

594

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

Н.С.Бучельникова

**исследование дрейфовой неустойчивости
в калиевой плазме**



НОВОСИБИРСК 1965

V+

Теоретическому исследованию дрейфовой ("универсальной") неустойчивости посвящено значительное число работ /1/ - /3/, экспериментально она была обнаружена в работах /4/ - /6/. В настоящей работе проведено подробное исследование дрейфовой неустойчивости в бесстолкновительной сильноионизованной плазме: исследован частотный спектр, измерены амплитуды колебаний, показано, что плазма находится в слаботурбулентном состоянии, исследована диффузия поперек магнитного поля.

Эксперименты проводились на установке /7/ (рис.1), в которой плазма образуется при термической ионизации паров калия на вольфрамовой пластине, нагретой до 2000°K . Плазма представляет собой цилиндр, ограниченный с торцов нагретыми пластинами. Магнитное поле направлено вдоль оси цилиндра. Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу. Радиус пластины $R = 2\text{ см}$, расстояние между пластинами $l = 36\text{ см}$. Эксперименты проводились при плотности плазмы $1 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$ и магнитных полях 400-3000 эрст. Плазма в этой системе сильно ионизована. При плотностях $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений больше длины системы, так, что плазма является бесстолкновительной.

Как было показано на этой установке ранее /6/, в неоднородной плазме в отсутствие внешних возмущений (электрического поля, тока) наблюдаются дрейфовые волны. Обычно возбуждены 3-4 гармоники с частотой первой из них 5-10 кГц, что хорошо

согласуется с формулой

$$\omega \approx k_y \frac{cT}{cH} \frac{n'}{n}$$

где k_y - составляющая волнового вектора, перпендикулярная к магнитному полю;

T - температура плазмы;

H - магнитное поле;

n, n' - плотность плазмы и её градиент.

Возбуждаемая волна является бегущей по азимуту и стоячей по оси. Длина волны азимутальной составляющей равна длине окружности плазменного цилиндра для первой гармоники, половине и трети ее для второй и третьей гармоник соответственно. Таким образом, частоты гармоник соответствуют собственным частотам системы. Длина волны продольной составляющей порядка удвоенной длины системы.

Типичный спектр, снятый прибором с полосой пропускания 200гц, представлен на рис.2. Диапазон частот 3-20 кгц исследовался также прибором с полосой пропускания ~ 10гц. Оказалось, что полуширина первых двух пиков составляет 1-1,5кгц.

С целью исследования, является ли состояние плазмы турбулентным, был проведен качественный корреляционный анализ. Методика измерений заключалась в том, что сигналы с двух зондов через два селективных усилителя (полоса пропускания 20% от измеряемой частоты) подаются на двухлучевой осциллограф, развертка которого запускается сигналом одного из зондов.

релированы, то сдвиг фаз сигналов сохраняется во времени и на обоих лучах должны наблюдаться четкие синусоиды.

Если колебания шумовые, то на луче, с сигналом которого синхронизована развертка, наблюдается сильно размытая синусоида. Если корреляции нет, то на втором луче картина совершенно хаотическая, если есть частичная корреляция, то наблюдается более или менее сильно размытая синусоида.

Если один из зондов передвигать по азимуту в направлении движения волны, то данная методика позволяет сделать вывод о том, является ли состояние плазмы слабо- или сильнотурбулентным. Сильнотурбулентное состояние характеризуется тем, что время, за которое существенно меняется амплитуда волны для данного волнового пакета, сравнимо с периодом колебаний. Тогда при расстоянии между зондами, меньшем длины волны, на обоих лучах должна наблюдаться одинаковая картина. При увеличении этого расстояния на подвижном зонде картина становится все более размытой. В слаботурбулентном состоянии амплитуда заметно меняется за времена, много большие периода, и картина не должна меняться при передвижении зонда на расстояние в несколько длин волн. Полное отсутствие корреляции при любых расстояниях между зондами будет говорить о том, что наблюдаются не дрейфовые волны, а паразитные шумы.

Оказалось (рис.3), что характер колебаний различен в разных участках спектра. Колебания близки к когерентным на собственных частотах (максимумы пиков). При удалении от максимума (в пределах пика) картина размывается и в области между пиками соответствует шумовым колебаниям. Картина остается практически одинаковой при движении зонда по окружности.

