

Н.С. Бучельникова

**Исследование неустойчивостей
в термически-ионизированной плазме**

г.Новосибирск 1967

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Препринт

Н.С. Бучельникова

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТЕРМИЧЕСКИ-
ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

Новосибирск
1967

А Н Н О Т А Ц И Я

к докладу Н.С.Бучельниковой "Исследование неустойчивостей в термически-ионизованной плазме"

В термически ионизованной плазме, представляющей удобный объект исследования свойств плазмы, изучен ряд неустойчивостей. Первый класс — неустойчивости неоднородной по плотности плазмы. В столкновительной плазме в случае, когда ларморовский радиус ионов ρ_i много меньше размеров системы R , обнаружена и довольно подробно исследована дрейфово-диссипативная неустойчивость. Неустойчивость, близкая к дрейфовой, найдена также в бесстолкновительной плазме при $\rho_i < R$. При увеличении отношения ρ_i/R до величины большей или сравнимой с единицей эта неустойчивость переходит в неустойчивость сильно-неоднородной плазмы, проявляющуюся в возбуждении азимутальных волн, фазовая скорость которых совпадает со скоростью ионного звука. Косые волны, фазовая скорость продольной составляющей которых близка к скорости ионного звука, возбуждаются в случае малого градиента плотности.

Второй класс неустойчивостей связан с наличием тока или внешнего электрического поля. При пропускании продольного тока по всему сечению плазменного столба возбуждаются волны типа продольных ионно-звуковых. Критическая скорость дрейфа электронов, при которой возбуждается эта неустойчивость, на порядок меньше ожидаемой для ионно-звуковой неустойчивости в однородной изотермической плазме. При пропускании продольного тока по сечению, меньшему диаметра плазменного столба, возбуждается ионно-циклотронная неустойчивость на радиальных волнах. В случае, когда имеется радиальный градиент скорости ионов такой, что скорость относительного движения ионов превосходит ионную тепловую, наблюдается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Она проявляется в возбуждении азимутальных волн, имеющих продольную составляющую. При наличии радиального электрического поля возбуждаются азимутальные волны, связанные с дрейфом в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Третий класс - неустойчивости, возбуждаемые пучками заряженных частиц. Обнаружена ионно-звуковая неустойчивость, возбуждаемая ускоренными ионами. При взаимодействии с плазмой электронного пучка со скоростью много большей тепловой скорости электронов плазмы найдена электронно-циклотронная неустойчивость.

Дан краткий обзор исследований, посвященных изучению характера возбуждения неустойчивостей, турбулентного состояния плазмы при развитой неустойчивости, диффузии поперек магнитного поля. Наблюдались различные типы возбуждения неустойчивостей - "жесткий" - при токовой ионно-звуковой, "мягкий" - при ионно-циклотронной, одновременное нарастание шумовых флуктуаций в широкой области спектра - при дрейфовой.

При исследовании турбулентного состояния плазмы использованы методы корреляционного анализа. Для ряда длинноволновых неустойчивостей (неустойчивости сильно-неоднородной плазмы, дрейфовой, токовой ионно-звуковой), при которых амплитуда колебаний достигает величины $\tilde{n}/n \sim 1$, найдено, что полной хаотизации фаз колебаний не наблюдается. Корреляция фаз сохраняется в течение нескольких периодов колебаний. При ионно-циклотронной неустойчивости, имеющей малый инкремент, колебания регулярны, т.е. состояние плазмы является ламинарным.

Исследования диффузии при дрейфовой неустойчивости бесстолкновительной плазмы показывают, что коэффициент диффузии растет пропорционально $(\tilde{n}/n)^2$ и при $\tilde{n}/n \sim 1$ на 3 порядка превосходит классический. Коэффициент диффузии обратно-пропорционален квадрату магнитного поля. При развитой неустойчивости сильно-неоднородной плазмы и токовой ионно-звуковой, когда $\tilde{n}/n \sim 1$, коэффициент диффузии близок к Бомовскому.

В последние годы широкое распространение получили эксперименты на термически-ионизованных (щелочных) плазмах. Плазма такого типа образуется при термической ионизации атомов щелочного металла (калия, цезия) на поверхности вольфрама или тантала, нагретой до температуры $\sim 2000^\circ\text{K}$. Типичная схема установки (например /1,2/) приведена на рис.1. Плазма образуется на одной или двух нагретых пластинах, расположенных на торцах установки. Магнитное поле направлено вдоль оси системы, так что плазменный столб имеет вид цилиндра с плотностью, максимальной на оси и спадающей по радиусу. Температура плазмы практически совпадает с температурой ионизатора. Плотность плазмы лежит в диапазоне $\sim 10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, причем степень ионизации, определяемая остаточным давлением, достигает $\sim 10 - 100\%$. Подбирая длину системы L и плотность можно получить бесстолкновительную или гидродинамическую плазму, а варьируя диаметр системы $2R$ и магнитное поле можно получить случаи, когда ларморовский радиус ионов ρ_L меньше или больше R .

Таким образом, термически-ионизованная плазма представляет собой удобный объект исследования свойств плазмы, позволяющий, в частности, моделировать ряд свойств высокотемпературной плазмы.

Настоящий доклад посвящен описанию неустойчивостей, исследованных в термически-ионизованной плазме: неустойчивостей неоднородной по плотности плазмы, токовых и пучковых.

Неустойчивости неоднородной плазмы

I. Наибольшее число работ посвящено исследованию дрейфовой неустойчивости в столкновительной плазме в случае, когда

$n \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $L \sim 100 \text{ см}$, так что длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений $\lambda_{ei} < L$; $S_i \ll R$. Неустойчивость, обнаруженная в работах /3,4/ проявляется в возбуждении азимутальных волн, частоты которых (кГц-десятки кГц) близки к дрейфовой частоте $\omega^* \sim k_y \frac{cT}{eH} \frac{dn/dr}{n}$, где k_y - составляющая волнового вектора, перпендикулярная к магнитному полю H , T - температура плазмы, dn/dr - градиент плотности. Волны распространяются в сторону электронного дрейфа /4/. Длины волн гармоник кратны длине окружности плазменного цилиндра, так что их азимутальные фазовые скорости совпадают. Было найдено, что возбуждение дрейфовых волн наблюдается только при ионном слое у поверхности ионизатора. При электронном слое азимутальные возбуждения затухают, по-видимому, за счет саймоновского эффекта /5,6/.

При наличии кривизны силовых линий магнитного поля дрейфовые волны возбуждаются и при электронном слое /7,8/, так что инкремент нарастания неустойчивости в этом случае, по-видимому, значительно больше.

