

А.М.Кудрявцев, Н.С.Бучельникова, В.Т.Астрелин,  
А.А.Дроздов, Ю.И.Эйдельман

Низкочастотные неустойчивости,  
возбуждаемые при взаимодействии  
электронного пучка с калиевой плазмой

Новосибирск  
1968

Отвественный за выпуск Т.А.САЛИМОВ  
Подписано к печати 2.11.68 г.  
Усл. л. печат. 2,00 экз.  
Заказ № 219. Новосибирск, ИЯФ

Отпечатано на полиграфическом комбинате ИЯФ СО АН СССР

А.М.Кудрявцев, Н.С.Бучельникова, В.Т.Астрелин,  
А.А.Дроздов, Ю.И.Эйдельман

## НИЗКОЧАСТОТНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПРИ ВЗАИ- МОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

### А Н Н О Т А Ц И Я

В работе исследованы низкочастотные колебания, возникающие в столбе калиевой плазмы при пропускании через него электронного пучка. Показано, что из-за нагрева плазменных электронов высокочастотными ленгмюровскими колебаниями в столбе развиваются дрейфовые волны, непрерывно переходящие в азимутальные ионно-звуковые с ростом температуры электронов.

Обнаружено, что при достаточно сильной диффузии плазмы поперёк магнитного поля в столбе могут возникать низкочастотные релаксационные колебания плотности с характерным периодом  $T \sim L/V_0$ , где  $L$  - длина столба,  $V_0$  - скорость истечения плазмы от ионизатора.

Исследовано турбулентное состояние плазмы, возникающее в результате хаотизации ионно-звуковых колебаний достаточно большой амплитуды.

Многочисленные эксперименты по взаимодействию электронных пучков с плазмой /1 - 5/ посвящены, как правило, изучению высокочастотных колебаний, возбуждаемых в плазме, таких, как электронные плазменные, электронные циклотронные, гибридные и т.д. При этом во многих работах наблюдается возбуждение низкочастотных шумов, сопровождающееся значительной диффузией плазмы поперёк магнитного поля. Однако систематического изучения природы низкочастотных колебаний и их влияния на состояние плазмы не проводилось. В данной работе описываются результаты исследования низкочастотных неустойчивостей, возбуждаемых при взаимодействии электронного пучка со спокойной калиевой плазмой.

#### Описание установки и измерительные методики

Схема установки (рис.1) и параметры плазмы и пучка такие же, как и в работе /6/ - столб плазмы диаметром 4 см и длиной от 40 см до 80 см помещен в продольное магнитное поле  $H \sim 1000 \text{ э}$ ;  $n = (2-10) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ; режим электронного слоя; электронный пучок диаметром 1 см с энергией  $U = 20-600 \text{ эВ}$  и токами  $I_0$  до 20 мА инжектируется вдоль оси столба. Часть экспериментов выполнена на другой установке при длине плазменного столба  $L = 36 \text{ см}$  и диаметре пучка 3 см. Работа велась при давлении  $p \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ тор}$ .

Плотность плазмы  $n$  в отсутствие пучка определялась по ионному току насыщения одиночного цилиндрического зонда длиной 0,2 см и диаметром 0,025 см. При наличии пучка определение  $n$  таким способом невозможно, так как появление "горячих" электронов плазмы приводит, во-первых, к неконтролируемому увеличению собирающей поверхности зонда и, во-вторых, к сильной вторичной эмиссии с него.

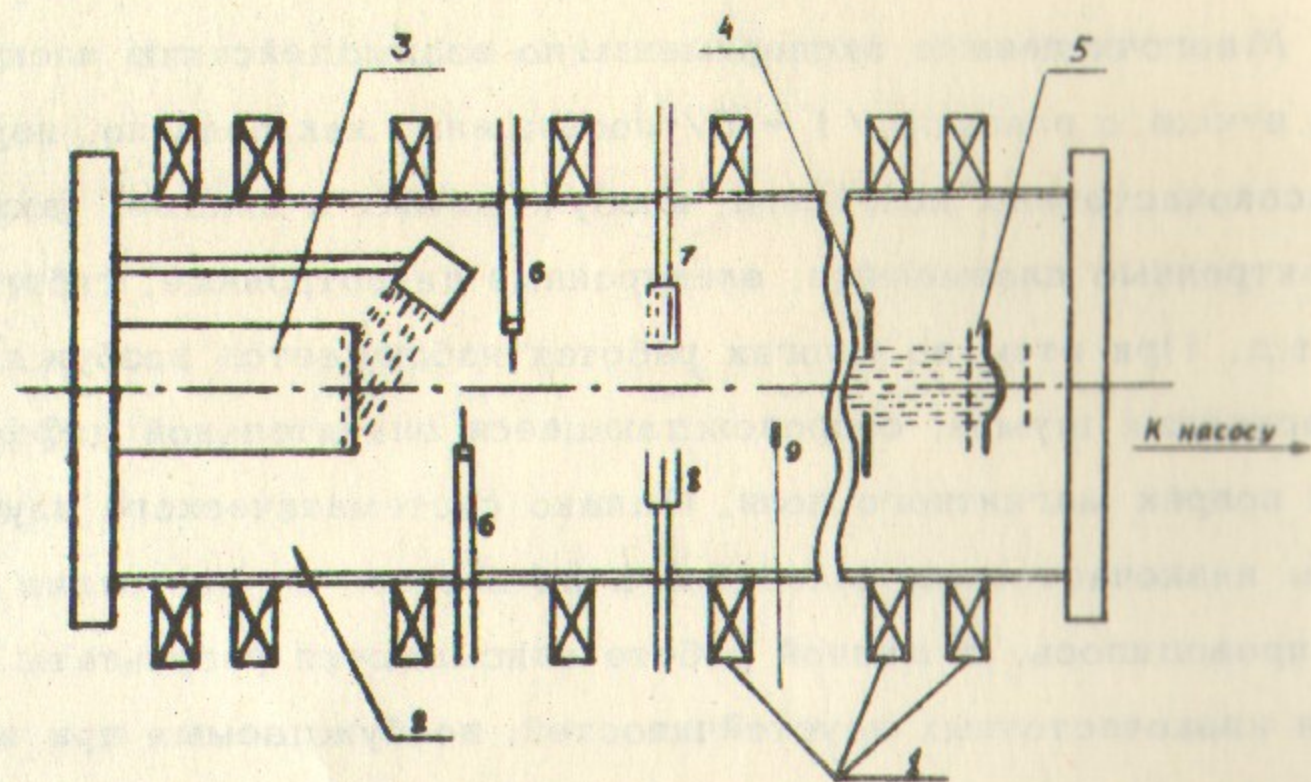


Рис.1. Схема установки: 1-катушки магнитного поля, 2-вакуумная камера, 3-ионизатор, 4-ограничивающий диск, 5-электронная пучка, 6-одиночные зонды, 7-анализатор продольных энергий электронов и ионов плазмы, 8-измеритель поперечного потока плазмы, 9-плоский зонд.

В этом случае  $n$  определялась по электронному току насыщения плоского зонда, расположенного на радиусе, превышающем радиус пучка, и ориентированного поперёк магнитного поля ( $i_e = \frac{en\bar{v}}{4} S$ , где  $\bar{v}$  - средняя скорость электронов плазмы,  $S$  - площадь зонда, равная  $0,3 \text{ см}^2$ ). Колебания плотности плазмы регистрировались с помощью одиночных зондов, расположенных также вне пучка и измеряющих электронный ток плазмы, пропорциональный  $n$ .

Эффективный коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля  $D$  определялся с помощью измерителя поперечного потока плазмы [7]. Распределение электронов по продольным энергиям и ионов по продольным и поперечным энергиям измерялось с помощью двухсеточных анализаторов (рис.2), расположенных на радиусах, превышающих радиус пучка.

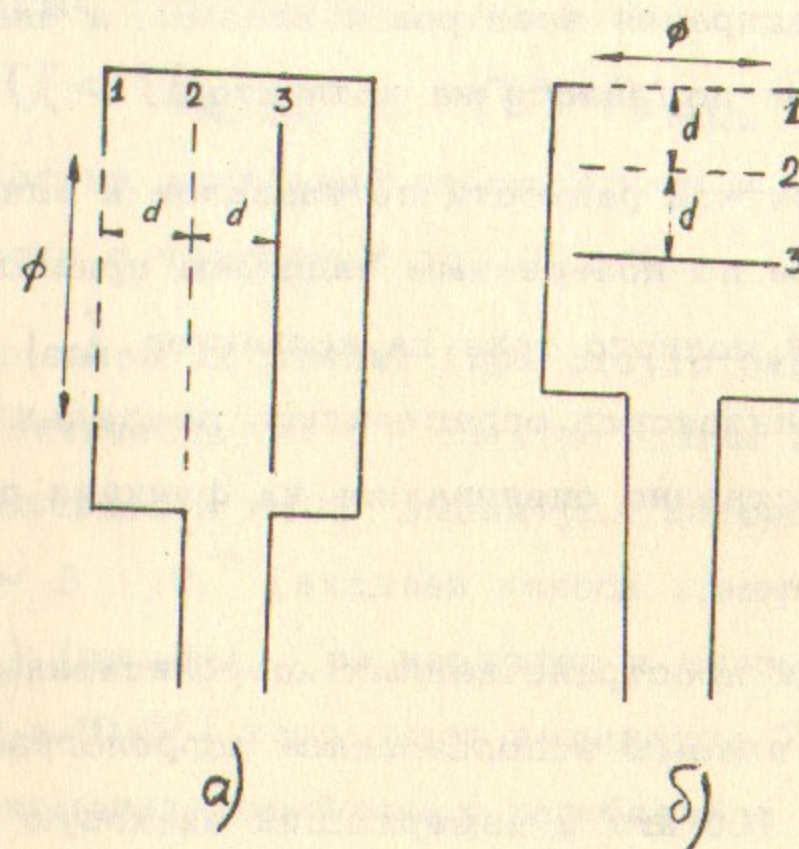


Рис.2. Продольный и поперечный анализаторы:  $d=0,2 \text{ см}$ ,  $\phi=0,8 \text{ см}$ .

