

Отметим, что диффузия имеет тот же характер, как и при малых плотностях [11]. Поток плазмы поперек магнитного поля имеет вид выбросов, скоррелированных с колебаниями плотности в волне, т. е. диффузия имеет конвективный характер.

Рассмотрим теперь вопрос о причине затухания гармоник при увеличении магнитного поля. Как было показано в [11], в разреженной плазме при увеличении  $H$  выше  $H_c \sim 1100-1200$  эрст амплитуда первой гармоники начинает падать и при  $H \geq 2000$  эрст затухает. Амплитуда второй гармоники  $H \geq H_c$  нарастает, а затем также падает, затухая при  $H \geq 2500$  эрст. Аналогичные эффекты наблюдались в работе [15] при увеличении магнитного поля или уменьшении длины плазменного столба, причем эксперименты проводились при  $n \leq 7 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Последователь-



Фиг. 3

ное затухание гармоник было объяснено в этой работе затуханием Ландау. Действительно, при увеличении магнитного поля частота дрейфовых колебаний уменьшается и продольная фазовая скорость  $\omega/k_z$  падает. Когда  $\omega/k_z$  становится  $\sim 3v_i$  ( $v_i$  — тепловая скорость ионов), в бесстолкновительной плазме может играть роль затухание Ландау. Поскольку  $k_z$  определяется длиной системы, тот же эффект должен наблюдаться при уменьшении длины.

Сомнения в правильности этого объяснения вызывает тот факт, что плотность в экспериментах [15] довольно велика, так что частота ион-ионных столкновений  $\nu_{ii} \sim \omega$ . Действительно,  $\nu_{ii} \sim 4 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup> ( $C_s, n \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup>), а частота первой гармоники  $\omega \sim 6 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup>. При наличии столкновений затухание Ландау, по-видимому, существует только в том случае, когда  $\nu_{ii} < \delta$  декремента затухания Ландау. Неустойчивость начинает затухать, когда декремент сравним с инкрементом  $\delta \sim \gamma$ . Даже в случае максимального инкремента  $\gamma \sim \omega$  затухание Ландау возможно только при условии  $\nu_{ii} \ll \omega$ . Таким образом, в случае [15] оно не должно играть роли для первой гармоники.

В нашем случае при плотностях  $n \sim 10^9 - 10^{10}$  см<sup>-3</sup> частота ион-ионных столкновений несколько меньше частоты первой гармоники, а при  $n \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup> — больше. Действительно,  $\omega \sim 6 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup>, а  $\nu_{ii} \sim 10^3 - 10^4$  сек<sup>-1</sup> ( $n \sim 10^9 - 10^{10}$  см<sup>-3</sup>) и  $\nu_{ii} \sim 10^5$  сек<sup>-1</sup> ( $n \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup>), так

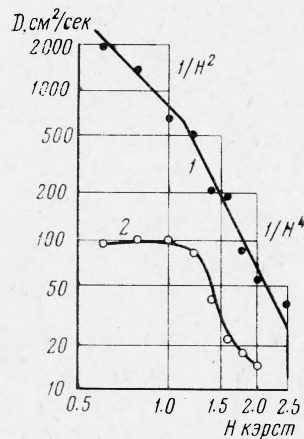
что при больших плотностях условие  $\nu_{ii} \ll \delta$  заведомо не выполняется, а при малых оно также может не выполняться, если  $\gamma < \omega$ . Таким образом, следует проверить предположение о том, что наблюдаемое при увеличении магнитного поля затухание связано с затуханием Ландау, а не с каким-либо другим механизмом.

Можно предположить, что затухание неустойчивости при увеличении магнитного поля связано с уменьшением ларморовского радиуса, оказывающим стабилизирующий эффект [2, 6].