Исследования /9/ в "длинной" установке ($L = 325 \text{ см}$), в которой пристеночные эффекты (слои и т.п.) не должны играть роли, показали, что дрейфовая неустойчивость возбуждается и при электронном слое. Таким образом, можно утверждать, что возбуждение ее не связано с неустойчивостью слоев. Характеристики наблюдаемых волн, частоты колебаний, область возбуждения по магнитному полю согласуются с предсказаниями теории дрейфово-диссипативной неустойчивости /10/.

Детальное сравнение экспериментальных результатов с теорией проведено в работе /11/. Найдено, что наблюдаемая частота колебаний согласуется с расчетной с точностью $\sim 15\%$. Согласуются с теорией характеристики наблюдаемых волн, зависимость частоты от магнитного поля, а также области возбуждения различных гармоник в зависимости от H, n, T, M (M - масса ионов). В согласии с теорией обнаружена стабилизирующая роль ион-ионных столкновений.

Показано, что при определенных параметрах плазмы максимальный инкремент $\gamma \sim \omega$ может наблюдаться для колебаний, поперечная длина волны которых превосходит ларморовский радиус ионов.

В работе /12/ сделана попытка сравнить зависимость инкремента дрейфово-диссипативной неустойчивости от магнитного поля и длины системы с теорией. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя. Дрейфовые волны возбуждались импульсно внешним генератором. Исследовалась зависимость от H и L затухания колебаний $\epsilon = \delta - \gamma$, где δ - декремент неустойчивости. Найдено хорошее согласие с теорией зависимости от L ($\gamma \sim L^2$) и качественное согласие с зависимостью от H (в теории $\gamma \sim H^{-2}$).

2. Дрейфовая неустойчивость в бесстолкновительной плазме исследована в работах /13,14/ в случае, когда $L \sim 40 \text{ см}$, $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, так что $\lambda_{ei} \gg L$; $S_i < R$. В согласии с теорией бесстолкновительной дрейфовой неустойчивости /15/, наблюдаемая неустойчивость проявляется в возбуждении азимутальных волн, распространяющихся в сторону электронного дрейфа и имеющих продольную составляющую. Частоты гармоник обратно пропорциональны магнитному полю и близки к ω^* . Азимутальные фазовые скорости гармоник одинаковы. Продольная фазовая скорость лежит в пределах $v_i < \omega/k_z < v_e$, где v_i, v_e - тепловая скорость ионов и электронов плазмы.

Однако, наблюдаемые экспериментально большие амплитуды ($\tilde{n}/n \sim 1$) и тот факт, что максимальную амплитуду имеет первая гармоника, так что $k_z S_i < 1$, противоречат теории, согласно которой инкремент неустойчивости мал по абсолютной величине и достигает максимума при $k_z S_i \sim 1$. Расхождение может быть связано с тем, что теория построена для случая длин волн

$\lambda \ll \alpha = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^{-1}$, в то время как возбуждаются волны $\lambda > \alpha$.

3. При малом градиенте плотности в согласии с теорией /16/ наблюдается возбуждение волн переходного типа между дрейфовыми и продольными ионно-звуковыми /17/. Волны имеют азимутальную и продольную составляющую, причем фазовая скорость продольной составляющей близка к скорости ионного звука. Эти волны названы авторами магнитоионным звуком.

4. В сильнонеоднородной ($\rho_i \geq \alpha \sim R$) бесстолкновительной плазме [18,19] наблюдается неустойчивость, проявляющаяся в возбуждении азимутальных ионно-звуковых волн, имеющих продольную составляющую. Действительно, для этих волн частота обратно пропорциональна диаметру плазменного столба и не зависит от магнитного поля, а азимутальная фазовая скорость совпадает со скоростью ионного звука v_s . Продольная фазовая скорость лежит в пределах $v_i < \omega/k_z < v_e$. Наблюдаемая неустойчивость близка к рассмотренной теоретически ионно-звуковой неустойчивости сильнонеоднородной плазмы [20], развивающейся на косых волнах с частотами $\omega \sim k_y v_s$. Не исключено, что при возбуждении этой неустойчивости может играть роль амбиполярный потенциал, возникающий вследствие разделения зарядов при больших ρ_i [21].

При уменьшении отношения ρ_i/R (при увеличении магнитного поля или диаметра плазменного столба) ионно-звуковые волны плавно переходят в дрейфовые, причем в переходной области зависимость частоты от магнитного поля меняется от H^0 до H^{-1} . По-видимому, такой переходной случай наблюдался в работе [22]. Здесь были обнаружены волны типа дрейфовых, частота которых слабо зависела от магнитного поля при малых H ($\rho_i \geq R$) и более сильно при больших H ($\rho_i < R$).

5. Возможность подавления неустойчивостей типа дрейфовой исследовалась в работах [9,23]. В работе [23] четко наблюдалось подавление неустойчивости полем типа "минимум В" при некоторой критической величине радиальной составляющей магнитного поля. В [9] исследовалась роль *shear's a*, причем было обнаружено уменьшение амплитуды дрейфовых колебаний при увеличении *shear's a*.

Неустойчивости, связанные с наличием тока или внешнего электрического поля

I. В работах [24-26] исследована неустойчивость, возбуждающаяся при пропускании тока вдоль оси плазменного столба по всему его сечению. Характер неустойчивости одинаков для столкновительной [24] и бесстолкновительной плазмы [25,26]. Неустойчивость возбуждается, когда скорость дрейфа электронов относительно ионов превосходит критическую величину $u_e \sim 20 v_i$ [25]. Возбуждаются продольные волны, частота которых (\sim нес-

кольких кгц) обратно-пропорциональна длине системы и не зависит от магнитного поля, а фазовая скорость совпадает со скоростью ионного звука. Таким образом, можно считать, что возбуждаются ионно-звуковые волны $\omega \sim k_z v_s$. Возбуждение током колебаний с частотами, пропорциональными $v_s \sim \sqrt{T/m}$ наблюдалось также в коаксиальной системе, в которой плазма заключена между поверхностями двух нагретых цилиндров [27]. Неустойчивости, аналогичные описанной, наблюдались также в термоэлектронных преобразователях [29-31].

Следует отметить, что согласно теории, ионно-звуковая неустойчивость в изотермической плазме может возбуждаться только при $u_e > v_e$ [28]. Не исключено, что малая величина u_e , обнаруженная экспериментально, связана с неоднородностью плазмы.

2. Возбуждение колебаний с частотами порядка электронной плазменной частоты наблюдалось в коаксиальной системе в случае, когда скорость дрейфа электронов при импульсном ускорении превосходила v_e [32].