При анализе электронов сетка 1 и корпус анализатора заземлялись, на коллектор прикладывалось постоянное смещение  $+15 \text{ в}$ , а анализирующий тормозящий потенциал подавался на сетку 2. Специальные измерения показали, что при такой схеме ион-

ная компонента плазмы эффективно запирается сеткой 1 (потенциал плазмы отрицателен относительно земли); искажение кривой запираения, вызванное наличием вторичных электронов, выбиваемых из электродов анализатора быстрыми электронами плазмы, незначительно.

При анализе ионов как по продольным, так и по поперечным энергиям сетка 1 и корпус анализатора находились при плавающем потенциале, на сетку 2 прикладывалось постоянное смещение  $- (30 - 100)$  в для запираения электронов плазмы, а анализирующий тормозящий потенциал подавался на коллектор.

Наличие контактной разности потенциалов и влияние магнитного поля при анализе по поперечным энергиям приводит к искажению кривой запираения ионного тока на коллектор  $I_k(U_k)$ . Поэтому с помощью анализаторов определялись предельные энергии ионов, а также качественно оценивались их функции распределения по энергиям.

Для измерений пространственных корреляционных функций колебаний плотности плазмы использовался коррелограф, работающий в диапазоне до 100 кгц и измеряющий знаковую корреляционную функцию  $F(\vec{\xi})$ , где  $\vec{\xi}$  - радиус-вектор с компонентами  $(\xi, \varphi, z)$ , /8/, /9/.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

### 1. Низко-частотные колебания в системе плазма-пучок

Как было показано в работе /6/, при взаимодействии электронного пучка с калиевой плазмой наблюдается возбуждение высокочастотных ленгмюровских колебаний в диапазоне частот 50-1000 мгц

и увеличение продольной температуры электронов плазмы  $T_{e||}$ . В диапазоне энергий пучка  $U$  от 20 eV до 400 eV амплитуда высокочастотных колебаний и  $T_{e||}$  возрастают с ростом  $U$ .

При дальнейшем увеличении энергии пучка амплитуда колебаний падает. Было найдено, что существует, во-первых, критическая энергия пучка  $U_{крит}$  (зависящая от плотности плазмы  $n$ ), выше которой не происходит возбуждения колебаний, и во-вторых, критическая плотность плазмы  $n_{min}$ , ниже которой возбуждение колебаний также отсутствует.

При  $U < U_{крит}$  и  $n > n_{min}$  в плазме помимо высокочастотных колебаний наблюдаются и низкочастотные колебания плотности с частотами до 100 кгц.

В невозмущенном состоянии (при отсутствии пучка) колебаний в плазме, практически, нет: в спектре видна 2-я гармоника дрейфовой неустойчивости /10/, амплитуда которой не превышает значения  $\tilde{n}/n \sim 5 \cdot 10^{-3}$  (входная полоса измерительного приемника  $\Delta f = 90$  гц) (рис.3а). При введении в плазму пучка малой энергии ( $U \sim 40 - 60$  eV) возрастает амплитуда 2-й гармоники и появляется 1-я гармоника дрейфовых колебаний с частотой  $f \sim 9-11$  кгц (рис.3б).

С ростом энергии пучка частота дрейфовых колебаний возрастает, одновременно растет их амплитуда, увеличивается диффузия плазмы поперёк магнитного поля. При увеличении энергии пучка до 200 eV частота этих колебаний достигает  $f \sim 40-50$  кгц (рис.3в). Процесс возрастания продольной электронной температуры, частоты и диффузии с ростом  $U$  при малых плотностях ( $n \sim 2 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>)

происходит непрерывно. В случае больших плотностей ( $n \sim 6-10 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ) этот процесс непрерывен при  $U < 100 \text{ eV}$ , а при  $U \sim 100 \text{ eV}$  на интервале изменения  $U$  в  $5-10 \text{ eV}$  происходит резкое увеличение  $D$ ,  $T_{e\parallel}$  и частоты колебаний. Дальнейшее увеличение  $U$  до  $200 \text{ eV}$  сопровождается вновь непрерывным увеличением этих величин.

При  $U \approx 200 \text{ eV}$  пик колебаний с частотой  $f \sim 50 \text{ кгц}$  уширяется, сливаясь с уровнем возросших шумов, а в спектре появляется острый максимум на частоте  $f \sim 2 \text{ кгц}$  (рис.3г). Наконец, при  $U > 500 \text{ eV}$  все колебания в плазме прекращаются, прекращается диффузия и нагрев электронов, так что состояние плазмы практически не отличается от невозмущенного.

## 2. Неустойчивость плазмы на азимутальных волнах

Как уже говорилось выше, при  $U < 200 \text{ eV}$  и продольная температура электронов и частота колебаний дрейфового типа возрастают с ростом  $U$ . Оказалось, что эти величины также возрастают и с ростом тока пучка ( $U = \text{const}$ ). На основании этих фактов разумно предположить, что частота возбуждаемых колебаний является функцией от электронной температуры. Зависимость  $f$  от  $T_{e\parallel}$  показана на рис.4. Видно, что при  $T_{e\parallel} > 4 \text{ eV}$   $f \propto T_{e\parallel}^{1/2}$ . Зависимость частоты от магнитного поля различна при разных электронных температурах (рис.5). В отсутствие нагрева электронов  $f \propto H^{-0.6}$ , а при  $T_{e\parallel} > 10 \text{ eV}$  частота от магнитного поля не зависит.

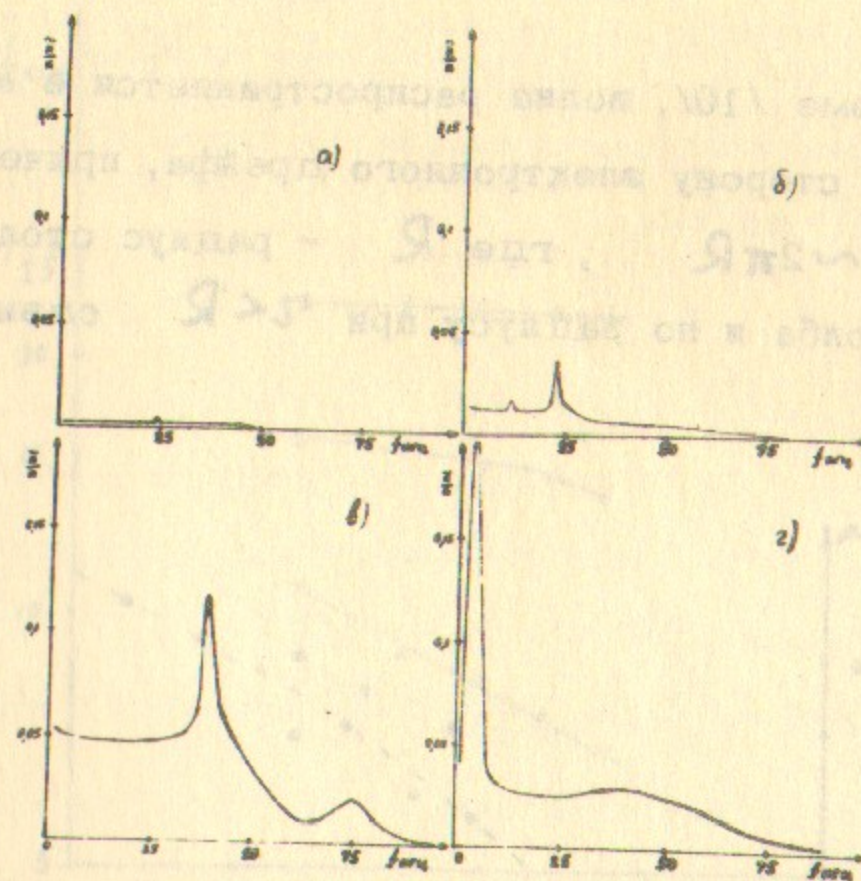


Рис.3. Спектры низкочастотных колебаний плазмы при различных энергиях пучка:

- а)  $U=0$ ,  $T_{e\parallel}=0,2 \text{ eV}$ ,  $D \approx 30 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ ; б)  $U=60 \text{ eV}$ ,  
 $T_{e\parallel}=0,6 \text{ eV}$ ,  $D \approx 50 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ ,  
 в)  $U=200 \text{ eV}$ ,  $T_{e\parallel}=45 \text{ eV}$ ,  $D \approx 5 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ ,  
 г)  $U=300 \text{ eV}$ ,  $T_{e\parallel}=45 \text{ eV}$ ,  $D \approx 5 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ .

Измерения сдвигов фаз колебаний плотности между зондами, расположенными под различными углами по азимуту друг относительно друга, показали, что, как и в случае дрейфовых колебаний в

холодной плазме [10], волна распространяется в азимутальном направлении в сторону электронного дрейфа, причем для 1-й гармоники  $\lambda_{\varphi} \sim 2\pi R$ , где  $R$  - радиус столба плазмы. Вдоль оси столба и по радиусу при  $r < R$  сдвиг фаз отсутствует.