Ниже 1,5 - 2 кгц и выше 70-80 кгц при любых расстояниях зондов корреляция отсутствует.

Отметим, что во всем диапазоне частот между этими границами волны распространяются по азимуту с одинаковой фазовой скоростью в направлении дрейфа электронов (найден по измерению сдвига фаз сигналов с двух зондов).

Таким образом, можно утверждать, что дрейфовые колебания возбуждаются в диапазоне частот от 1,5 - 2 до 70-80 кгц и состояние плазмы при этом является слаботурбулентным.

Нижняя граница спектра, по-видимому, определяется затуханием Ландау на ионах. Действительно, если считать, что и в этой области на длине системы укладывается половина длины волны, то для частот 1,5-2 кгц продольная фазовая скорость волны близка к ионной тепловой и затухание должно играть существенную роль. Чем определяется верхняя граница, неясно.

Поскольку в значительной части спектра колебания являются шумовыми, характерным спектром является не амплитудный, а спектр мощности. Спектр мощности снимался с помощью анализатора спектра с квадратичным детектором на выходе, который позволял измерять эффективную амплитуду шумов. В дальнейшем под амплитудой колебаний понимается эффективное значение, квадрат которого даёт мощность в полосе частот, равной полосе пропускания прибора. Отметим, что эффективная амплитуда шумовых колебаний пропорциональна корню из полосы, амплитуда когерентных колебаний от полосы не зависит.

Известно, что в дрейфовой волне должны быть переменными плотность и электрическое поле. С помощью зондовой

методики были измерены амплитуды колебаний плотности \tilde{n} и потенциала \tilde{V} . При этом \tilde{n} определяется по переменной составляющей ионного тока насыщения, а \tilde{V} по переменной составляющей тока плавающего зонда.

Для проверки методики проводилось сравнение \tilde{n} , определенного одиночным и двойным зондом, а также проверялась квазинейтральность возмущений плотности сравнением электронного и ионного тока насыщения из вольт-амперных характеристик по постоянному и переменному току. В первом случае результаты совпадали с точностью $\sim 30\%$, во втором $\sim 15\%$, таким образом методика даёт удовлетворительную точность.

Было найдено, что во всем исследованном диапазоне плотностей с точностью $\sim 20\%$ выполняется равенство $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$, т.е. колебания являются потенциальными.

В диапазоне плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ \tilde{n}/n не зависит от магнитного поля и плотности. При увеличении плотности выше $(7-10) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ \tilde{n}/n начинает падать. Уменьшение амплитуды можно объяснить затуханием неустойчивости вследствие роста числа ион-ионных столкновений, стабилизирующий эффект которых был найден теоретически [8], [9].

Максимальное значение $\tilde{n}/n \left(\frac{e\tilde{V}}{T} \right)$ для первой гармоники в диапазоне плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ оказалось равным $\sim 10^{-2}$ при полосе пропускания прибора, равной 200 гц, и 1,5-2 раза меньшим при полосе ~ 10 гц. Так как отношение корней из полосы 4,5, более слабая зависимость амплитуды от полосы подтверждает то, что колебания на этой частоте не являются шумовыми, хотя шумовая составляющая присутствует.

В области между пиками амплитуда меняется при изменении полосы в 3,5-4,5 раза.

С помощью широкополосного прибора было измерено \tilde{n}/n для полного сигнала, характеризующее полную энергию колебаний. Оказалось, что эта величина составляет $\sim 10^{-1}$.

Коэффициент диффузии измерялся по потоку плазмы поперек магнитного поля $/10/$. Измеритель потока представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины, между которыми приложен потенциал. Электрическое поле направлено вдоль магнитного, величина его достаточна для полного разделения электронов и ионов, так что ток в цепи пластин определяется потоком плазмы $n v_z$. Зная градиент плотности, легко найти коэффициент диффузии $D = n v_z / \frac{dn}{dx}$.