3. В работах [33,34] (столкновительная плазма) и [35] (бесстолкновительная) исследована неустойчивость, возбуждающаяся при пропускании тока вдоль оси плазменного столба по сечению, меньшему сечения столба. Неустойчивость возбуждается при скорости дрейфа электронов, превосходящей $u_e \sim 40 v_i$ и проявляется в возбуждении радиальных волн с частотой колебаний, равной ионно-циклотронной частоте и ее гармоникам. Наблюдаемые частоты, тип волн, условия возбуждения согласуются с теорией ионно-циклотронной неустойчивости [36]. Однако, зависимость критической скорости от температуры электронов [34] существенно отличается от предсказанной в [36]. В [34] показано, что более хорошее согласие с экспериментом дает теория, учитывающая дестабилизирующую роль слоя объемного заряда у поверхности электрода.

4. Возбуждение неустойчивости Кельвина-Гельмгольца наблюдалось в столкновительной плазме при пропускании тока вдоль оси системы по тонкому цилиндрическому слою [37]. Неустойчивость возбуждается за счет радиального градиента скорости ионов, когда скорость их относительного движения превосходит v_i . Возбуждаются азимутальные волны, имеющие продольную составляющую. Частота колебаний (\sim нескольких кгц) хорошо согласуется с расчетной

$\omega \sim k_z v_{0z} + k_y \frac{e}{M \omega_{ci}} \frac{\partial \Phi_0}{\partial r}$, где v_{0z} - скорость дрейфа ионов вдоль магнитного поля, ω_{ci} - ионно-циклотронная частота, $\partial \Phi_0 / \partial r$ - радиальное электрическое поле.

5. Неустойчивость столкновительной плазмы при наличии радиального электрического поля, создаваемого с помощью коаксиального со столбом плазмы цилиндрического электрода, исследована в работе /38/. Обнаружено возбуждение азимутальных волн с частотами \sim МГц. Частота колебаний обратно-пропорциональна радиусу плазменного столба и пропорциональна отношению радиального электрического поля к магнитному, так что возбуждаемые волны связаны с азимутальным дрейфом. Предполагается, что возбуждение происходит в слое, возникающем за счет разделения зарядов и связано с диокотронным эффектом - взаимодействием поверхностных волн на двух поверхностях слоя.

Неустойчивости, возбуждаемые пучком заряженных частиц.

1. При взаимодействии с бесстолкновительной плазмой (режим электронного слоя) модулированного ионного пучка со скоростью $u > v_e$ (энергия \sim нескольких вольт) наблюдалось возбуждение дрейфовых волн, распространяющихся в сторону электронного дрейфа /39/. Продольная фазовая скорость волн совпадала со скоростью пучка.

2. Возбуждение колебаний, близких к дрейфовым, наблюдалось в работе /40/ при пропускании через плазму в области максимального градиента плотности кольцевого электронного пучка с энергией 1,6 кэВ.

3. В коаксиальной системе при определенном характере слоя у поверхности ионизатора в случае, когда между цилиндрами приложен потенциал ΔV , наблюдалось возбуждение ионно-звуковых колебаний с частотами, пропорциональными $\sqrt{2e\Delta V/M}$ /41,42/. Показано, что неустойчивость возбуждается ионами, ускоряющимися в приэлектродном слое.

4. В работе /43/ исследовано взаимодействие электронного пучка с плазмой в случае, когда скорость электронов пучка много больше v_e (энергия электронов \sim 20 кэВ). Найдено, что электронный пучок в согласии с теорией /44/ возбуждает электронно-

циклотронные колебания, причем механизм возбуждения черенковский.

При пропускании через плазму ионного пучка со скоростью, много большей v_e (энергия пучка 1,5-5 кэВ и 20-50 кэВ) возбуждения колебаний в области плазменных электронно-циклотронных и гибридных частот не обнаружено.

Исследование характера возбуждения неустойчивости, турбулентного состояния плазмы, диффузии поперек магнитного поля

1. Были исследованы различные типы возбуждения неустойчивостей и развития турбулентности в плазме. Оказалось, что при дрейфовой неустойчивости /14/ турбулентность развивается в результате одновременного нарастания начальных шумовых флуктуаций в широком диапазоне частот (рис.2а). При увеличении амплитуды колебаний (при переходе от электронного слоя к ионному) энергия колебаний сосредоточивается в гармониках, а амплитуда шумовых колебаний на промежуточных частотах уменьшается (рис.2б).

При развитии ионно-звуковой неустойчивости /26,45/ возбуждаются гармоника, причем возбуждение имеет "жесткий" характер /16,46/ (рис.3). Действительно, при критическом значении скорости дрейфа u_c амплитуда колебаний скачком возрастает до значения A_1 . При уменьшении u амплитуда также резко падает от значения A_2 до нуля при значении u , меньшем u_c . Отношение $A_1/A_2 = 1,6 \pm 0,3$ в удовлетворительном согласии с теорией /43/, которая дает $A_1/A_2 = \sqrt{2}$. При возбуждении неустойчивости амплитуда нарастает до максимальной величины \sim за 5 периодов колебаний, откуда можно сделать вывод, что инкремент неустойчивости $\gamma \sim \omega$.

При развитии ионно-циклотронной неустойчивости /35/ наблюдается последовательное возбуждение гармоник, имеющее "мягкий" характер /16,46/ (рис.4). В этом случае при изменении скорости дрейфа амплитуда меняется плавно, причем при увеличении и уменьшении u точки ложатся на одну кривую, при $u \lesssim u_c$ - амплитуда равна нулю. При возбуждении неустойчивости амплитуда нарастает до максимальной величины \sim за 15 периодов колебаний, т.ч. инкремент неустойчивости невелик.

2. Турбулентное состояние плазмы было исследовано при неустойчивости сильно-неоднородной плазмы, дрейфовой, ионно-звуковой и ионно-циклотронной. При исследовании турбулентности проводился качественный корреляционный анализ и измерялась корреляционная функция (КФ) колебаний /26/, что позволяло различать регулярные и шумовые колебания, а также определять время корреляции фаз колебаний.

Оказалось, что при ионно-циклотронной неустойчивости /35/, когда инкремент невелик и амплитуда колебаний не превосходит величины $\tilde{n}/n \sim 0,1$, колебания имеют регулярный характер и КФ совпадает с КФ синусоидального сигнала (рис.5). Таким образом, состояние плазмы в этом случае является ламинарным.

В остальных случаях инкремент неустойчивости велик (при возбуждении неустойчивости амплитуда нарастает до максимальной величины за 3-5 периодов колебаний), при развитой неустойчивости амплитуда $\tilde{n}/n \sim 1$. Можно было ожидать, что состояние плазмы в этих случаях будет сильно-турбулентным, т.е. колебания полностью хаотическими. Однако, оказалось, что полной хаотизации фаз не наблюдается. Время корреляции фаз составляет ~ 5 периодов для неустойчивости сильно-неоднородной плазмы /47/, $\sim 7-10$ для дрейфовой /14/ и $\sim 10-15$ для ионно-звуковой /26/. Характерный пример КФ приведен на рис.6 - видно, что корреляция фаз сохраняется $\sim 8-10$ периодов колебаний.