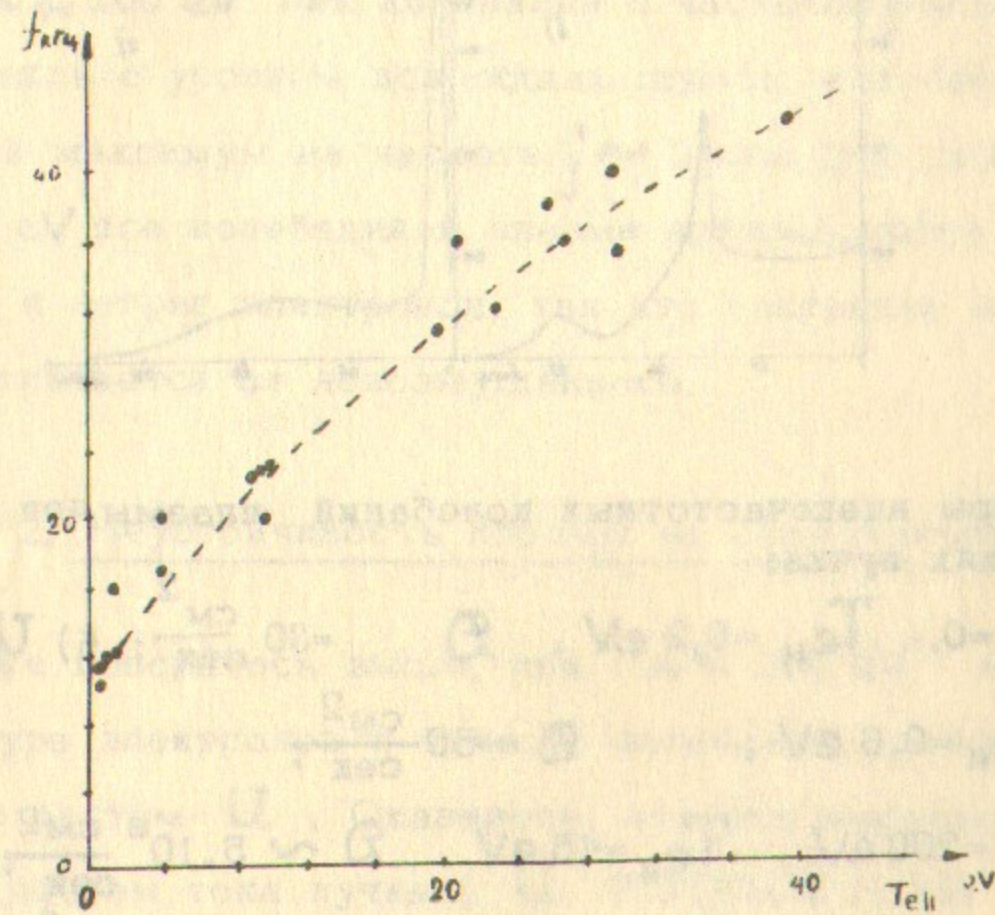


Рис.4. Зависимость частоты колебаний дрейфового типа от продольной температуры электронов плазмы  $T_{e||}$ . Пунктирная линия соответствует  $f = \frac{1}{2\pi R} \left( \frac{T_{0i} + 0,25 T_{e||}}{M} \right)^{1/2}$

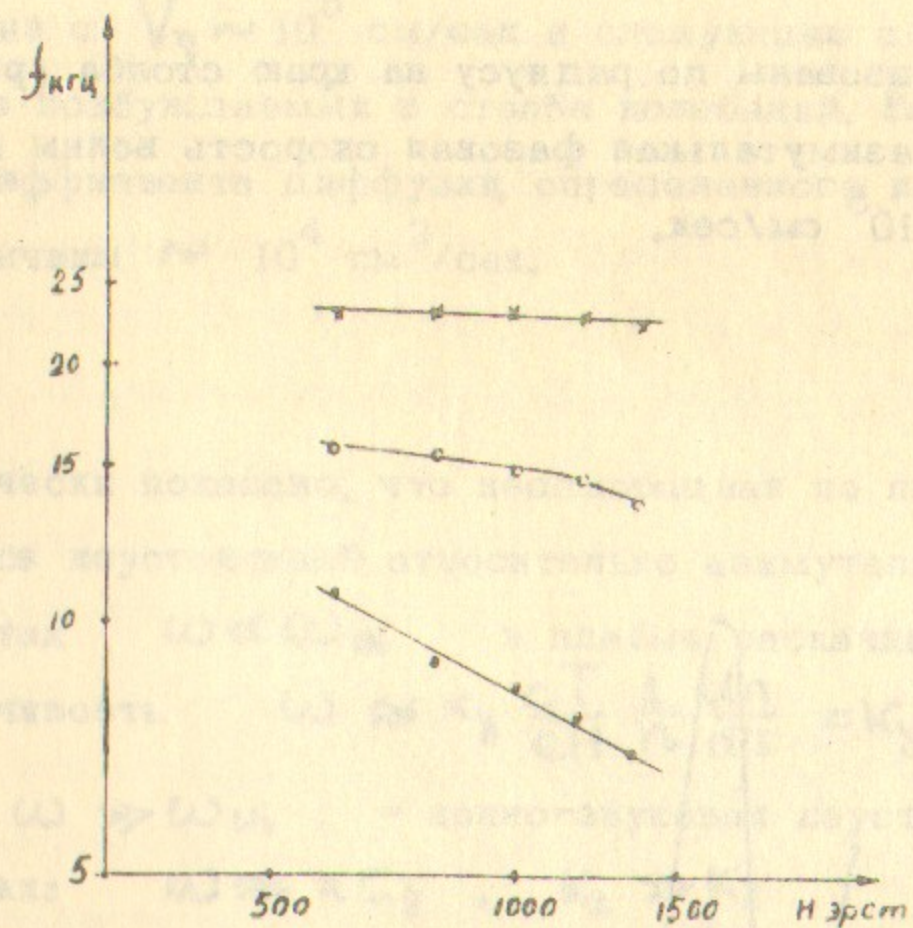


Рис.5. Зависимость частоты от магнитного поля при различных  $T_{e||}$

Колебания локализованы по радиусу на краю столба (рис. 6).

Таким образом, азимутальная фазовая скорость волны достигает величины  $(6-8) \cdot 10^5$  см/сек.

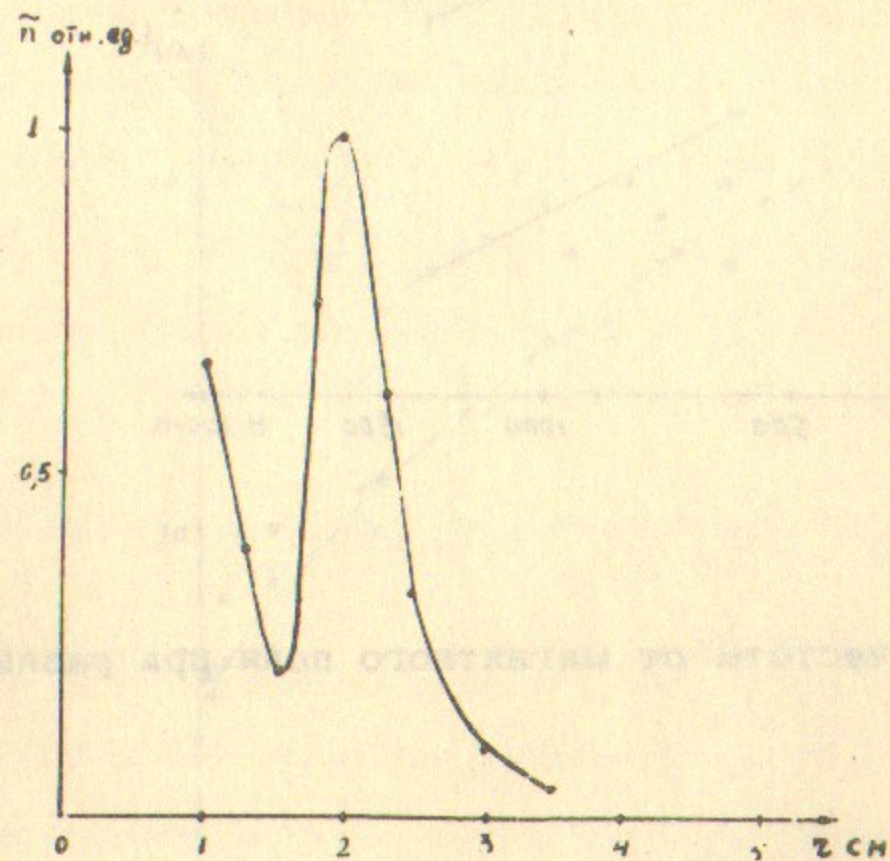


Рис. 6. Распределение амплитуды колебаний по радиусу  $f = 31$  кгц,  $T_{eII} \sim 38$  эВ.

Раскачка в плазме указанных колебаний сопровождается значительным увеличением диффузии поперёк магнитного поля. Это проявляется в возрастании потока плазмы, регистрируемого измерителем поперечного потока, и в падении плотности плазмы в столбе. Уход плазмы поперёк магнитного поля носит конвективный характер — вне столба видны выбросы плотности, распространяющиеся в радиаль-

ном направлении с  $V_z \sim 10^5$  см/сек и следующие с частотой, равной частоте возбуждаемых в столбе колебаний. Величина эффективного коэффициента диффузии, определенного как  $D = j\mu/dn/dz$  достигает величины  $\sim 10^4$  см<sup>2</sup>/сек.

Теоретически показано, что неоднородная по плотности плазма является неустойчивой относительно азимутальных колебаний. На частотах  $\omega \ll \omega_{ni}$  в плазме раскачивается дрейфовая неустойчивость  $\omega \approx k_y \frac{cT}{eH} \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} = k_y V_{gp}$  на частотах  $\omega \gg \omega_{ni}$  — ионно-звуковая неустойчивость на косых волнах:  $\omega \approx k C_s$ ,  $k_1 \gg k_2$  /11/. Здесь  $\omega_{ni}$  — ионная циклотронная частота,  $k$  — волновое число,  $C_s$  — скорость ионного звука в плазме,  $C_s \sim \left(\frac{T_i + T_e}{M}\right)^{1/2}$ .

Случай  $\omega \sim \omega_{ni}$  теоретически не рассмотрен. Однако можно ожидать, что и в этом случае плазма является неустойчивой относительно азимутальных колебаний, и должен происходить непрерывный переход дрейфовой неустойчивости в ионно-звуковую при увеличении  $\omega$ . Для азимутальных волн с  $k_1 = \text{const}$  такой переход означает, что их фазовая скорость  $V_{fp}$  меняется непрерывно от значений  $V_{fp} \sim V_{gp}$  при  $V_{gp} \ll C_s$  до  $V_{fp} \sim C_s$  при  $V_{gp} \gg C_s$ .