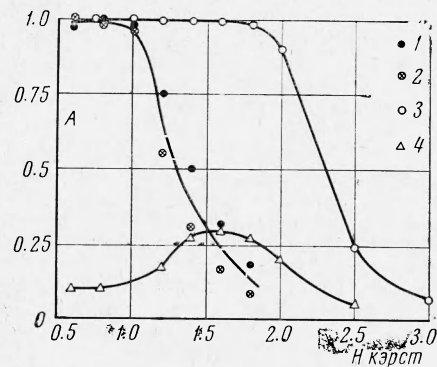
Кроме того, можно предположить следующий механизм. Известно [16, 17], что в системе с холодным торцом плазма движется от ионизатора к холодной пластине со скоростью  $\sim v_i$ . Очевидно, если частота колебаний такова, что период колебаний больше или сравним с временем сноса плазмы на длину системы  $t \sim L/v_i$ , то возникшее возмущение не сможет развиться до заметной амплитуды. Поэтому при уменьшении частоты этот эффект «сноса» должен приводить к уменьшению амплитуды и в конце концов полному затуханию гармоник. Тот же эффект должен проявляться при уменьшении длины системы. Вторая и более высокие гармоники, естественно, должны затухать

при более высоких полях. Отметим, что чем меньше инкремент нарастания гармоник, тем раньше (при большей частоте) должен проявляться этот механизм.

Выяснить, какой из трех механизмов играет роль в нашем случае, можно при помощи следующего эксперимента: 1) измеряется зависимость амплитуды от магнитного поля  $A(H)$  при малой плотности в режиме с одной холодной пластиной (плазма дрейфует со скоростью  $\sim v_i$ ); 2) измеряется  $A(H)$  при той же малой плотности в режиме, когда пластина нагрета (скорость дрейфа плазмы много меньше, чем в предыдущем случае); 3) измеряется  $A(H)$  при большой плотности плазмы в режиме с холодной пластиной. Если играет роль затухание Ландау, оно должно дать одинаковую картину в случаях 1) и 2). Затухание, связанное с уменьшением ларморовского радиуса, по-видимому, должно быть практически одинаковым во всех трех случаях [13]. «Сносное» затухание должно быть сходно в случаях 1) и 3) и существенно отличаться в случае 2), где из-за уменьшения скорости дрейфа плазмы величина поля, при котором происходит затухание, должна увеличиваться.



Фиг. 4



Фиг. 5

Зависимость амплитуды гармоник в относительных единицах от магнитного поля  $H$  представлена на фиг. 5, где точки 1, 2, 3 соответствуют первой гармонике для значений  $n \sim 5 \cdot 10^9$ ,  $5 \cdot 10^{11}$ ,  $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а точки 4 соответствуют второй гармонике для  $n \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Видно, что для первой гармоник кривые 1 и 3 практически совпадают, а поле  $H_c$  на кривой 2 лежит значительно выше. Таким образом, из этого эксперимента следует сделать вывод, что затухание первой гармоник определяется «сносовым» механизмом. Если длина волны второй гармоник также  $\sim 2L$ , то поле, при котором она затухает, должно быть  $\sim$  в два раза больше. Однако из-за меньшего по сравнению с первой гармоникой инкремента ее затухание может происходить раньше. Таким образом, наблюдаемое при увеличении магнитного поля затухание второй гармоник также может быть объяснено предложенным механизмом. Следует отметить, что наблюдавшееся в [13] последовательное затухание гармоник при увеличении  $H$  или уменьшении  $L$  с большой вероятностью определяется таким же механизмом, а не затуханием Ландау.

Рассмотрим теперь затухание второй гармоник при уменьшении магнитного поля. Эксперимент показывает, что поле, при котором начинает уменьшаться ее амплитуда, практически одинаково в случаях 1), 2), 3). Сравним наши результаты с результатами работы [6], в которой при исследовании дрейфово-диссипативной неустойчивости было подробно исследовано поведение гармоник при изменении магнитного поля. Было убедительно показано, что затухание гармоник при уменьшении магнитного поля объясняется стабилизацией неустойчивости за счет ион-ионных столкновений, причем критическое поле определяется формулой, в хорошем согласии с которой находятся экспериментальные результаты [6]

$$\frac{H_*}{k_{\perp}} = \left( \frac{m M^2 c^4 T v_{ei} v_{ii}}{4 e^4 k_{\perp}^2} \right)^{1/4}, \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$$

Здесь  $M$ ,  $m$  — масса иона и электрона;  $v_{ii}$  — частота ион-ионных столкновений. Если по этой формуле рассчитать  $H_*$  второй гармоник для диапазона плотностей  $n \sim 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , общего для настоящего случая и [6], то, учитывая различие  $R$

и  $L$ , определяющих  $k_{\perp}$  и  $k_z$ , получаем  $H_* \sim 800$  эрст. Наблюдаемая величина  $H_* \sim \sim 1000$  эрст достаточно хорошо согласуется с этой оценкой, так что результаты экспериментов и [6] находятся в удовлетворительном согласии. Отметим, что кажущаяся независимость  $H_*$  от  $n$ , наблюдавшаяся и в [6], связана с изменением  $k_{\perp}$  при изменении  $n$ . Действительно, в [6] показано, что отношение  $H_* / k_{\perp} \propto n^{1/2}$  в согласии с приведенной формулой.