Таким образом, по-видимому, можно утверждать, что в ограниченных системах в случае, когда длина волны сравнима с размерами системы, даже при максимально возможных амплитудах колебаний $\tilde{n}/n \sim 1$ сильно-турбулентное состояние не осуществляется.

3. Значительное число работ посвящено исследованию диффузии плазмы поперек магнитного поля при возбуждении неустойчивости. Основное внимание уделено диффузии при дрейфовой неустойчивости. При этом применено несколько различных методов измерения коэффициента диффузии:

1. Измерение времени распада плазмы после выключения потока нейтралов /48/.

2. Измерение продольного потока плазмы в функции длины системы и оценка поперечного потока из баланса потоков нейтралов, продольного и поперечного /49,50/.

3. Исследование радиального распределения плотности на разных расстояниях от ионизатора при импульсном напылении нейтралов, расчет коэффициента диффузии по диффузионному уравнению /51-53/.

4. Измерение продольного градиента плотности и расчет из баланса потоков /14,26/.

5. Прямое измерение потока ϕ_1 поперек магнитного поля и расчет \mathcal{D} по ϕ_1 и dn/dz /14,26/.

Исследование распада столкновительной плазмы /48/ показало, что при плотностях плазмы $> 10^{11} \text{ см}^{-3}$ наблюдающееся время распада можно объяснить рекомбинацией на торцах. Следует отметить, что этот вывод предполагает только, что потери за счет диффузии меньше рекомбинационных, но не исключает возможности того, что \mathcal{D} больше классического \mathcal{D}_c . При $n < 10^{11} \text{ см}^{-3}$ абсолютная величина времени распада и его зависимость от n и H отличаются от ожидаемых для поверхностной рекомбинации и классических. Таким образом, в этом случае диффузия заведомо имеет аномальный характер.

Четкая связь диффузии с дрейфовой неустойчивостью в столкновительной плазме найдена в работах /49,50/ методом 2. Найдено, что в отсутствие неустойчивости (электронный слой) диффузия классическая. При возбуждении неустойчивости наблюдается возрастание $\mathcal{D} \sim$ на порядок.

Бесстолкновительный случай исследован в работах /51-53/ методом 3. Найдено, что в отсутствие неустойчивости (электронный слой) $\mathcal{D} \sim \mathcal{D}_c$. При возбуждении дрейфовой неустойчивости $\mathcal{D} \sim \mathcal{D}_b = \frac{1}{16} \frac{c^2 \tau}{eH}$ /54/ (зависимость от H не снималась). Таким образом, четко показано, что дрейфовая неустойчивость приводит к увеличению диффузии.

Бесстолкновительный случай исследован в работе /14/ методами 4 и 5. Показано, что при увеличении амплитуды колебаний \mathcal{D} растет \sim как квадрат амплитуды (рис.7). При развитой неустойчивости, когда амплитуда $\tilde{n}/n \sim 1$, коэффициент диффузии \sim на 3 порядка превосходит классический и при $H \sim 1000 \text{ эргст}$ по абсолютной величине близок к Бомовскому. Зависимость от магнитного поля, однако, отличается от $1/H$. Действительно, из рис.8 вид-

но, что $D \sim H^{-2}$ при $H \lesssim 1200$ эрст. При больших полях зависимость $D(H)$ становится более сильной. В /14/ показано, что это связано с затуханием первой гармоники, обусловленным геометрией системы.

При неустойчивости сильно-неоднородной плазмы /47/ коэффициент диффузии растет \sim пропорционально квадрату амплитуды колебаний и при $\tilde{n}/n \sim 1$ достигает величины \sim на 3 порядка превосходящей классическую. В этом случае D по абсолютной величине и зависимости от магнитного поля близок к Бомовскому (рис.9).

При возбуждении ионно-звуковой неустойчивости /26/ ("жесткое" возбуждение) коэффициент диффузии возрастает скачком одновременно со скачком амплитуды, при затухании — также скачком падает. Значения коэффициента диффузии при возбуждении D_1 и затухании неустойчивости D_2 находятся в отношении $D_1/D_2 = 2,2 \pm 0,3$, что удовлетворительно совпадает с теоретическим значением $D_1/D_2 = 2$ /46/. При развитой неустойчивости $\tilde{n}/n \sim 1$ и D по абсолютной величине и зависимости от магнитного поля близок к Бомовскому (рис.10).

В случае ионно-циклотронной неустойчивости /35/, когда состояние плазмы является ламинарным и возбуждаемые колебания почти синусоидальны, увеличения диффузии при возбуждении неустойчивости не наблюдалось.

Исследование механизма диффузии при неустойчивости сильно-неоднородной плазмы /47/ и дрейфовой /14/ показало, что в этих случаях поток плазмы поперек магнитного поля, имеет характер выбросов ("факелов"), скоррелированных с колебаниями в волне. Выброс происходит практически одновременно по всей длине столба и бежит вместе с волной по азимуту. Таким образом, диффузия при этих неустойчивостях имеет конвективный характер.

Л и т е р а т у р а

- I. N.Rynn, N.D'Angelo, Rev. sci. Instr. 31 (1960) 1326.
2. Н.С.Бучельникова, Теплофизика высоких температур 2 (1964) 309.
3. N.D'Angelo, R.W.Motley, Phys. Fluids 6 (1963) 422.
4. H.Lashinsky, Phys. Rev. Letters 12 (1964)121.
5. F.F.Chen, J. Nuclear Energy, part C 7 (1965) 399.
6. H.Lashinsky, Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, International Atomic Energy Agency, Vienna, v.I (1966) 499.
7. N.D'Angelo, D.Eckhardt, G.Grieger, E.Guillino, M.Hashmi, Phys. Rev. Letters 11 (1963) 525.
8. N.D'Angelo, S.v.Goeler, Nuclear Fusion 6 (1966) 135, 144.
9. F.F.Chen, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 145.
10. С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев, Ж.эксп.теор.Физ. 44 (1963) 763.
11. H.W.Hendel, P.A.Politzer, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 181.
B.Coppi, H.W.Hendel, F.Perkins, P.A.Politzer, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 201.
12. A.Y.Wong, R.Rowberg, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 213.
13. Н.С.Бучельникова, Ядерный синтез 4 (1964) 165; Proc. VII International Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Gravedinska Knijga Publishing House, Beograd, v.II (1966) 671.
14. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман, Ж.эксп.теор.Физ. 52 (1967) № 4.
15. Б.Б.Кадомцев, А.В.Тимофеев, Докл.Акад.Наук СССР 146 (1962) 581.
16. Б.Б.Кадомцев, Вопросы теории плазмы. Госатомиздат, Москва, 4 (1964).
17. M.Porcolab, G.S.Kino, Phys. Rev. Letters 15 (1965) 752.

18. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев, Р.А.Салимов, Ж.техн.Физ. 35 (1965) 72.
19. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ж.техн.Физ. 37 (1967) в печати.
20. А.В.Тимофеев, Докл.Акад.Наук СССР 152 (1963) 84.
21. В.В.Владимиров, Ж.эксп.теор.Физ. 48 (1965) 175.
22. P.F.Little, P.J.Barrett, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 173.
23. J.A.Decker, Phys. Fluids 9 (1966) 2291; Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 283.
24. N.Rynn, Phys. Fluids 5 (1962) 634; 7 (1964) 284, 1084.
25. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман, Ядерный синтез 6 (1966) 255.
26. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман, Ж.эксп.теор. Физ. 52 (1967) 387.
27. M.Ianuzzi, G.B.Righetti, Nuovo Cimento 38 (1965) 1931.
28. E.A.Jackson, Phys. Fluids 3 (1960) 786.
29. J.S.Chivian, J. appl. Phys. 35 (1964) 302.
30. W.H.Gutler, J. appl. Phys. 35 (1964) 464.
31. W.H.Gutler, P.Burger, J. appl. Phys. 37 (1966) 2867.
32. B.Brunelli, M.Ianuzzi, G.B.Righetti, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 361.
33. R.W.Motley, N.D'Angelo, Phys. Fluids 6 (1963) 296.
34. A.M.Levine, A.F.Kuckes, Phys. Fluids 9 (1966) 2263; Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 411.
35. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман, Доклад на УШ Международной конференции по явлениям в ионизованных газах. Вена (1967).
36. W.E.Drummond, M.N.Rosenbluth, Phys. Fluids 5 (1962) 1507.
37. N.D'Angelo, S.v.Goeler, Phys. Fluids 9 (1966) 309.

38. R.L.Foeschel, W.Knauer, Bull. Amer. Phys. Soc. 9 (1964) 342; Proc. VII International Conf. on Phenomns in Ionized Gases, Gravedinska Knijga Publishing House, Beograd, V.II (1966) 719.
39. L.Enriques, Phys. Fluids 9 (1966) 2493.
40. K.C.Rogers, N.Wolf, Proc. VII International Conf. on Phenomns in Ionized Gases, Gravedinska Knijga Publishing House, Beograd, v.II (1966) 137.
41. L.Enriques, G.B.Righetti, F.Magistrelli, A.Boschi, Nuovo Cimento 38 (1965) 26.
42. L.Enriques, M.Ianuzzi, G.B.Righetti, Nuovo Cimento 41 (1966) 66.
43. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев. Доклад на УШ Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Вена (1967).
44. R.Briggs, Electron Stream Interaction with Plasmas, The M.I.T. Press, Cambridge (1964).
45. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман, Ж.техн.Физ. 37 (1967) № 8.
46. А.А.Веденов, Усп.Физ.Наук 84 (1964) 533; А.А.Веденов, Ю.Б.Пономаренко, Ж.эксп.теор.Физ. 46 (1964) 2247.
47. N.S.Buchelnikova, R.A.Salimov, Yu.I.Eidelman, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 129.
48. S.v.Goeler, R.W.Motley, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 243.
49. N.S.Wolf, K.C.Rogers, Phys. Fluids 9 (1966) 2294.
50. K.C.Rogers, G.E.Courville, N.S.Wolf, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 259.
51. B.J.Eastlund, Phys. Fluids 9 (1966) 594.
52. B.J.Eastlund, K.Josephy, R.F.Leheny, T.C.Marshall, Phys. Fluids 9 (1966) 2400.
53. K.Josephy, B.J.Eastlund, T.C.Marshall, Proc. Conf. Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, v.I (1967) 271.
54. D.Bohm in Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields (ed. by A.Guthrie and R.K.Wakerling) McGraw Hill Book Co, New York (1949).

Подписи к рисункам

- Рис.1. Схема установки.
1 - катушки магнитного поля; 2,3 - ионизаторы; 4 - напылитель; 5,6 - измерительные устройства.
- Рис.2а. Спектр колебаний при малых амплитудах дрейфовой неустойчивости.
 $H = 1000$ эрст; $n = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\tilde{n}/n \sim 0,1$.
- Рис.2б. Спектр колебаний при больших амплитудах дрейфовой неустойчивости.
 $H = 1000$ эрст; $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\tilde{n}/n \sim 0,5$.
- Рис.3. Зависимость амплитуды колебаний от скорости дрейфа электронов (ионно-звуковая неустойчивость).
 $H = 1000$ эрст; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; \circ - увеличение u ; \times - уменьшение u .
- Рис.4. Зависимость амплитуды колебаний от скорости дрейфа электронов (ионно-циклотронная неустойчивость).
 $H = 1000$ эрст; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; \bullet - 1-я гармоника; \times - 2-я гармоника; \circ - 3-я гармоника; --- начальный уровень шумов.
- Рис.5. Корреляционная функция колебаний плотности (ионно-циклотронная неустойчивость).
 $H = 1000$ эрст; $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\tilde{n}/n \sim 0,1$.
Нижняя кривая - КФ синусоидального сигнала с генератора.
- Рис.6. Корреляционная функция колебаний плотности (дрейфовая неустойчивость).
 $H = 1000$ эрст; $n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\tilde{n}/n \sim 1$.
- Рис.7. Зависимость коэффициента диффузии от амплитуды колебаний (дрейфовая неустойчивость).
 $H = 1000$ эрст.
- Рис.8. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля (дрейфовая неустойчивость).
 $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\tilde{n}/n \sim 1$.

- Рис.9. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля (неустойчивость сильно-неоднородной плазмы).

$$n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}; \quad \tilde{n}/n \sim 1.$$

- Рис.10. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля (ионно-звуковая неустойчивость).

$$n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}; \quad \tilde{n}/n \sim 1.$$

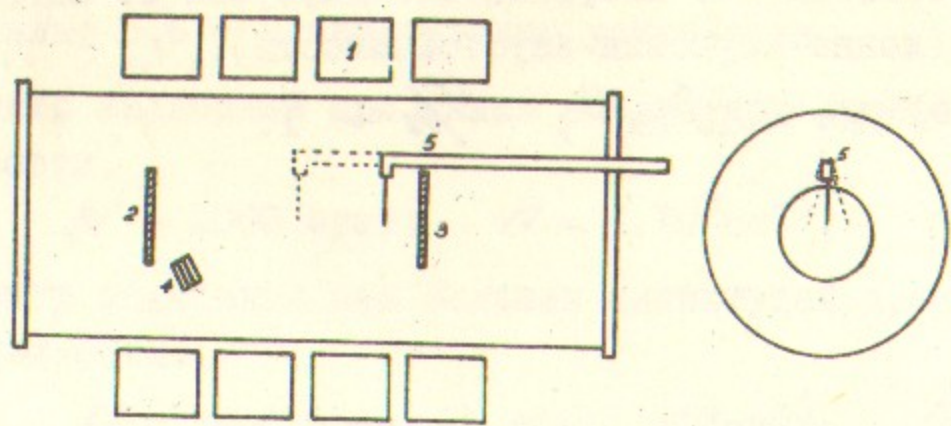


Рис.1.