Действительно, такой переход от дрейфовой неустойчивости к азимутальной ионно-звуковой наблюдался экспериментально при изменении диаметра плазменного столба /12/.



В настоящем эксперименте показано, что при достаточно больших продольных температурах электронов ( $T_{e\parallel} > 10\text{eV}$ ) частота возбуждаемых колебаний пропорциональна  $T_{e\parallel}^{1/2}$  и не зависит от магнитного поля. Это позволяет идентифицировать наблюдаемую неустойчивость как ионно-звуковую. Измеренную фазовую скорость  $V_{\varphi}$  следует, вообще говоря, сравнить с  $c_s \sim \sqrt{\frac{T_{e\perp}}{M}}$ . Однако измерение  $T_{e\perp}$  при относительно малых величинах плотности плазмы и электронной температуры представляет большие трудности. Поэтому можно только отметить, что  $V_{\varphi} \sim c_s = \sqrt{\frac{T_{e\perp}}{M}}$ , если предположить, что  $T_{e\perp} \approx 0,25T_{e\parallel}$ . Тот факт, что при уменьшении  $T_{e\parallel}$  (а, следовательно, и  $T_{e\perp}$ ) наблюдаемая ионно-звуковая неустойчивость переходит в дрейфовую, подтверждает вышеприведенные соображения о непрерывном переходе этих неустойчивостей друг в друга.

Таким образом, процесс раскачки азимутальных колебаний в нашем случае можно представить следующим образом: электронный пучок возбуждает в плазме высокочастотные колебания, которые нагревают плазменные электроны. С ростом электронной температуры, по-видимому, возрастает инкремент дрейфовой неустойчивости, что приводит к увеличению амплитуды дрейфовых волн. С ростом  $T_e$  возрастает также частота (фазовая скорость) этих дрейфовых волн и они переходят в азимутальные ионно-звуковые.

Возбуждение в плазме таких азимутальных колебаний приводит к значительному увеличению диффузии плазмы поперёк магнитного поля.

### 3. Релаксационные колебания плотности плазмы

При  $U > 200\text{eV}$ , как указывалось выше, ионно-звуковые колебания хаотизируются, соответствующий им пик в спектре размывается, его амплитуда сравнивается с уровнем шумом, и в плазме возникают более низкочастотные колебания плотности с  $f \sim 2\text{кГц}$ .

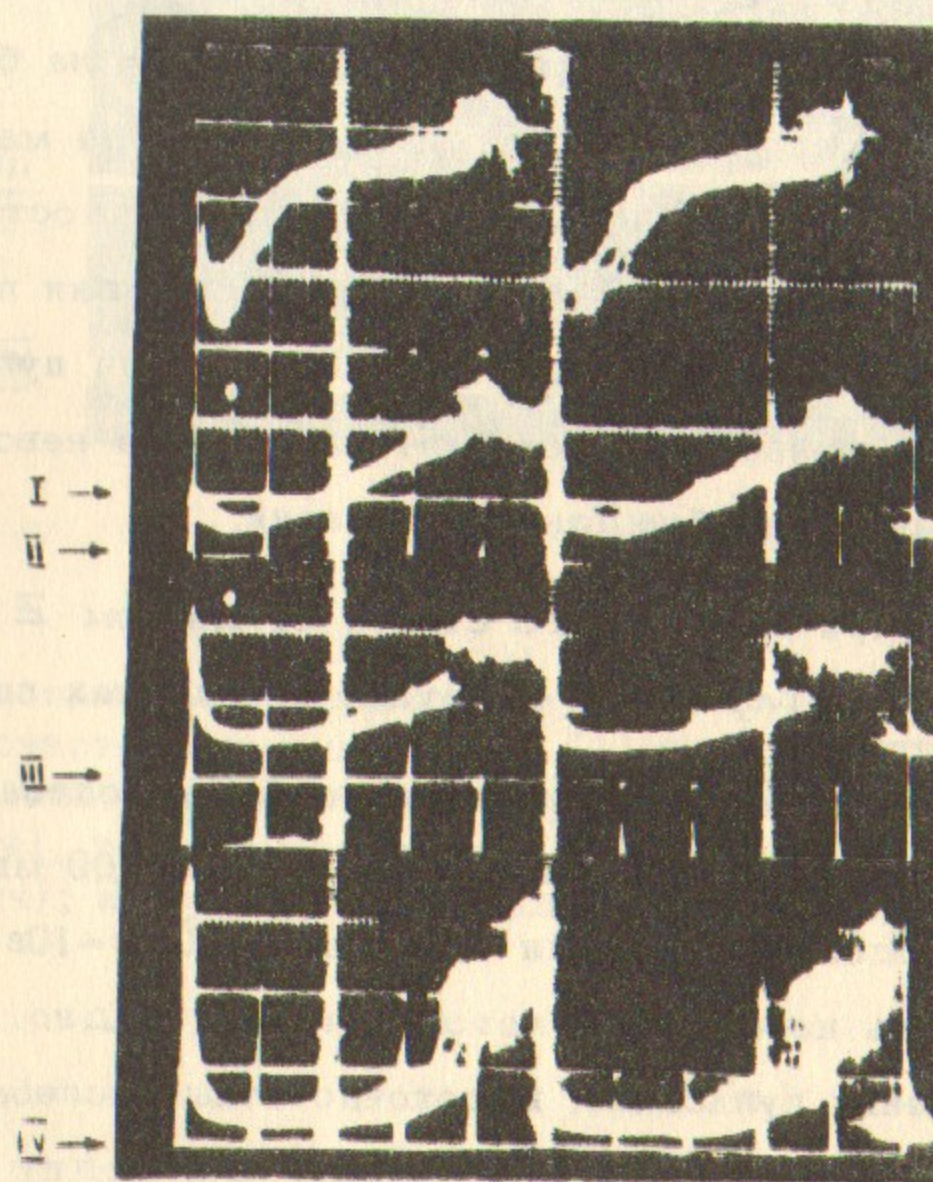


Рис.7. Осциллограммы колебаний плотности на различных расстояниях от ионизатора; I луч -  $z = 10\text{ см}$ , II луч -  $z = 20\text{ см}$ , III луч -  $z = 40\text{ см}$ , IV луч -  $z = 60\text{ см}$ ; развертка  $100\text{ мксек/см}$ , зонды расположены на радиусе  $r = 1\text{ см}$ ,  $U = 320\text{eV}$ ,  $N = 800\text{э}$ . Стрелками указан уровень соответствующей нулевой плотности

На рис.7 показаны осциллограммы этих колебаний на различных расстояниях  $Z$  от ионизатора. Отметим характерные особенности в форме колебаний: 1. В определенной фазе этих низкочастотных колебаний возбуждаются колебания с характерной частотой порядка нескольких десятков килогерц (далее эти колебания называются для краткости пульсациями); возбуждение и срыв этих колебаний происходит одновременно по всей длине столба. 2. Минимальное значение плотности  $n_{min}$  достигается одновременно на всех  $Z$  в момент прекращения пульсаций. 3. Фронты нарастания плотности сдвинуты во времени - на больших  $Z$  нарастание плотности происходит позднее, чем на малых. 4. На расстояниях, близких к ионизатору, плотность достигает невозмущенного уровня (уровня плотности при отсутствии пучка) и остается постоянной вплоть до момента возбуждения пульсаций; на больших  $Z$  плотность не успевает нарасти до невозмущенного уровня к моменту возбуждения пульсаций.

Внутри плазменного столба на данном  $Z$  формы колебаний плотности на различных радиусах и азимутах подобны.

На рис.8 показаны осциллограммы колебаний плотности, огибающей высокочастотных колебаний ( $f = 200$  мгв), тока на анализатор продольной энергии электронов ( $U_2 = -10$  в), а также тока на измеритель поперечного потока плазмы. Видно, что возникновение и прекращение пульсаций, высокочастотных колебаний, нагрева электронов и поперечного ухода плазмы происходит практически одновременно, причём, как показали измерения на разных  $Z$ , одновременно по всему плазменному столбу.

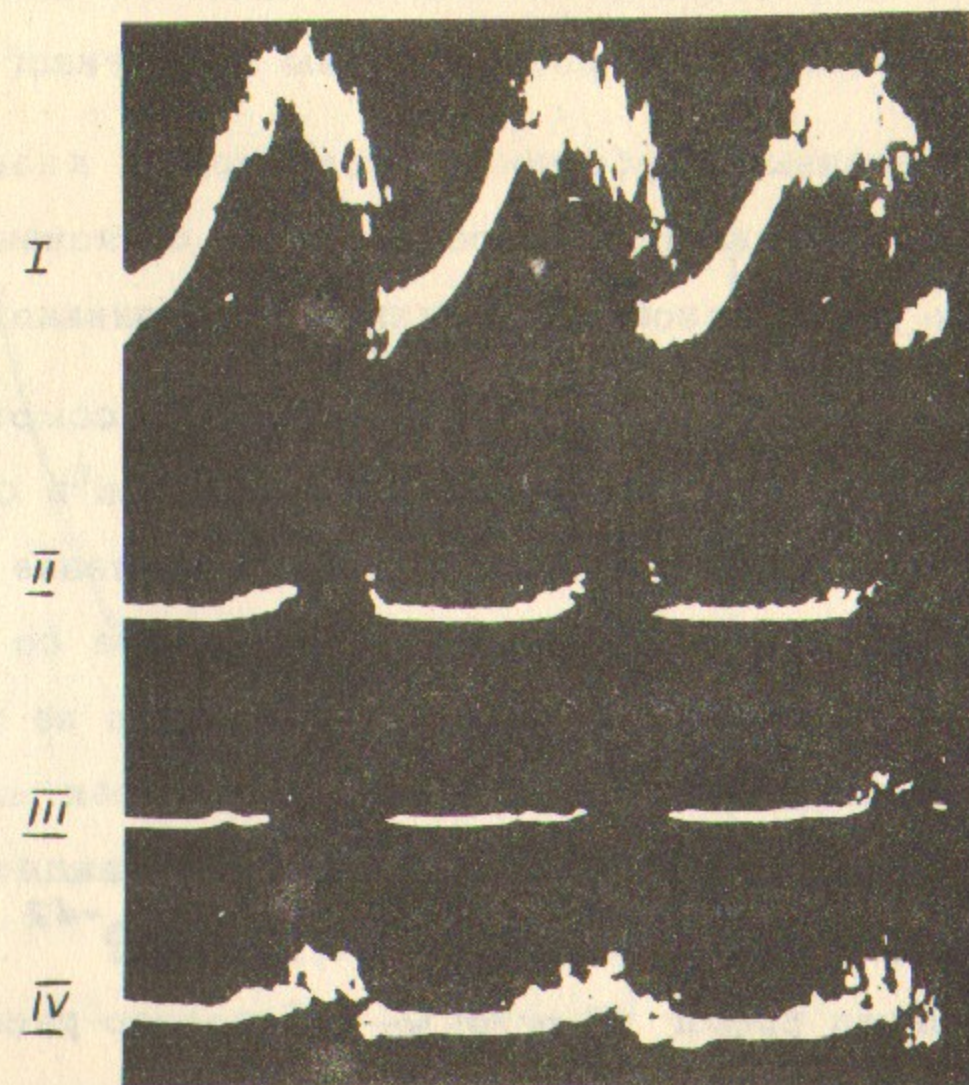


Рис.8. Осциллограммы колебаний плотности (I луч), огибающей высокочастотного сигнала на  $f = 200$  мгц (II луч), тока на анализатор продольной энергии электронов при  $U_2 = -10$  в (III луч), тока на измеритель поперечного потока плазмы (IV луч);  $Z = 50$  см,  $U = 320$  эВ,  $N = 800$  э.

Период этих низкочастотных колебаний не зависит от магнитного поля, возрастает с ростом длины плазменного столба  $L$ .

Вышеуказанные особенности исследуемых низкочастотных колебаний плотности находят свое разумное объяснение, если предположить релаксационный механизм их возникновения.

Прежде чем обсудить этот механизм, рассмотрим процесс установления продольного распределения плотности в столбе во времени в следующем случае: начальное распределение плотности

$n(z) = n_0$ , плазма движется от ионизатора со скоростью  $V_0$ , в момент времени  $t = t_0$  одновременно по всей длине столба  $L$  включается диффузия плазмы поперёк магнитного поля с коэффициентом диффузии  $D$ . Нетрудно видеть, что стационарное распределение плотности  $n(z) = n_0 e^{-dz}$ , где  $d \approx \frac{D}{V_0 R^2}$  установится через время  $\tau \sim L/V_0$ . Характер распределения плотности при  $t < \tau$  показан на рис. 9а. Напомним также, что существует минимальная критическая плотность плазмы  $n_{min}$  (для заданной энергии пучка), ниже которой пучок не возбуждает в плазме высокочастотных колебаний.

Теперь можно представить следующую картину возникновения релаксационных колебаний в нашей системе. Электронный пучок возбуждает в плазме высокочастотные колебания, приводящие к нагреву электронов; рост температуры электронов вызывает раскачку ионно-звуковой неустойчивости, приводящей к диффузии. Если коэффициент диффузии достаточно велик, так что плотность плазмы в столбе падает до значения  $n \sim n_{min}$  за время  $\Delta t < \tau$ ,

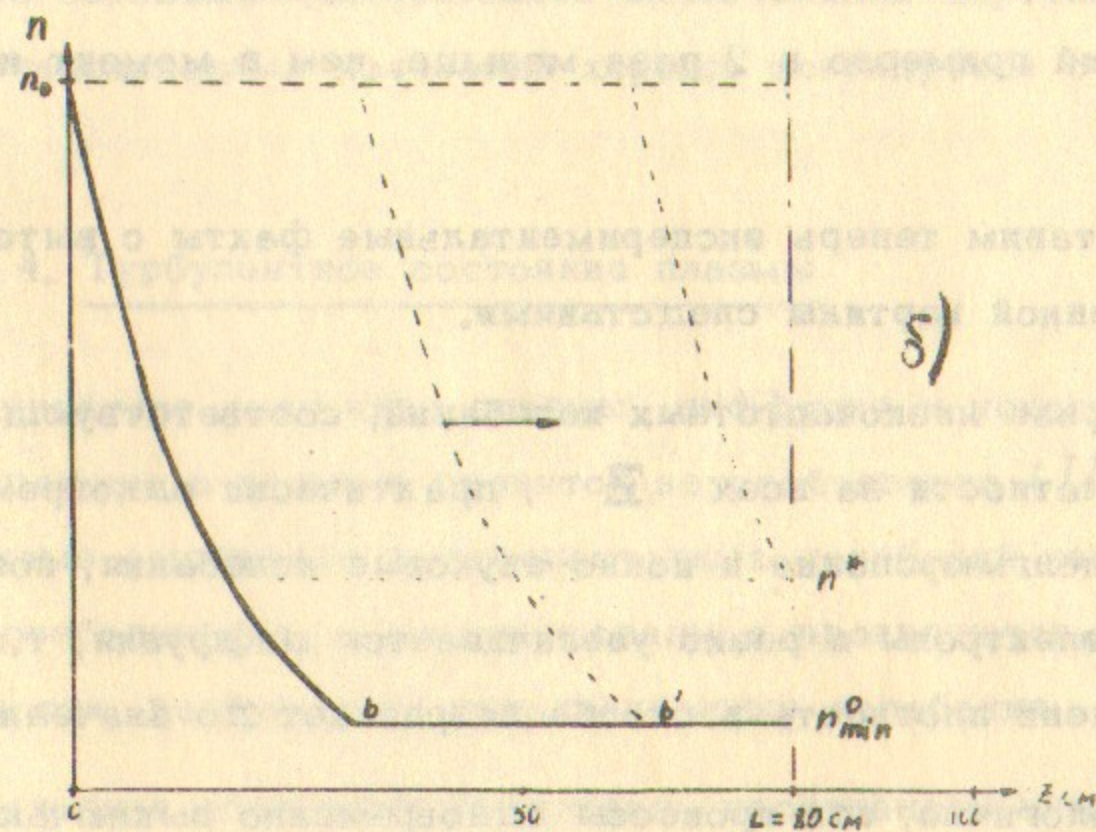
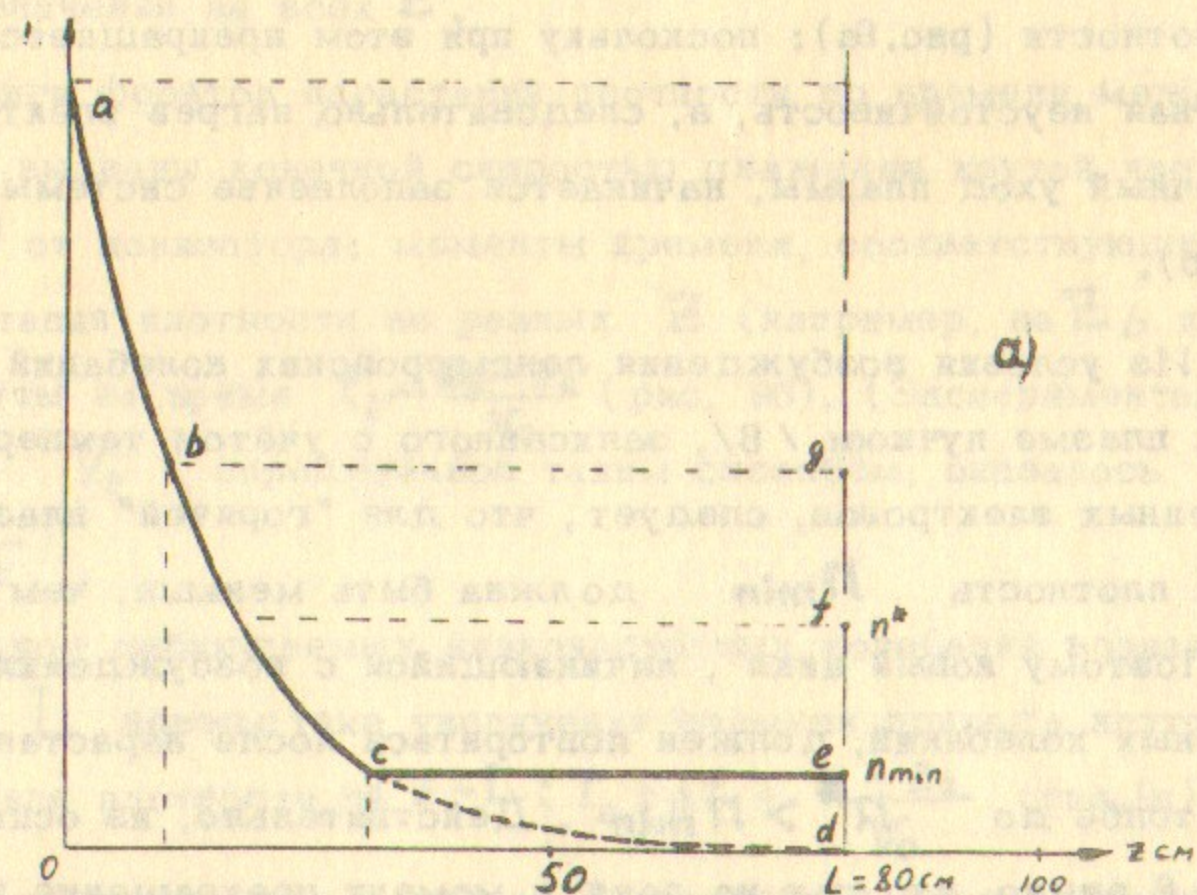


Рис. 9. а) установление распределения  $n(z)$  при включении диффузии; а-с-д стационарное распределение  $n(z)$  при  $t > \tau$ ; а-с-е, а-б-г - распределения  $n(z)$  при  $t < \tau$ .

б) Установление распределения  $n(z)$  при включении диффузии.  $n(z)$  построено для значения  $D = 10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$  и  $V_0 = 2 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ .

вдоль столба не успевает установиться стационарное распределение плотности (рис. 9а); поскольку при этом прекращается высокочастотная неустойчивость, а, следовательно, нагрев электронов и поперечный уход плазмы, начинается заполнение системы плазмой (рис. 9б).

Из условия возбуждения ленгмюровских колебаний в ограниченной плазме пучком /6/, записанного с учётом температуры плазменных электронов, следует, что для "горячей" плазмы критическая плотность  $n_{min}$  должна быть меньше, чем для холодной. Поэтому новый цикл, начинающийся с возбуждения высокочастотных колебаний, должен повториться после нарастания плотности в столбе до  $n^* > n_{min}$ . Действительно, из осциллограммы на рис. 8 видно, что ток на зонд в момент прекращения высокочастотных колебаний примерно в 2 раза меньше, чем в момент их возбуждения.

Сопоставим теперь экспериментальные факты с вытекающими из предложенной картины следствиями.

1. В фазе низкочастотных колебаний, соответствующей максимальной плотности на всех  $Z$ , практически одновременно возбуждаются ленгмюровские и ионно-звуковые колебания, появляются ускоренные электроны и резко увеличивается диффузия, т.к. в этот момент времени плотность в столбе возрастает до значения  $n^*$ .

2. Аналогично, эти процессы одновременно выключаются в момент времени, в который плотность в столбе падает из-за диффузии до  $n_{min}$ . Естественно, плотность достигает при этом своего ми-

нимального значения на всех  $Z$ .

3. Сдвиги фронтов нарастания плотности во времени между разными  $Z$  вызваны конечной скоростью движения крутой части профиля  $n(z)$  от ионизатора; моменты времени, соответствующие началу нарастания плотности на разных  $Z$  (например, на  $Z_b$  и  $Z_{b'}$ ) сдвинуты на время  $t_2 \sim \frac{Z_b - Z_{b'}}{V_0}$  (рис. 9б). (Экспериментальное значение  $V_0$ , определенное таким способом, оказалось  $\sim 2 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ ).

4. Период наблюдаемых низкочастотных колебаний возрастает с ростом  $L$  вследствие увеличения времени прихода крутого участка профиля плотности на  $Z \sim L$ ;  $T_0 = \Delta t + \frac{L - Z_b}{V_0}$  (рис. 9а).

Таким образом, предложенная качественная картина возникновения релаксационных колебаний хорошо согласуется с экспериментом.

#### 4. Турбулентное состояние плазмы

Турбулентное состояние плазмы, диффузия и ускорение ионов были исследованы в режиме развитой неустойчивости ( $U \sim 300 \text{ eV}$ ). В этом режиме амплитуда высокочастотных колебаний велика, ионно-звуковые колебания сильно хаотизированы и проявляются в виде пульсаций плотности, возбуждены релаксационные колебания.

Для анализа состояния измерялись пространственные корреляционные функции колебаний плотности в области спектра, соответствующей нерегулярным пульсациям ( $f \geq 40 \text{ кгц}$ ). При этом сигналы с зондов пропускались через RC-фильтры, позволяющие от-

Фильтровать низкие частоты, соответствующие релаксационным колебаниям.

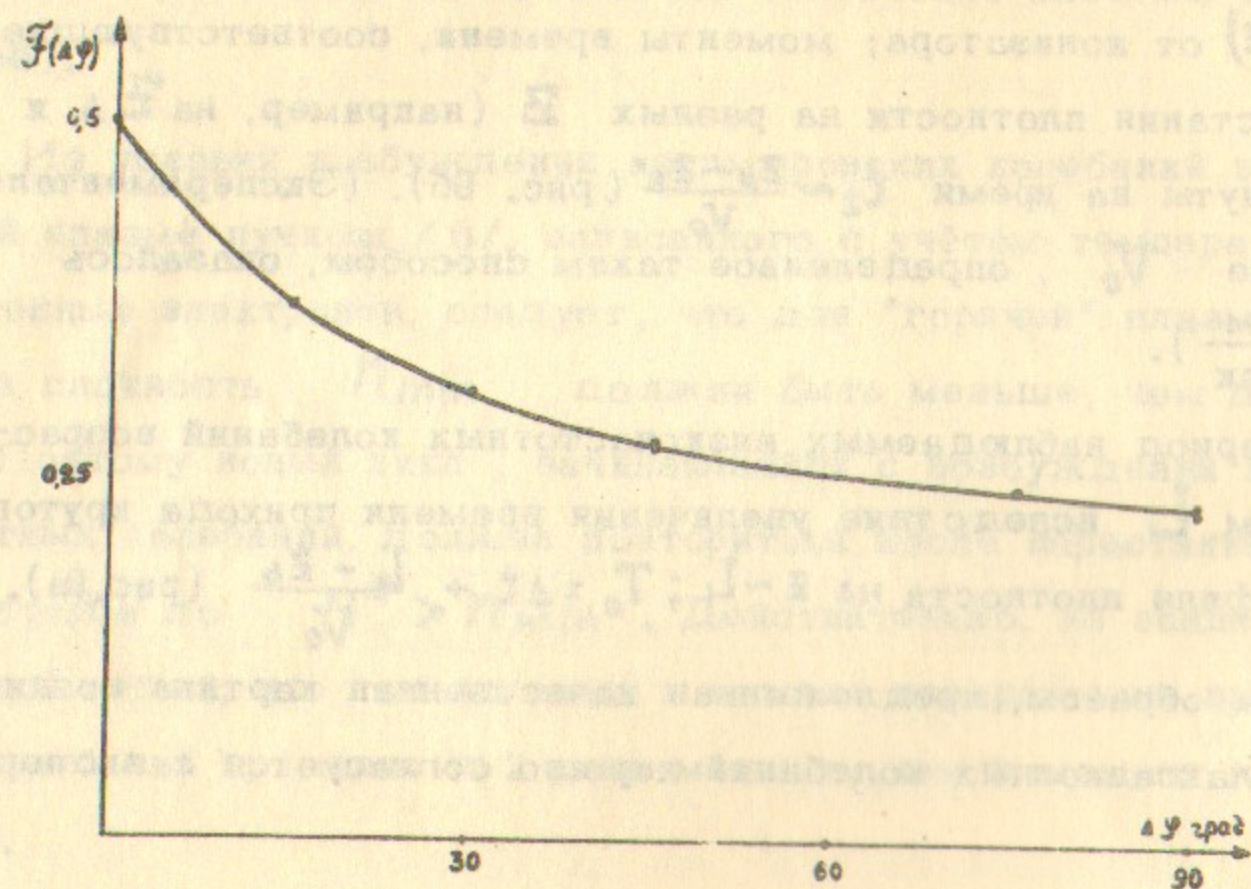


Рис.10. Азимутальная корреляционная функция  $F(\Delta\varphi)$  хаотизированных ионно-звуковых колебаний.  $r = 1$  см,  $Z = 20$  см,  $U = 320$  eV,  $H = 800$  э.

На рис. 10, 11, 12 показаны пространственные корреляционные функции в азимутальном, радиальном и продольном направлениях соответственно.

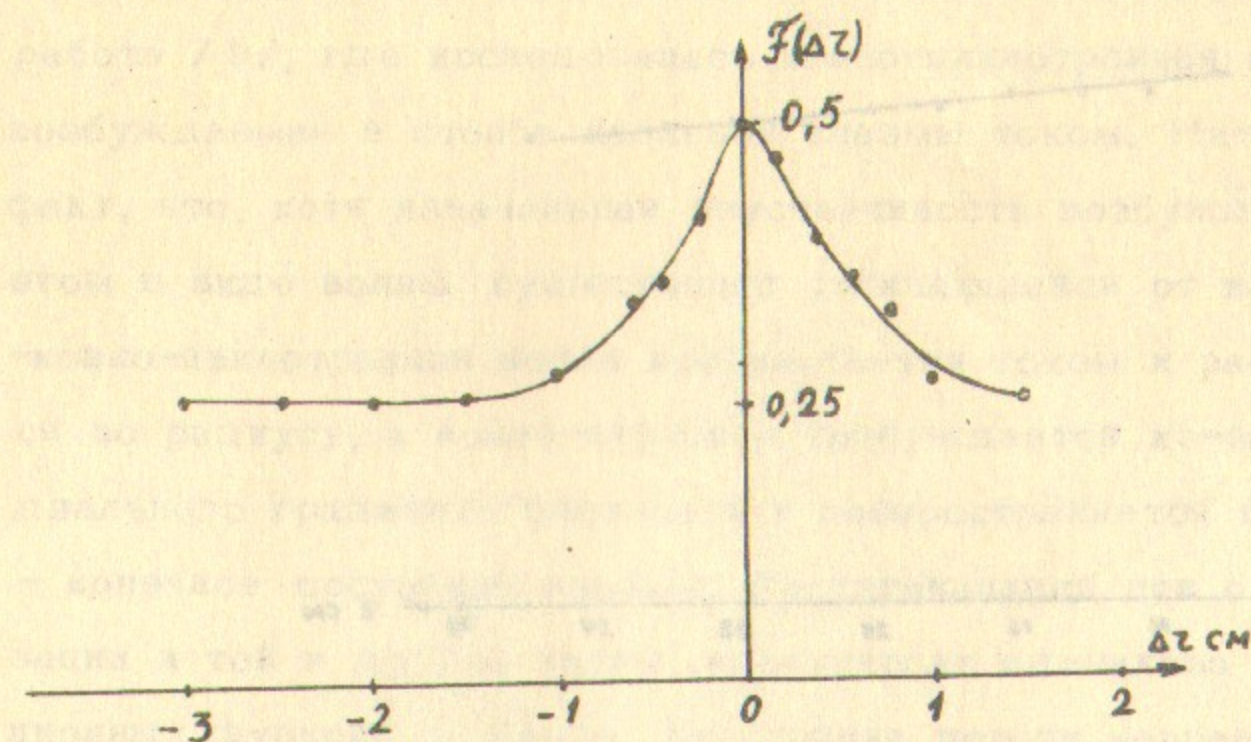


Рис.11. Радиальная корреляционная функция  $F(\Delta z)$ .  $Z = 20$  см,  $U = 320$  eV,  $H = 800$  э.

Видно, что в азимутальном и радиальном направлениях корреляция колебаний между двумя точками полностью теряется на длине  $\sim 1$  см, в то время как в продольном направлении корреляция сохраняется, по-видимому, по всей длине столба. (В используемой схеме коррелографа полному отсутствию корреляции соответствует значение  $F(\xi) = 0,25$ ). Такая картина говорит о том, что турбулентность имеет анизотропный характер и проявляется в виде вытянутых вдоль магнитного поля пульсаций плотности.

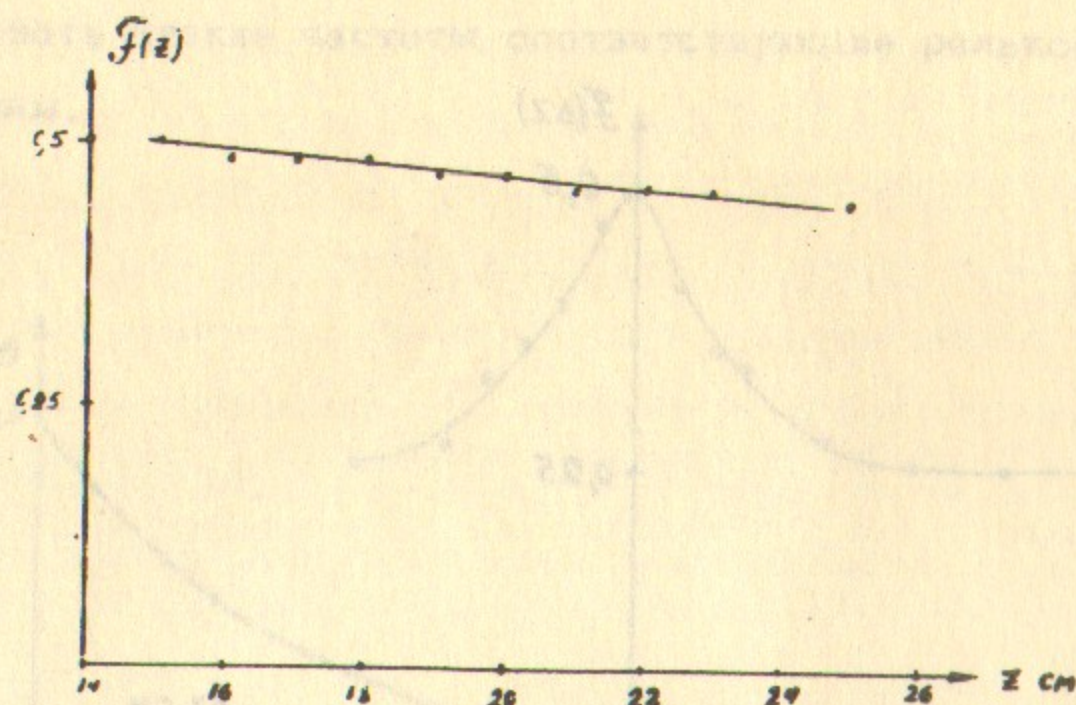


Рис.12. Продольная корреляционная функция  $F(z)$ .  $z = 1$  см,  $z_0 = 20$  см,  $U = 320$  eV,  $N = 800$  э.

Статистическая обработка осциллограмм колебаний плотности показывает, что распределение плотности вероятности амплитуд этих колебаний является гауссовским.

Амплитуда пульсаций достигает величины  $\tilde{n}/n \sim 0,5$ .

Предполагая, что колебания потенциальны, получаем возмущения потенциала плазмы  $\frac{e\varphi}{T} \sim \tilde{n}/n \sim 0,5$ . Поскольку колебания нескоррелированы на расстояниях больших  $l_0 \sim 1$  см это означает, что возникают нерегулярные азимутальные поля  $\tilde{E} \sim \frac{v}{c_0}$ .

Отметим, что подобное состояние плазмы наблюдалось в работе /9/, где исследовалась ионно-циклотронная неустойчивость, возбуждаемая в столбе калиевой плазмы током. Интересен тот факт, что, хотя изначальная неустойчивость возбуждается при этом в виде волны, существенно отличающейся от ионно-звуковой — ионно-циклотронная волна возбуждается током и распространяется по радиусу, а ионно-звуковая возбуждается из-за наличия радиального градиента плотности и распространяется по азимуту — конечное состояние плазмы, достигающаяся при сильной хаотизации и той и другой волны, практически одинаково (вид корреляционных функций одинаков, расстояние потери корреляции  $\sim 1$  см).

### 5. Диффузия

Уход плазмы поперёк магнитного поля имеет место лишь в течение времени, когда в ней наблюдаются пульсации (рис. 8). Он носит характер нескоррелированных по азимуту и нерегулярных во времени выбросов плотности и связан с хаотическими локальными возмущениями потенциала плазмы. Таким образом, можно утверждать, что поперечная диффузия имеет турбулентный характер.

Величину коэффициента диффузии  $D$  при наличии в плазме релаксационных колебаний можно определить, помимо использования измерителя поперечного потока, по времени падения плотности от величины  $n_0$  до  $n_{min}$  : на достаточно больших  $z$ , где за  $\Delta t$  — время существования ионно-звуковой неустойчивости — не успевает установиться стационарный профиль плотности  $n(z)$  ( $z > z_b$ , рис. 3а), уравнение непрерывности выглядит так:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (-D \frac{\partial n}{\partial z}) = 0$$

Решением этого уравнения при начальном распределении плотности плазмы  $n(r) = n_0 J_0(\lambda r/R) |_{t=0, r \leq R}$  является

$$n(r, t) = n_0 J_0(\lambda r/R) \exp(-\lambda^2/R^2 D t)$$

Здесь  $n_0$  - плотность плазмы на оси при отсутствии диффузии,  $J_0$  - функция Бесселя,  $\lambda$  - первый корень  $J_0$ ,  $\lambda \approx 2.4$ .

Нетрудно видеть, что, если плотность плазмы падает за время  $\Delta t$  от величины  $n_{нач}$  до  $n_{кон}$  и при этом  $D = const$ , то  $D = R^2/\lambda^2 \ln \frac{n_{нач}}{n_{кон}}$

Из осциллограмм достаточно точно определяется и  $\Delta t$  и  $\ln \frac{n_{нач}}{n_{кон}} = \ln \frac{A_{нач}}{A_{кон}}$ , где  $A_{нач}$  и  $A_{кон}$  - амплитуды отклонения электронного луча осциллографа в момент возбуждения и прекращения пульсаций, соответственно.

Измеренная таким способом величина  $D$ , характеризующая уход плазмы поперёк магнитного поля, достигает  $10^4$  см<sup>2</sup>/сек при  $H=800$  эрстед. С ростом магнитного поля  $D$  уменьшается, так что  $D \propto H^{-2}$  (рис.13). Аналогичные результаты получаются при определении  $D$  с помощью измерителя поперечного потока плазмы. Численные значения  $D$ , определяемые обоими методами, отличаются обычно не более чем в 2 - 3 раза.

Таким образом, уход плазмы поперёк магнитного поля значительно превышает уход, связанный с электрон-ионными соударениями (классическую диффузию с  $D_{ei} \sim 1-10$  см<sup>2</sup>/сек.), и характеризуется коэффициентом диффузии  $D \sim D_B$

$$(D_B \sim \frac{1}{4} \frac{c T_{e\perp}}{e H^2} \quad - \text{Бомовский коэффициент диффузии,} \\ D_B \sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек при } H=1000 \text{ э, } T_{e\perp} \sim \frac{1}{4} T_{e\parallel} \sim 5 \text{ эВ} ) .$$

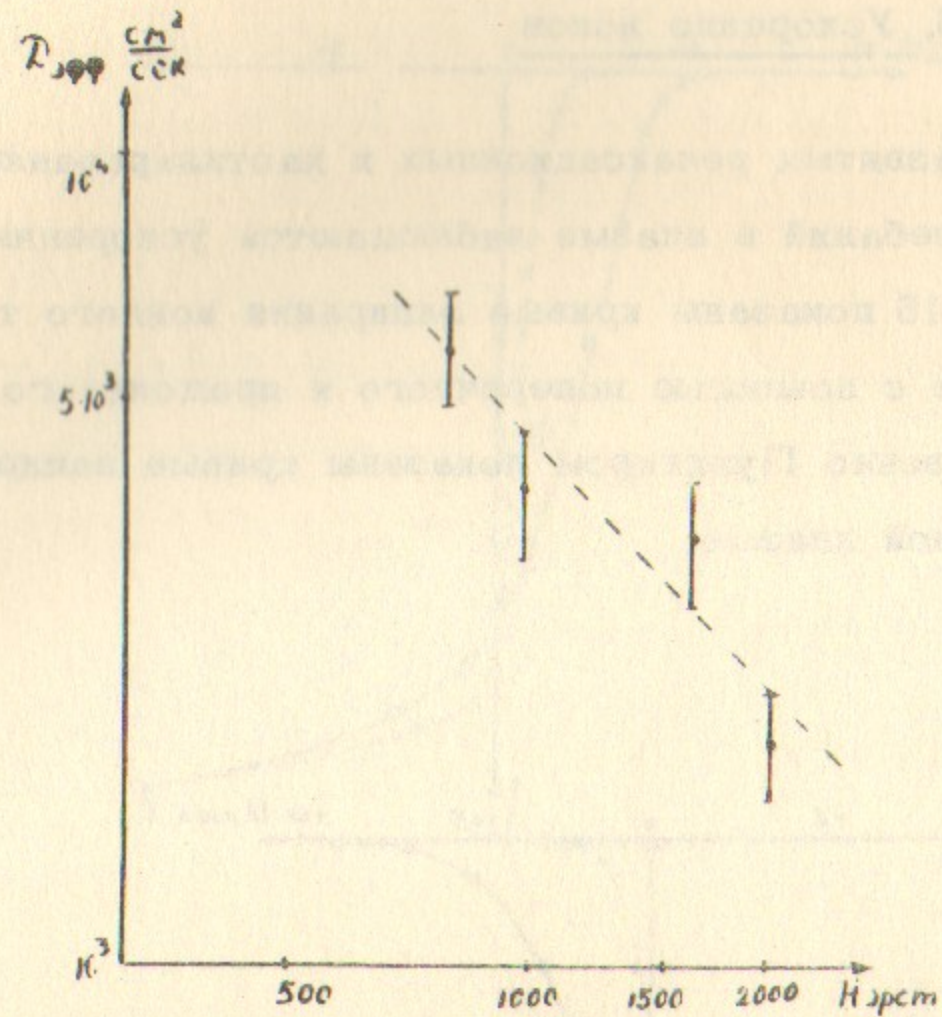


Рис.13. Зависимость коэффициента диффузии  $D$  от величины магнитного поля,  $z = 25$  см;  $U = 320$  эВ.

## 6. Ускорение ионов

В режиме развитых релаксационных и хаотизированных ионно-звуковых колебаний в плазме наблюдаются ускоренные ионы. На рис. 14 и 15 показаны кривые запирания ионного тока коллектора, снятые с помощью поперечного и продольного анализаторов, соответственно. Пунктиром показаны кривые запирания ионов в невозмущенной плазме.

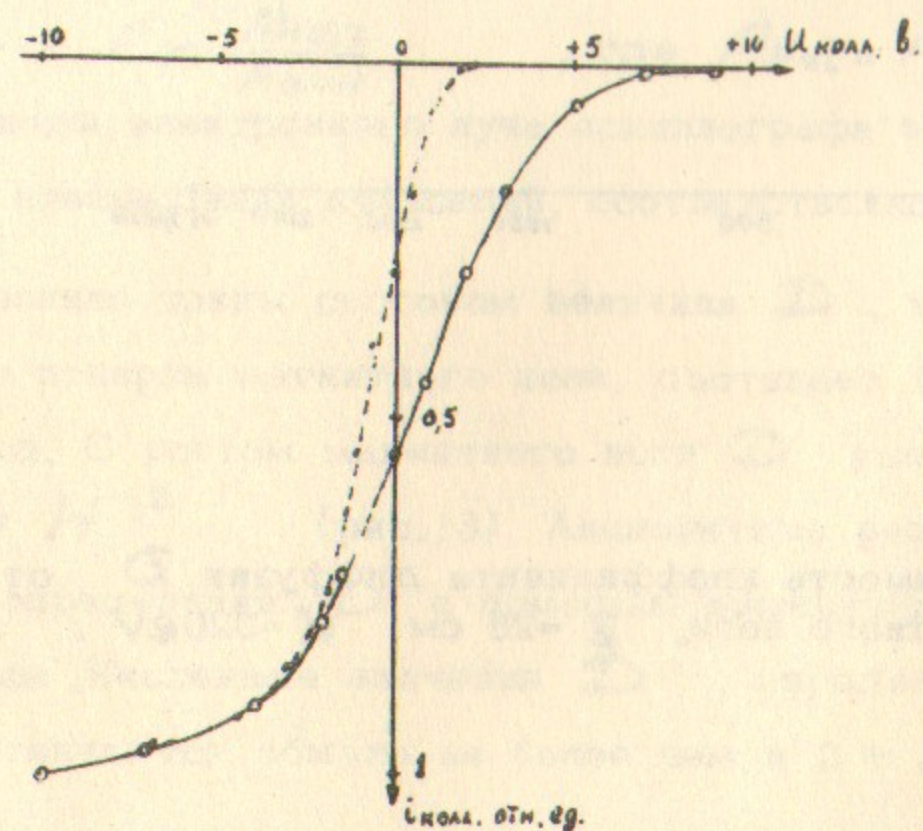


Рис.14. Кривые запирания ионного тока коллектора поперечного анализатора; пунктирная кривая -  $U=0$ , сплошная кривая -  $U=320\text{eV}$ ,  $N=800$  э.

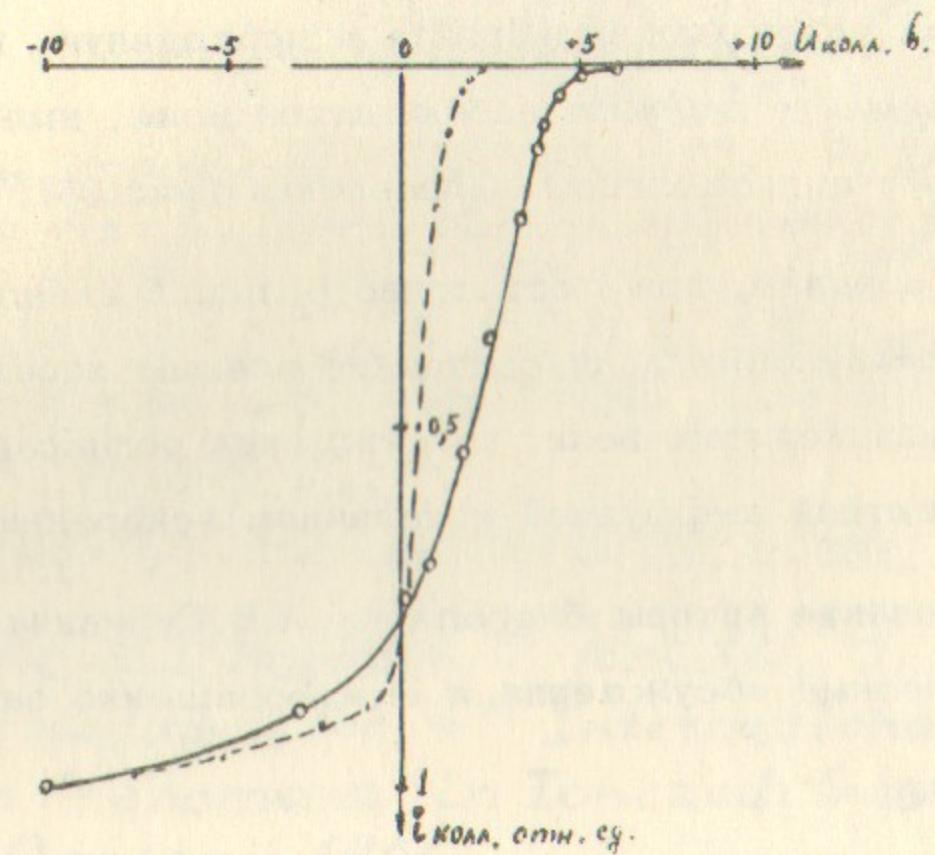


Рис.15. Кривые запирания ионного тока коллектора продольного анализатора; пунктирная кривая -  $U=0$ , сплошная кривая -  $U=320\text{eV}$ ,  $N=800$  э.

(Отметим, что все кривые сдвинуты в область отрицательных потенциалов из-за наличия контактной разности потенциалов). Видно, что при наличии электронного пучка в плазме появляются ионы с поперечными энергиями вплоть до  $10\text{eV}$ . Измерения показали, что ускоренные ионы появляются только при наличии в столбе пульсаций, т.е. ускорение носит турбулентный характер. Из-за ион-ионных соударений, частота которых сравнима с  $\Delta t^{-1}$ , часть поперечных



речной энергии ионов может перейти в продольную, в результате чего в эксперименте должны наблюдаться ионы, имеющие большую скорость и в продольном направлении (рис.15).

Таким образом, при достаточно большой амплитуде азимутальных ионно-звуковых волн состояние плазмы характеризуется сильной хаотизацией этих волн, возбуждением релаксационных колебаний, турбулентной диффузией и наличием ускоренных ионов.

В заключение авторы благодарят А.В.Гуревича и Р.А.Салимова за полезные обсуждения и И.А.Богаченко за помощь в работе.

## Л и т е р а т у р а

1. А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина. Сб. "Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой", стр.7, изд. АН УССР, Киев, (1965).
2. Е.А.Корнилов, О.Ф.Ковпик, Я.Б.Файнберг, И.Ф.Харченко. Сб. "Физика плазмы и проблемы УТС", том 4, стр.145, изд. "Наукова думка", Киев, 1965.
3. С.М.Левитский, И.П.Шашурин. ЖЭТФ, 52, 2, 350, 1967.
4. *A. Vermeir, H.I. Hopman, T. Matitti, J. Kistemaker, Proceeding of the 6<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases, v.II, p 386, Beograd, 1966.*
5. *J. Gruber, W.D. McVee, L.T. Shepherd, Appl. Phys. Lett. 4, 137, 1964.*
6. А.М.Кудрявцев, В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, А.А.Дроздов, Ю.И.Эйдельман. "Высокочастотная пучковая неустойчивость в калиевой плазме" - препринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 1968.
7. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов. ЖЭТФ, 38, 6, 1968.
8. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖЭТФ, 52, 387, 1967.
9. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов. "Турбулентная диффузия и ускорение ионов при токовой неустойчивости", ЖЭТФ. В печати.
10. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖЭТФ, 52, 837, 1967.
11. Б.Б.Кадомцев. Сб. "Вопросы теории плазмы", т. 4, стр. 285, Атомиздат, 1964.
12. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. "Дрейфовая неустойчивость плазмы с различной степенью неоднородности". ПМТФ, В печати.