Таким образом, можно утверждать, что затухание второй гармоники при уменьшении  $H$  определяется стабилизацией ион-ионными столкновениями. Поскольку характер неустойчивости в настоящем случае и в [6] одинаков, по-видимому, можно считать, что наблюдаемая в плотной плазме неустойчивость является дрейфово-диссипативной.

Как было показано выше, характер неустойчивости сохраняется при переходе в область разреженной плазмы, причем характер затухания второй гармоники сохраняется и здесь. Таким образом, хотя при малых плотностях плазмы и  $\lambda_{ei}k_z > 1$  и  $\lambda_{ii}k_z > 1$ , так что механизм возбуждения неустойчивости, по-видимому, является бесстолкновительным [2, стр. 294], характер затухания зависит от ион-ионных столкновений. Хотя их частота в области малых плотностей невелика ( $\nu_{ii} / \omega \sim 0.02-0.2$  при  $n \sim 10^9 - 10^{10}$  см<sup>-3</sup>), тем не менее эти столкновения, по-видимому, продолжают играть роль в затухании гармоник при уменьшении магнитного поля [13] и, возможно, приводят к отсутствию затухания Ландау.

Авторы благодарят И. А. Богащенко за помощь в измерениях.

Поступила 6 IX 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы. В сб. «Вопросы теории плазмы», т. 3, М., Госатомиздат, 1963, стр. 141—202.
2. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы. В сб. «Вопросы теории плазмы», т. 4, М., Госатомиздат, 1964, стр. 188—339.
3. D'Angelo N., Motley R. W. Low Frequency Oscillations in a Potassium Plasma. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
4. Lashinsky H. Universal Instability in a Fully Ionized Inhomogeneous Plasma. Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 12, No. 5.
5. Lashinsky H. Universal Instability in a Thermal Plasma Device (Q-Machine). Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1966, vol. 1, p. 499—500.
6. Hendel H. W., Politzer P. A. Collisional Drift Instability in Non-Isothermal Plasmas. Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, vol. 1, p. 181—199.  
Corry B., Hendel H. W., Perkins F., Politzer P. A. Interpretation of Experiments on Collisional Drift Modes. Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, vol. 1, p. 201—211.
7. Chen F. F. Oscillations and Diffusion in a Shear Stabilized Q-Machine. Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, vol. 1, p. 145—172.
8. Бучельникова Н. С. Универсальная неустойчивость в калиевой плазме. Ядерный синтез, 1964, т. 4, № 3.
9. Бучельникова Н. С. Исследование дрейфовой неустойчивости в калиевой плазме. Proc. 7 Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Beograd, 1965), Beograd, Gradevinska Knjiga, Publ. House, 1966, vol. 2, p. 671—675.
10. Бучельникова Н. С. Диффузия поперек магнитного поля при универсальной неустойчивости. Ядерный синтез, 1966, т. 6, № 2.
11. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И. Исследование турбулентного состояния плазмы при дрейфовой неустойчивости. ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4.
12. Бучельникова Н. С. Установка для исследования щелочной плазмы. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 3.
13. Михайловский А. Б., Погуде О. П. Влияние столкновений на дрейфовую неустойчивость плазмы при конечном ларморовском радиусе ионов. Докл. АН СССР, 1964, т. 156, № 1.
14. Заславский Г. М., Моисеев С. С. Об аномальной диффузии плазмы в магнитном поле. ЖТФ, 1964, т. 34, № 3.
15. Lashinsky H. Landau Damping and Finite-Length Effects in Universal Plasma Instabilities. Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 13, No. 2.
16. 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. 2 A.
17. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А. Возбуждение ионно-звуковых волн в калиевой и цезиевой плазме. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 1.