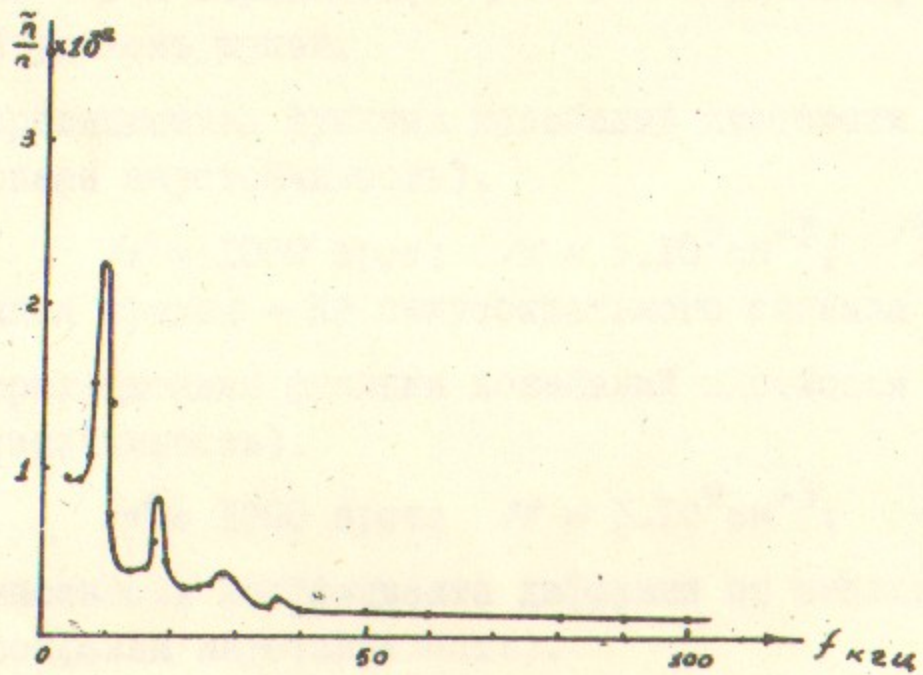


Рис.2а

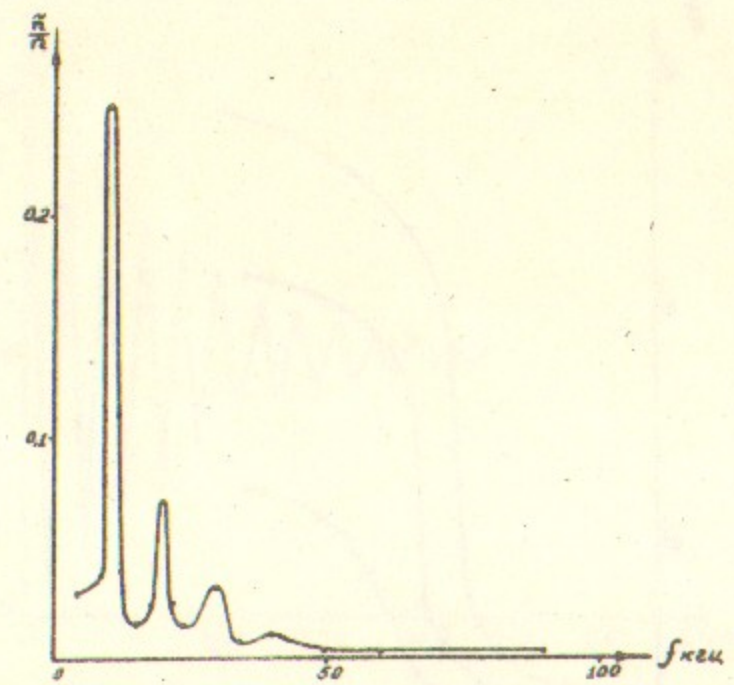


Рис.2б.

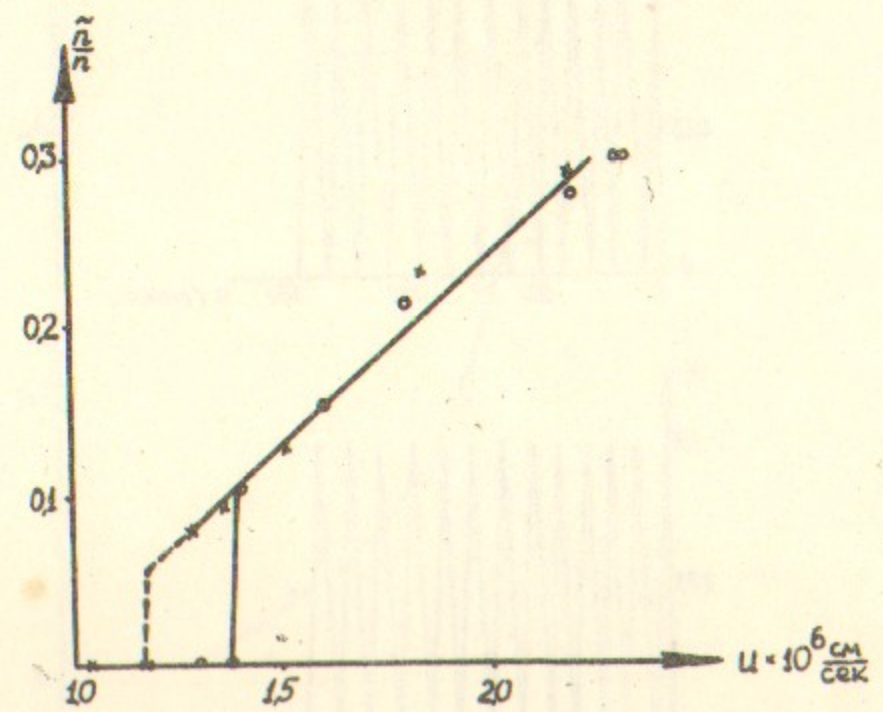


Рис.3.