Было найдено, что при плотностях $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ коэффициент диффузии практически не зависит от плотности и магнитного поля. Абсолютная величина коэффициента диффузии в этой области $\sim 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$, т.е. значительно превосходит классический коэффициент, равный 0,5 для $n = 1 \cdot 10^9$ и $H = 1000 \text{ эрст}$.

При увеличении плотности выше $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ появляется зависимость $D(H)$; при плотностях, больших $(2-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ коэффициент диффузии по зависимости от поля и абсолютной величине близок к классическому (рис.4).

Объяснение этим эффектам можно найти, исследуя зависимость амплитуды колебаний и коэффициента диффузии от плотности. Как уже говорилось, амплитуда колебаний при увеличении плотности вначале не меняется, а затем начинает падать. Как видно из рис.5, коэффициент диффузии начинает падать одно-

временно с $\frac{\tilde{n}}{n}$. Коэффициент диффузии, близкий к классическому, наблюдался в области, где амплитуда мала.

Таким образом, можно утверждать, что "аномальная" диффузия определяется дрейфовой неустойчивостью.

По-видимому, нет смысла сравнивать найденный коэффициент диффузии с теоретическими оценками $/1/$, $/3/$, поскольку в нашей системе существенную роль могут играть столкновения со "стенками" - нагретыми пластинами в торцах плазменного цилиндра. Действительно, столкновения электронов со стенками приводят к восстановлению максвелловского распределения, нарушаемого в результате взаимодействия резонансных электронов с волной. Этот эффект равноценен росту инкремента нарастания неустойчивости, поскольку он приводит к росту эффективного числа резонансных электронов. С другой стороны затухание волн на стенках может явиться основным механизмом ограничения амплитуды колебаний.

Был исследован вопрос о сравнительной роли когерентных и шумовых ("турбулентных") колебаний в механизме диффузии. Подавая на четыре зонда, расположенных по азимуту под углом 90° друг к другу, сигнал с внешнего генератора с соответствующим сдвигом фаз, можно было увеличивать амплитуду волны, развившейся в результате неустойчивости. Колебания в "усиленной" волне строго когерентны. Ширина пика очень мала. (много меньше 10 Гц), амплитуда не зависит от полосы пропускания прибора.

Оказалось, что коэффициент диффузии практически не меняется при увеличении амплитуды колебаний в 10-20 раз, т.е. можно утверждать, что дрейфовые волны в случае, когда колебания

когерентны, не приводят к диффузии.

Таким образом, остаётся предположить, что "аномальная" диффузия при дрейфовой неустойчивости определяется "турбулентными" колебаниями.

Прямое подтверждение этого можно найти в экспериментах по исследованию взаимодействия неоднородной плазмы с током. Как известно /3/, наличие тока должно привести к росту инкремента нарастания неустойчивости, вследствие чего должны возрасти амплитуды колебаний. Действительно, оказывается, что при пропускании тока вдоль магнитного поля, начиная с некоторой величины тока, начинают расти амплитуды пиков и "турбулентных" колебаний. Одновременно начинает расти и коэффициент диффузии (рис.6) При этом амплитуды пиков растут гораздо быстрее шумовых. Так для случая, представленного на рис.6, амплитуда пика первой гармоники возрастает в 15 раз. Видно, что коэффициент диффузии скоррелирован с амплитудой шумов.

Таким образом, можно утверждать, что диффузия определяется "турбулентными" колебаниями.

Выражаю благодарность А.А.Галееву, В.И.Карпману и Р.З. Сагдееву за обсуждение результатов, Э.М.Смокотину и Ю.И.Эйдельману за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев
Атомная энергия. 15, 451, 1963.
2. А.Б.Михайловский. Вопросы теории плазмы, т.Ш,
Госатомиздат, 1963.
3. Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории плазмы, т. IV,
Госатомиздат, 1964.
4. *N. D'Angelo, R.W. Motley*
Phys. Fl. 6, 422, 1963
5. *H. Washinsky*
Phys. Rev. Lett. 12, 121, 1964
6. Н.С.Бучельникова. ЖЭТФ. 46, 1147, 1964.
Ядерный синтез 4, 165, 1964.
7. Н.С.Бучельникова. Теплофизика высоких температур
2, 309, 1964.
8. Г.М.Заславский, С.С.Моисеев, ЖЭТФ, 84, 410, 1964.
9. А.Б.Михайловский, О.П.Погоце. ДАН, 156, 64, 1964.
10. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев, Р.А.Салимов,
ЖЭТФ, 85, 72, 1965.

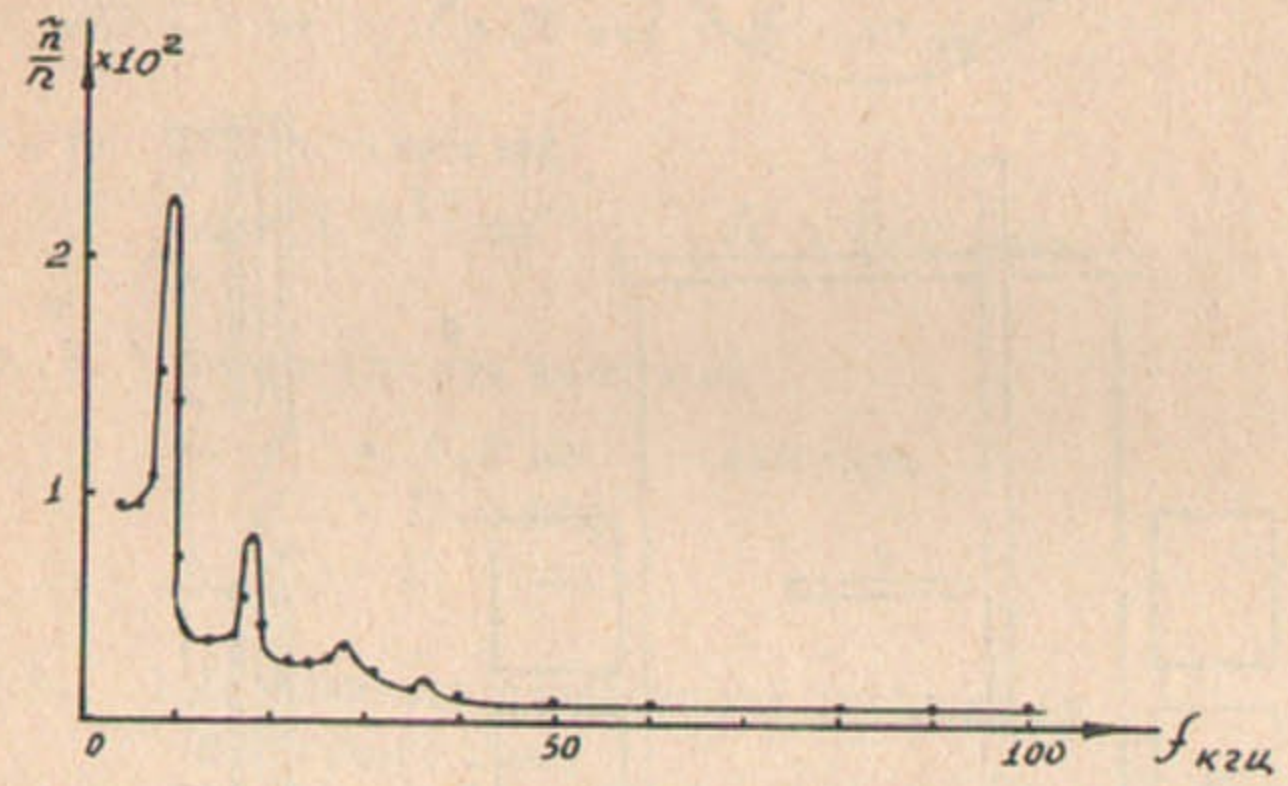


рис 2

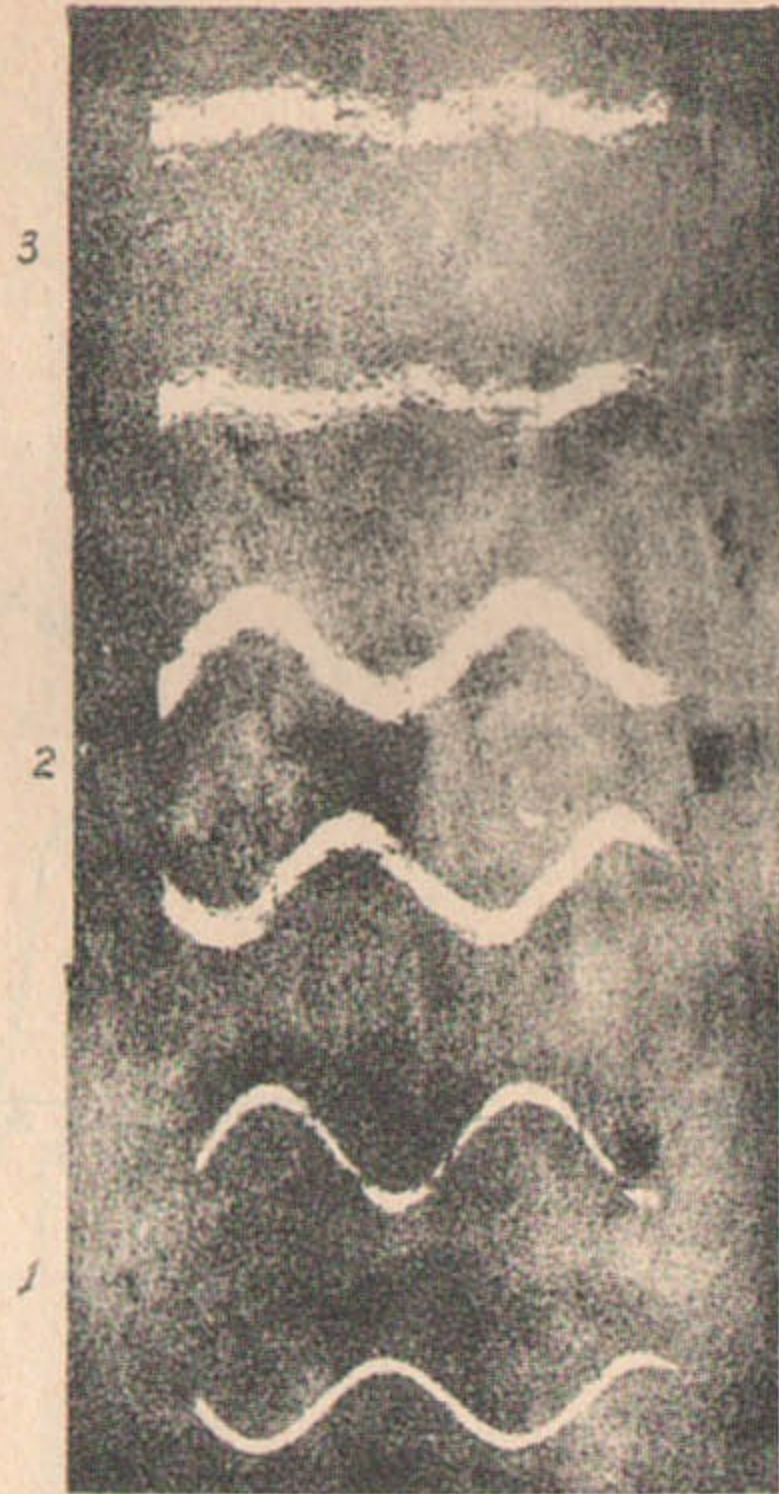
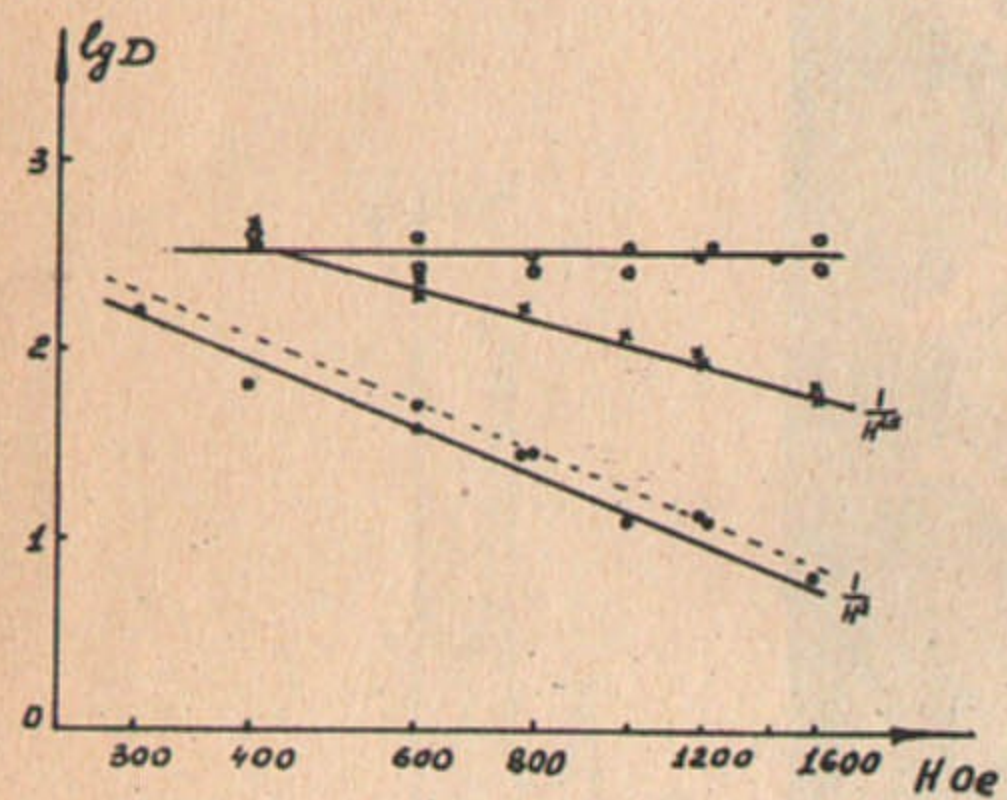
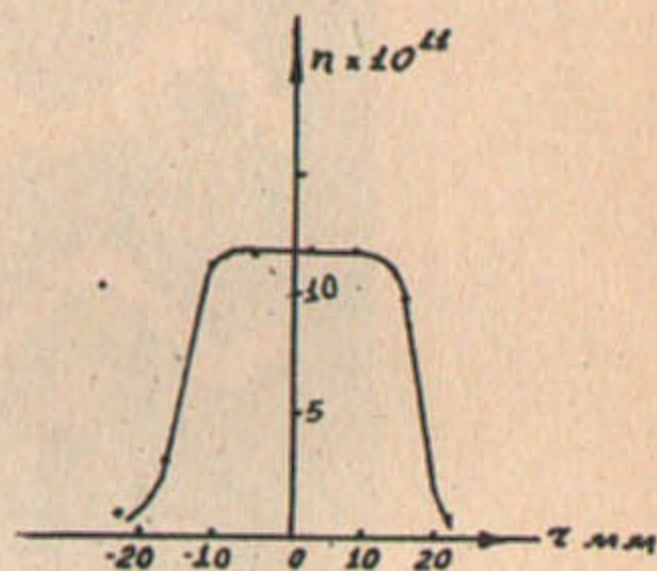


рис 3



1

рис 4



2

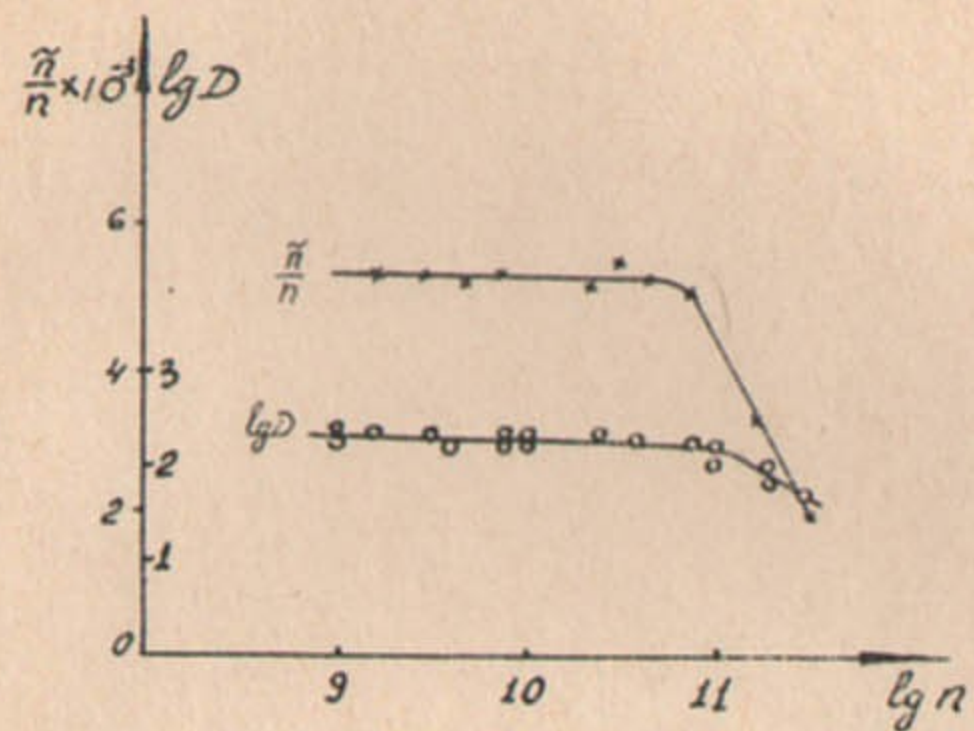


рис 5

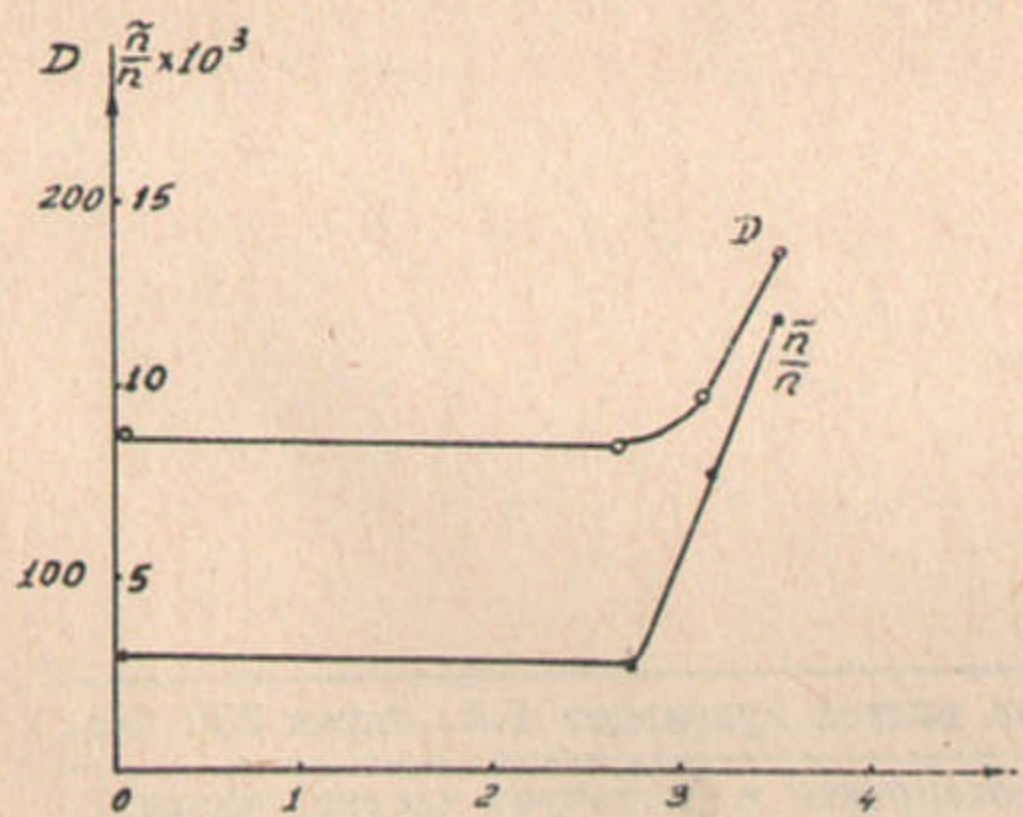


рис 6

Ответственный за выпуск Кудрявцев А.М., тираж 200 экз.

Отпечатано на ротапринтере в Институте ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук С С С Р