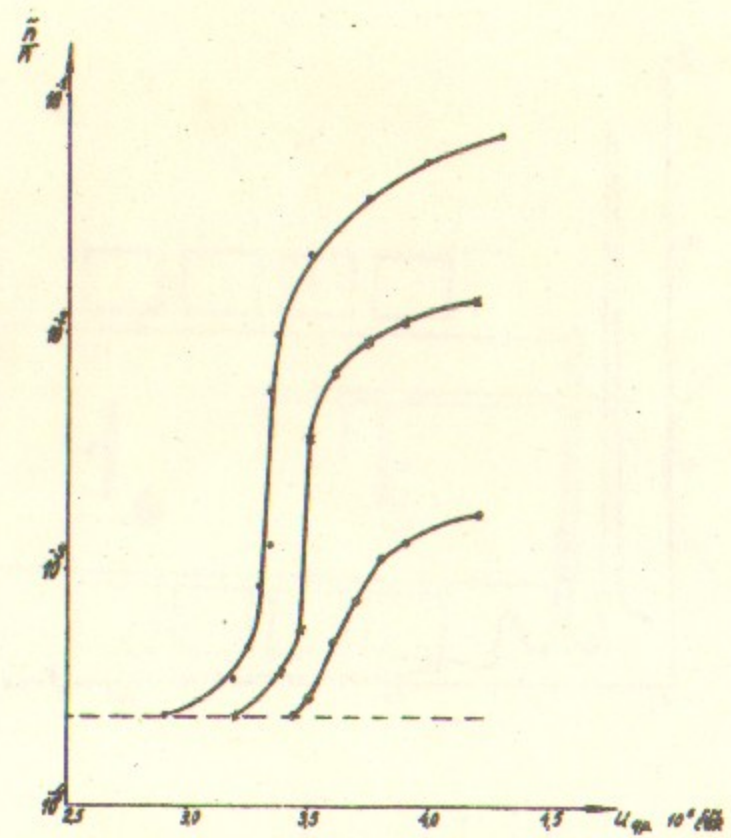


Рис. 4.

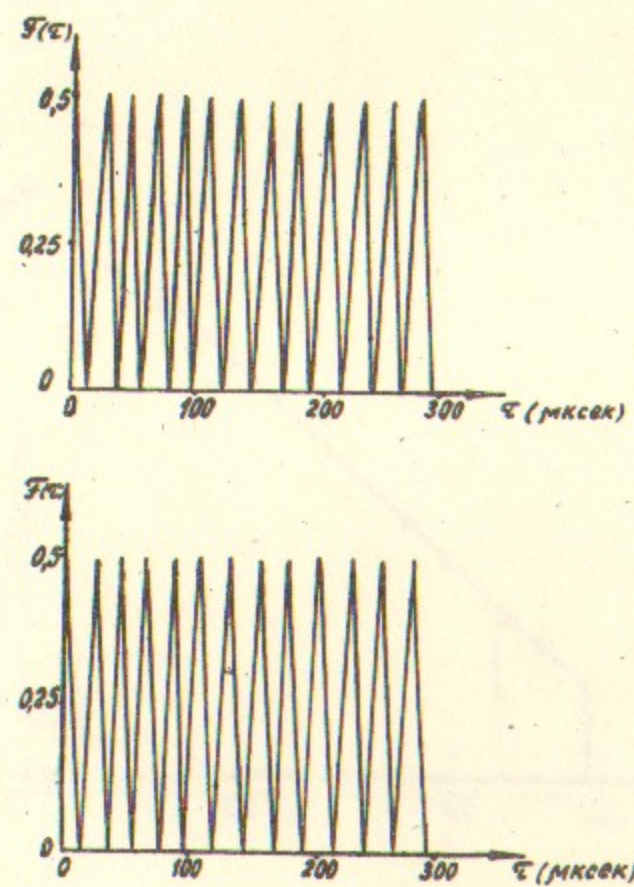


Рис. 5.

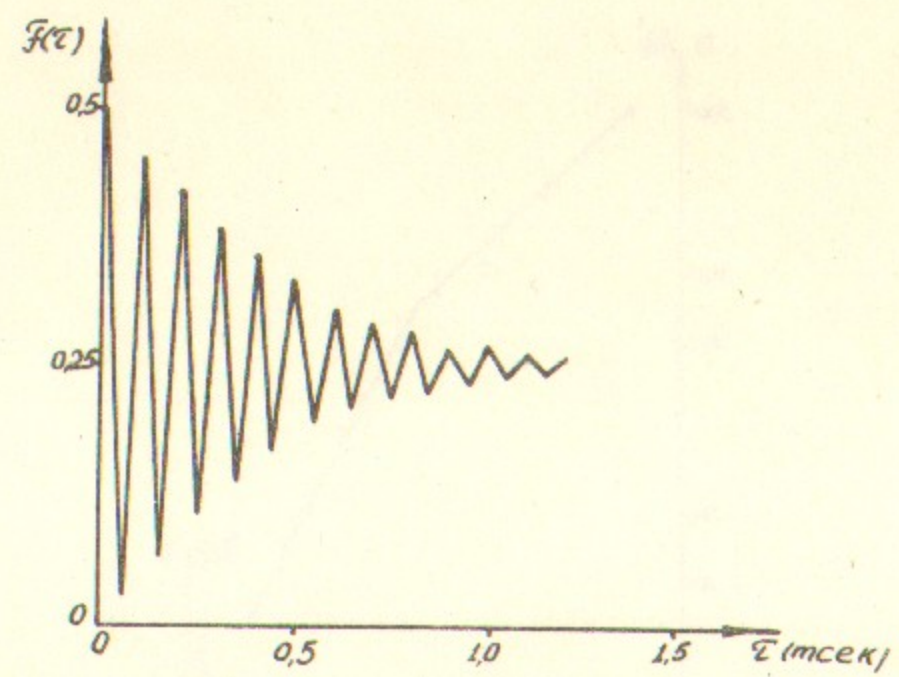


Рис. 6.

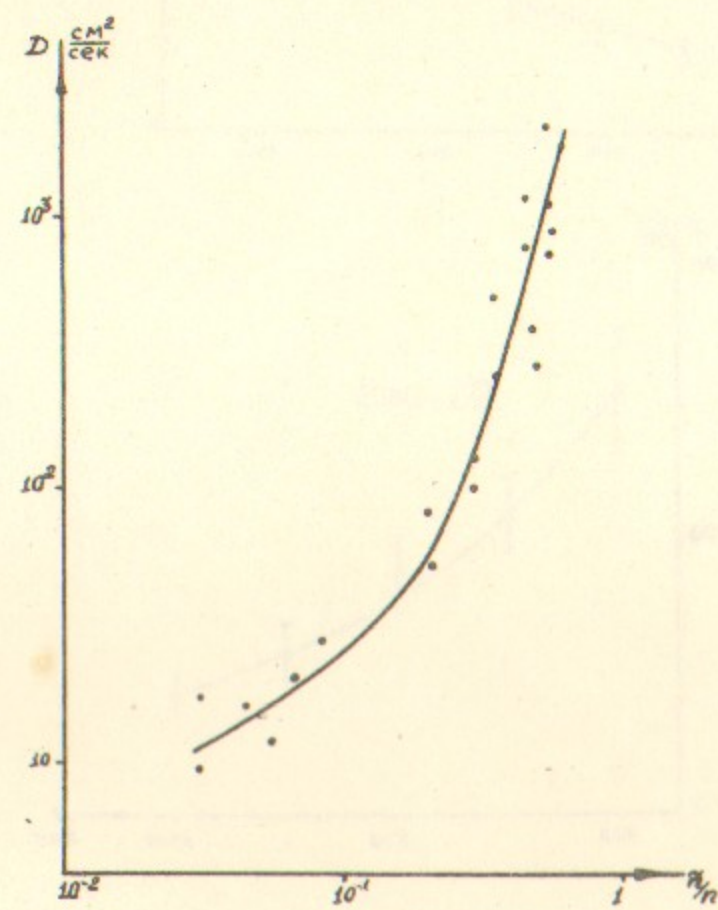


Рис. 7.

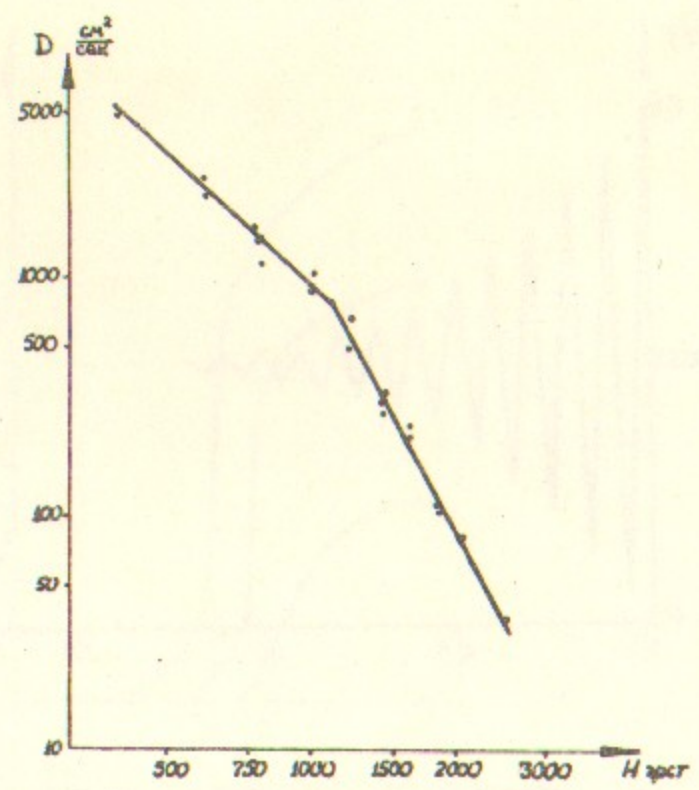


Рис. 8.

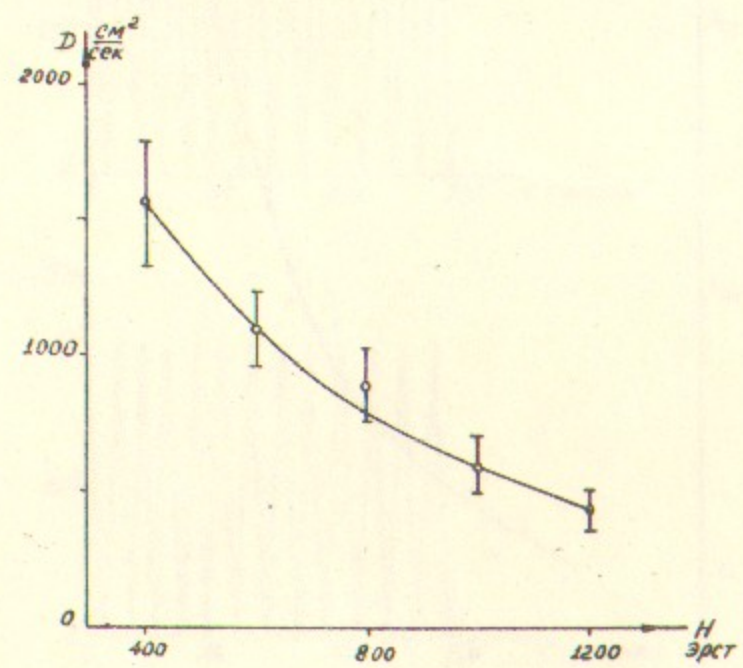


Рис. 9

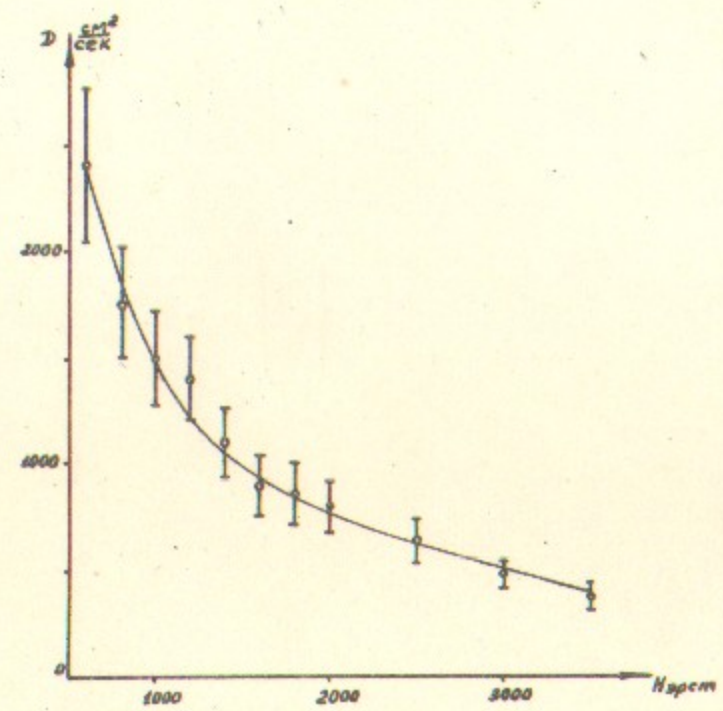


Рис. 10.

Ответственный за выпуск Ю.И.Эйдельман.

Подписано к печати 29.5.1967 г.

Усл. 0,7 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно.

Заказ № 133.

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР.