

21

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ.1.

ПРЕПРИНТ 82-106



СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ. I.

Н. С. Бучельникова, Е. П. Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках), продолжающие работу [1,2] по исследованию стоячих ленгмюровских волн большой амплитуды с параметрами $E_0^2/8\pi nT \sim 1-10^2$; $V_\phi/V_T = 16$;
 $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$; $E_0^2/8\pi nT > 4 \cdot 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$.

Показано, что развитие неустойчивости стоячей ленгмюровской волны приводит к поглощению энергии волны электронами плазмы. Основная доля энергии поглощается хвостом ускоренных электронов благодаря захвату электронов ленгмюровской волной. Часть энергии (~15-30%) поглощается основной массой электронов, что приводит к их нагреву. Эффективная температура электронов возрастает с ростом энергии волны. Показано, что нагрев электронов обусловлен захватом электронов коротковолновыми гармониками, которые возбуждаются при конверсии ленгмюровской волны на возмущениях плотности (процесс $\ell_{k_0} + s_{k_i} \rightarrow \ell_{k_e \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$).

HIGH AMPLITUDE STANDING LANGMUIR WAVES.
THE HEATING OF PLASMA ELECTRONS I.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90, USSR

A b s t r a c t

The numerical experiments (PIC method), which continue the work /1,2/ were made to investigate the development of high-amplitude standing Langmuir waves with initial parameters $E_0^2/8\pi nT \sim 1-10^2$; $V_{ph}/V_T = 16$; $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$; $E_0^2/8\pi nT > 4 \cdot 10^{-3} / (k_0 r_d)^2$.

It is shown that the development of standing Langmuir wave leads to the absorption of the wave energy by the plasma electrons. The main part of the energy is absorbed by the tail of accelerated electrons, due to the trapping of electrons by Langmuir Wave. A part ($\sim 15-30\%$) of the energy is absorbed by the main body of electrons which leads to the electron heating. The effective temperature of electrons increases with increasing the wave energy. It is shown that electron heating is due to the trapping of plasma electrons by shortwavelength modes. These modes are excited due to the conversion of Langmuir wave on the density perturbation (the process $\ell_{k_e} + s_{k_i} \rightarrow \ell_{k_e \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$).

Ранее нами были проведены численные эксперименты по исследованию неустойчивости и затухания одномерных стоячих /1,2/ и бегущих /3,4/ ленгмюровских волн. Было показано, что основными процессами являются модуляционная неустойчивость, конверсия ленгмюровской волны и ее гармоник на возмущениях плотности (процесс $\ell_{k_e} + s_{k_i} \rightarrow \ell_{k_e \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$), захват электронов волной и ее гармониками. Ускорение захваченных электронов приводит к поглощению ими энергии электрического поля и его затуханию.

Настоящая работа является продолжением работы /1,2/. Мы рассматриваем здесь стоячие волны большой амплитуды $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$, $E_0^2/8\pi nT \gg 4 \cdot 10^{-3} / (k_0 r_d)^2$. В этих случаях при затухании поля некоторая часть энергии поглощается основной массой электронов плазмы, что приводит к их нагреву. Предметом настоящей работы и является нагрев электронов. Общее описание развития неустойчивости, конверсии и захвата в этих случаях приведено в работе /1,2/. Настоящая работа примыкает также к работам /5,6/, в которых исследовался нагрев электронов бегущими ленгмюровскими волнами большой амплитуды /5/ и нагрев при неустойчивости ленгмюровских волн в неоднородной плазме с коротковолновыми возмущениями плотности (ионно-звуковыми волнами) /6/.

В численных экспериментах (метод частиц в ячейках) рассматривалась одномерная система с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур $T_e/T_i = 30$ и отношением масс $M/m = 10^2$. В начальный момент времени ионы равномерно распределялись по длине системы. Для задания стоячей волны с амплитудой E_0 задавалось возмущение плотности и скоростей электронов, соответствующее двум бегущим ленгмюровским волнам (прямой и обратной) с амплитудами $E_0/2$ и фазовыми скоростями $V_{\phi} = \pm \omega_0/k_0$. Фазы волн выбраны так, что поле в начальный момент времени равно нулю и достигает максимума в $t \sim \frac{1}{4} T_{oe}$ ($T_{oe} = \frac{2\pi}{\omega_{oe}}$ - период плазменных колебаний). Длина волны задавалась равной длине системы, так что номер гармоники $N = \frac{L}{\lambda} = 1$.

Начальные параметры волн в разных случаях приведены в таблице I (нумерация случаев та же, что в работе /1/).

Таблица I

Серия I

$$\lambda_0/r_d = 100; V_\phi/V_T = \pm 16; k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}; (k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}.$$

Случай	I-1	I-2	I-3	I-4
E_0	70,4	200	400	600
$E_0^2/8\pi nT$	1,6	12,8	51,3	115,5
W_w^0/W_e^0	1,8	14,8	58,6	131,9
V_y/V_T	7,5	12,7	18	22
V_y/V_ϕ	0,5	0,8	1,1	1,4
T_B/T_{oe}	4,2	2,5	1,8	1,5
ρ	0,06	0,16	0,31	0,47
$t_{0,1}/T_{oe}$	5,9	2,2	1,0	0,6
t_{max}/T_{oe}	25	12	5	4
\tilde{n}_{max}/n_0	0,7	2	5,1	6,6

Е нормировано на величину $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$; $T_{oe} = \frac{2\pi}{\omega_{oe}}$; $\omega_{oe} = \frac{4\pi n e^2}{m}$;
 $V_y = 2\sqrt{\frac{e\psi_0}{m}}$; $\psi_0 = \frac{E_0/2}{k_0}$; $T_B = \frac{2\pi}{\omega_B}$; $\omega_B = k_0 \sqrt{\frac{e\psi_0}{m}}$; $\rho = \frac{e k_0 E_0/2}{m \omega_0^2} = \left(\frac{\sqrt{e\psi_0}}{m}\right)^2 \frac{1}{V_\phi}$

$t_{0,1}$ - время, за которое возмущение плотности возрастает до величины $\tilde{n}/n_0 \sim 0,1$; t_{max} - момент времени, когда возмущение плотности максимально $\tilde{n} = \tilde{n}_{max}$.

Развитие неустойчивости и сравнительная роль разных процессов в случаях I-1 - I-4 рассмотрены в работе /1,2/. Показано, что во всех случаях на начальной стадии заметную роль играет модуляционная неустойчивость. Однако в случаях I-2, I-3 уже при небольшой амплитуде гармоник становится возможным захват электронов плазмы. Из-за пересечения областей захвата в захвате участвует и основная волна, так что электроны ускоряются до скоростей $V \sim V_\phi + 2\sqrt{\frac{e\psi_0}{m}}$. В случае I-4 захват основной волной начинается с самого начала и играет определяющую роль.

Начальная волна большой амплитуды сильно возмущает скорости ионов. Это возмущение совместно с действием пондеромоторной силы при модуляционной неустойчивости приводит к быстрому росту возмущения плотности. В результате образуются широкие впадины и

пики плотности между ними. За время, сравнимое с плазменным периодом, возмущение плотности в пиках нарастает до величины $\tilde{n}/n_0 \sim 0,1$ (Таблица I - $t_{0,1}/T_{oe}$). За время порядка ионного плазменного периода ($T_{oi} = 10 T_{oe}$) возмущение плотности во впадине нарастает до величины $\tilde{n}/n_0 \sim 0,5$, а в пике - до величины $\tilde{n}/n_0 \sim 2-6$ (случай I-2 - I-4) /1/.

Рост возмущений плотности приводит к конверсии основной волны и ее гармоник /1,2/. В результате генерируются более и более коротковолновые гармоники с волновыми векторами $k_x = k_c \pm \beta k_i$ (номер гармоник $N = N_c \pm \beta N_i$). Фазовые скорости гармоник конверсии малы и сильно отличаются от фазовой скорости основной волны, так что их области захвата не пересекаются. В результате этого электроны, захваченные гармониками конверсии, поглощают их энергию, но не ускоряются до скоростей, сравнимых с фазовой скоростью основной волны. Это приводит к поглощению энергии основной массой электронов, т.е. к их нагреву /5/. Изменение фазовых плоскостей электронов при развитии захвата основной волной и гармониками конверсии подробно прослежено в случае бегущих ленгмюровских волн большой амплитуды /5/. Развитие этих процессов в случае стоячих волн не отличается качественно от случая бегущих волн с амплитудой, равной $E_0/2$. Основным отличием является практически полная симметрия фазовой плоскости в области $V > 0$ и $V < 0$ в случае стоячих волн. Поэтому мы не будем приводить здесь подробного описания развития захвата, ссылаясь на работу /1,5/. Приведем только фазовые плоскости электронов для случаев I-2 - I-4 (Рис.1а-в) и функции распределения по скоростям для случаев I-1 - I-4 (Рис.2а-в) в момент времени $t/T_{oe} \sim 30$, когда поле затухло. Приведем также характерные фазовые плоскости в разные моменты времени для случая I-4 (Рис.4а-д). По этим фазовым плоскостям можно проследить развитие захвата электронов основной волной (Рис.4а-в), образование мелкомасштабных структур, связанное с захватом электронов коротковолновыми гармониками конверсии (Рис.4г), размешивание этих структур при затухании гармоник конверсии и возбуждении более коротковолновых гармоник (Рис.4д) и, наконец, полное размешивание в области малых скоростей при поглощении электрического поля (Рис.1в). Видно, что ширина области малых скоростей значительно возрастает по сравнению с начальной. Из Рис.2а-в видно, что ширина этой области растет при увеличении начальной амплитуды волны.

На Рис.2а-в приведены функции распределения по скоростям в разных координатах. Кривые $f(v)/f_0(v)$ ($f_0(v)$ - начальная функция распределения) характеризуют общий вид функции распределения. Логарифмические координаты (Рис.2а) позволяют хорошо описать хвосты, линейные (Рис.2б) - область малых скоростей электронов. Кривые $f(v)/f_0(v)$ (Рис.2в) характеризуют изменение эффективной температуры.

Сравнение функций распределения в разных случаях (Рис.2а) показывает, что они всегда практически симметричны. Видно, что максимальная скорость возрастает с ростом амплитуды волны, достигая величины $v = v_\phi + 2\sqrt{\frac{e\varphi_0}{m}}$, равной $v \sim 20-40 v_T$ в случаях I-2 - I-4 /I/. Из Рис.2б видно, что функции распределения сильно меняются и в области малых скоростей, а Рис.2в показывает, что они сильно уширяются по сравнению с начальной $f_0(v)$, что свидетельствует о росте эффективной температурой.

Так же, как в работах /5,6/ будем характеризовать нагрев электронов энергией δW_h , которую поглотили электроны со скоростями, лежащими в интервале, соответствующем уровню

$f(v)/f_0(v) \geq 0,1$. Энергию, соответствующую $f(v)/f_0(v) < 0,1$, будем называть энергией хвостов δW_t . Эффективную температуру T_e будем определять по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f_0(v) = 0,6$ (интервал скоростей $\pm v_T$) и 0,24 (интервал $\pm 1,7 v_T$). Отметим, что на Рис.2 приведены функции распределения в $t \sim 30 T_{oe}$, когда поле затухло. Уширение $f(v)$ из-за остаточного поля практически несущественно.

Энергия нагрева, энергия хвостов, а также энергия, поглощенная ионами δW_i , в зависимости от начальной энергии волны W_w показаны на Рис.3а-в, эффективная температура $T_e(v_T)$ и $T_e(1,7 v_T)$ - на Рис.3г. Из Рис.3а,г видно, что энергия нагрева и эффективная температура электронов растут с ростом энергии волны и в 5-20 раз превышают начальные величины тепловой энергии W_e^0 и температуры T_e^0 электронов. Однако энергия хвостов растет быстрее (Рис.3б). Из Рис.3в видно, что во всех случаях основная доля энергии волны поглощается хвостами и только $\sim 15-30\%$ этой энергии идет на нагрев. Из Рис.3в видно, что во всех случаях ионы поглощают $\approx 10\%$ начальной энергии волны.

В предыдущих работах /5,6/ мы показали, что нагрев электронов бегущей ленгмювской волной большой амплитуды и ленгмювской волной в плазме с коротковолновыми возмущениями плотности связан с захватом электронов гармониками конверсии. Выше было показано, что этот же механизм играет роль и при нагреве электронов стоячей волной. Однако следует рассмотреть и другую возможность объяснения нагрева.

В последние годы проявляется большой интерес к стохастической неустойчивости нелинейных колебаний /7,8/. Стохастическая неустойчивость движения частиц плазмы в поле одной или двух волн рассматривалась в ряде работ (см., например, /9-19,21/). В работах /17,18/ рассматривалась стохастическая неустойчивость движения частиц в поле стоячей ленгмювской волны (стоячая волна может рассматриваться как две бегущих). Авторы /17,18/ описывают движение частицы в поле стоячей волны уравнением

$$\frac{d^2x}{dT^2} = \rho \sin x \sin T \quad (1) \quad X = k_0 T; \quad T = \omega_0 t; \quad \rho = \frac{ek_0 E_-}{m \omega_0};$$

в наших обозначениях $E_- = E_0/2$. Величину ρ можно описать по-другому: $\rho = \left(\frac{W_B}{W_0}\right)^2 = \left(\frac{\sqrt{e\varphi_0}}{v_\phi}\right)^2 = \left(\frac{v_z}{2v_\phi}\right)^2$.

Движение частиц является регулярным (периодическим) при достаточно малой амплитуде волны. При увеличении амплитуды выше некоторой критической $\rho > \rho_c$ движение становится стохастическим и частица необратимо поглощает энергию волны. Граница стохастической неустойчивости определяется критерием пересечения нелинейных резонансов /7/. В работе /17/ приводится значение ρ_c для границы неустойчивости в стоячей волне - $\rho_c \sim 0,5$. В работе /18/ со ссылкой на неопубликованные численные эксперименты, учитывающие взаимное влияние (отталкивание) резонансов, приводится граничное значение $\rho_c = 0,27$. Отметим, что такое значение ρ_c соответствует условию $v_z \sim v_\phi$, т.е. началу пересечения областей захвата прямой и обратной бегущих волн.

Обращает на себя внимание, что граница стохастической неустойчивости $\rho_c = 0,27$ ($\sim 0,5$) соответствует отношению $\frac{\sqrt{e\varphi_0}}{m v_\phi} \sim 0,5$ ($\sim 0,7$). Это отношение близко к найденной нами ранее /20/ границе опрокидывания бегущей ленгмювской волны $\frac{\sqrt{e\varphi_0}}{m v_\phi} \sim 0,7$ ($\rho \sim 0,49$) и границе захвата волной электронов с начальными скоростями $v \sim 2v_T$ - $\frac{\sqrt{e\varphi_0}}{m v_\phi} \sim 0,6$ ($\rho \sim 0,36$). Однако в урав-

нении движения частицы (I), использованном в /17,18/, не учитывается нелинейность движения частицы в поле волны и возможность захвата частиц волной. Таким образом, это уравнение становится несправедливым при приближении ρ к ρ_c . Это означает, что найденная из уравнения (I) граница стохастической неустойчивости может оказаться неверной. Впрочем, можно ожидать, что оба явления — захват электронов бегущей волной большой амплитуды и стохастическая неустойчивость в поле стоячей волны — должны наблюдаться при $V_z \sim V_\phi$, т.е. при близких значениях ρ .

В работах /17,18/ утверждается, что стохастическая неустойчивость в поле стоячей волны приводит к необратимому поглощению энергии волны электронами плазмы и к нагреву электронов. Действительно, в численном расчете /17/ и лабораторных экспериментах /18/ наблюдалось, что при увеличении ρ поглощение энергии электронами резко возрастало в области расчетной границы стохастической неустойчивости $\rho \sim \rho_c$. Однако анализа, не связанные ли наблюдаемые эффекты с захватом электронов, не проводилось.

В таблице I приведены значения параметра ρ для рассмотренных выше случаев серии I I-1 — I-4. Видно, что в случае I-3 $\rho \sim 0.3\rho_c$ (если считать, что $\rho_c \sim 0,27$), в случае I-4 $\rho \sim 0.5 > \rho_c$. Таким образом, в этих случаях можно ожидать проявления стохастической неустойчивости движения электронов в поле стоячей волны. Для выяснения, не является ли нагрев в случаях I-3, I-4 следствием стохастической неустойчивости, проводились численные эксперименты серии 2 (Таблица 2). В этих численных экспериментах параметры волны были те же, что и в случае I-4, но ионы задавались неподвижными ($\frac{M}{m} = 10^{10}$) и рассматривалось развитие стоячей и бегущей волны в холодной ($T_e = T_i = 0$) и теплой ($T_e/T_i = 30$) плазме.

В плазме с неподвижными ионами невозможно возмущение ионов полем волны и развитие возмущений плотности. В результате этого модуляционная неустойчивость и конверсия исключаются. В случае бегущей волны единственным возможным процессом является захват электронов волной, если амплитуда волны превышает границу захвата (это условие выполнено для параметров волны серии 2). В случае стоячей волны возможен захват электронов составляющими ее бегущими волнами и стохастическая неустойчивость в поле этих волн (в поле стоячей волны).

Таблица 2

Серия 2

$$\frac{E_0}{2} = 300; \quad \lambda/r_d = 100; \quad V_\phi/V_T = 16; \quad \rho = 0,47.$$

Случай	I-4	2-4	3-4	4-4	5-4	6-4
M/m	10^2	10^{10}	10^{10}	10^{10}	10^{10}	10^{10}
T_e/T_i	30	0	0	30	30	30
$(\tilde{n}/n_0)_0$	0	0	0	0	0	6
тип волны	стояч.	стояч.	бег.	стояч.	бег.	стояч.

Для исследования стохастической неустойчивости обычно используется стробоскопический метод анализа траекторий частиц (см., например, /13,14,17/). Этот метод заключается в том, что на плоскости $\dot{x} - x$ наносятся скорости и координаты частицы в разные моменты времени, различающиеся на $2\pi/\omega_0$ (проекции на плоскость $\dot{x} - x$ КАМ-торов /13/). В случае регулярного движения частиц точки \dot{x}, x ложатся на определенные кривые, задаваемые константой движения. В случае стохастического движения, когда константы движения нет, точки \dot{x}, x разбросаны по плоскости $\dot{x} - x$.

Наша программа в настоящее время не позволяет проводить стробоскопический анализ и мы будем пользоваться фазовыми плоскостями $v - x$, характеризующими скорости и координаты всех частиц в данный момент времени. Регулярное движение частиц при этом проявляется в существовании определенных структур на фазовой плоскости, а стохастическое — в их размытии и заполнении некоторых областей. Анализ фазовых плоскостей облегчается в холодной плазме, где все электроны имеют одинаковые начальные скорости, равные нулю. Действительно, при отсутствии стохастических эффектов координаты электронов ложатся на некоторые линии. Слабые стохастические эффекты проявляются в размытии этих линий, сильные — в заполнении целых областей фазовой плоскости.

Следует отметить, что в численных экспериментах возможен паразитный эффект, связанный с численными ошибками и приводящий к стохастизации движения и размытию линий на фазовой плоскости. Этот эффект наблюдался в случае бегущей и стоячей волны малой амплитуды $E_0/2 = 17$; $V_\phi/V_T = 16$. В этих случаях волна линей-

на, параметры ее лежат значительно ниже границы захвата и границы стохастической неустойчивости $\rho \sim 10^{-2} \ll \rho_c$, так что эти эффекты исключаются. В случае холодной плазмы паразитный эффект проявлялся в уширении линии на фазовой плоскости, т.е. в паразитном нагреве электронов. Однако этот эффект проявляется довольно поздно в $t/T_{oe} > 15-20$ и величина его мала — определенная по ширине $f(v)$ температура не превышает величины $T_e/T_e^0(v_T) \sim 10^{-2}$. Характерной чертой этого эффекта является рост паразитного нагрева со временем. Это позволяет отделить его от физических процессов, если они могут происходить одновременно. Действительно, физический нагрев заканчивается, когда прекращается поглощение энергии поля или когда вся энергия поля поглощается электронами, в то время как паразитный нагрев продолжается. Проверка показала, что в случае серий I и 2 паразитный нагрев практически не играет роли.

Вернемся к вопросу о механизме нагрева в случае I-4 и к серии 2 численных экспериментов. Рассмотрим случаи 2-4 и 4-4 стоячей волны в холодной и теплой плазме с неподвижными ионами ($\frac{M}{m} = 10^{10}$). Анализ фазовых плоскостей в разные моменты времени показывает, что в этих случаях практически с самого начала идет захват электронов волной. Развитие захвата до $t/T_{oe} \sim 3-4$ не отличается от случая I-4, так что фазовые плоскости в случае 4-4 практически совпадают со случаем I-4 (Рис. 4а-в). Мало отличаются от них и фазовые плоскости в случае 2-4. Однако в дальнейшем появляются отличия — в случае I-4 развиваются мелкомасштабные структуры (Рис. 4г), которых нет в случаях 2-4 и 4-4. К $t/T_{oe} \sim 7$ в случае I-4 структуры размываются и наблюдается заметный нагрев электронов (Рис. 4д). В случаях 2-4, 4-4 также наблюдается небольшое уширение в области малых скоростей, т.е. нагрев электронов, но значительно меньше, чем в случае I-4 (Рис. 4д и 5а). Нагрев примерно одинаков в случаях 2-4 и 4-4.

В случае I-4 энергия поля полностью поглощается электронами и устанавливается стационарное распределение электронов по скоростям (Рис. 1в). В случаях 2-4, 4-4 энергия волны поглощается неполностью (поглощается $\sim 0,6 W_w^0$). Однако уже в $t/T_{oe} \sim 15$ поглощение практически прекращается и устанавливается распределение электронов по скоростям, близкое к стационарному (в случае 4-4 сохранение распределения проверено до $t/T_{oe} \sim 45$).

Функции распределения в случаях 2-4 (холодная плазма) и 4-4 (теплая плазма) близки. Это показывает, что в нагрев вовлекаются все электроны, включая электроны с начальными скоростями, близкими к нулю.

Сравним фазовые плоскости в $t/T_{oe} \sim 30$ в случаях I-4 и 4-4 (Рис. 1в, г). В обоих случаях наблюдаются ускоренные при захвате электроны и нагрев в области малых скоростей, однако в случае 4-4 нагрев значительно меньше. Сравнение и анализ функций распределения (Рис. 2) показывает, что температура электронов в случаях I-4 и 4-4 равна $T_e/T_e^0(v_T) \sim 27$ и 1,2, а величина нагрева $\delta W_h/W_e^0 \sim 21$ и 0,5 соответственно. Таким образом, нагрев в случае I-4 существенно больше, чем в случаях 2-4 и 4-4.

Факт нагрева в случаях 2-4 и 4-4 указывает на возможность того, что стохастическая неустойчивость в поле стоячей волны действительно развивается. Однако одновременно развивается и захват электронов волной. Сравним развитие захвата в плазме с неподвижными ионами в случаях 2-4 и 4-4 стоячей волны и в случаях 3-4 и 5-4 бегущей волны (Таблица 2). Будем сравнивать фазовую плоскость бегущей волны с полуплоскостью $v > 0$ стоячей волны. Это сравнение показывает, что в одинаковые моменты времени фазовые плоскости практически одинаковы (Рис. 5а, б). Отсюда следует, что основным эффектом при развитии и бегущей и стоячей волны в плазме с неподвижными ионами в этих случаях является захват электронов волной. По фазовым плоскостям видно, что захваченные электроны движутся по траекториям, близким к сепаратрисе. С течением времени в окрестностях сепаратрисы, к которой относится и область малых скоростей электронов, образуется размытый слой, что указывает на стохастический характер движения. Как показано в теоретической работе /9/, к образованию подобного "эргодического слоя" вблизи сепаратрисы приводит стохастическая неустойчивость движения захваченных частиц.

Наблюдается ли в рассматриваемых случаях стохастическая неустойчивость движения частиц в поле стоячей волны? Напомним, что параметры волн лежат несколько выше или вблизи границы неустойчивости — $\rho \approx \rho_c$. Из сравнения фазовых плоскостей стоячей и бегущей волны (Рис. 5а, б) видно, что в случае стоячей волны ширина слоя в области малых скоростей — нагрев электронов — того же

порядка, но несколько больше, чем в случае бегущей волны (определение δW_n , T_e в случае бегущей волны невозможно из-за возмущения скоростей электронов остаточным полем). Это может служить указанием на стохастическую неустойчивость стоячей волны, но может быть связано и просто с захватом электронов двумя волнами.

Таким образом, сравнение бегущей и стоячей волн показывает, что захват электронов волной заведомо играет существенную роль и, возможно, приводит к небольшому нагреву электронов, а стохастическая неустойчивость в поле стоячей волны, если и проявляется, то не дает существенных новых эффектов.

Нагрев в случае I-4 существенно больше, чем нагрев, определяемый захватом электронов. Мы предполагаем, что он связан с конверсией ленгмюровской волны на возмущениях плотности и с захватом электронов гармониками конверсии. Для проверки этой гипотезы проводился численный эксперимент 6-4. В случае 6-4 в плазме с неподвижными ионами в начальный момент времени задавалось возмущение плотности $\tilde{n}(x)$, соответствующее возмущению $\tilde{n}(x)$, развивающемуся в случае I-4 к моменту $t/T_{oe} \sim 4$, когда возмущение максимально $\tilde{n}/n_0 \sim 6$. В случае 6-4 помимо захвата и стохастической неустойчивости становится возможной конверсия. Если захват гармониками конверсии играет определяющую роль, развитие нагрева в случаях I-4 и 6-4 должно быть похожим. Действительно, сравнение фазовых плоскостей в этих случаях показывает, что они близки друг к другу. В том и другом случае с некоторым сдвигом во времени (раньше в случае 6-4) наблюдается образование мелко-масштабных структур. Далее они размещаются и наблюдается нагрев электронов (Рис.4д и 5в), возрастающий с течением времени до полного поглощения энергии поля электронами. Поскольку случай 6-4 прослеживался только до $t/T_{oe} \sim 14$, где поле еще не затухло, мы ограничимся сравнением со случаем I-4 фазовых плоскостей, но отметим, что в случае 6-4 уже в $t/T_{oe} \sim 14$ температура $T_e/T_e^0(V_T) \sim 11$ значительно выше, чем в случаях без возмущения плотности 2-4 и 4-4 ($T_e/T_e^0 \sim 1,2$).

Таким образом, сравнение случаев I-4 и 6-4 показывает, что наша гипотеза верна - нагрев электронов в случае I-4 (а также, очевидно, и в случаях I-2 и I-3 с меньшей амплитудой волны) определяется захватом электронов гармониками конверсии, а захват электронов волной и стохастическая неустойчивость в поле стоячей волны, если и играют роль в нагреве, то незначительную.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание стоячих ленгмюровских волн с разными амплитудами". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-19, 1978.
2. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. "The Instability and Damping of Standing Langmuir Waves in Collisionless Plasma". Plasma Phys. 23, 35, 1981.
3. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. "Instability and Damping of One-dimensional Langmuir Waves". Comments on Plasma Phys. 6, 21, 1980.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание одномерных ленгмюровских волн большой амплитуды. Физика Плазмы 7, 383, 1981.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание ленгмюровских волн большой амплитуды. Нагрев электронов". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-105, 1982.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. IV". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-53, 1982.
7. Г.М.Заславский, Б.В.Чириков "Стохастическая неустойчивость нелинейных колебаний". УФН 105, вып. I, 3, 1971.
8. B.V.Chirikov. "A numerical instability of many-dimensional oscillator systems". Phys. Rept. 52, 263, 1979.
9. Г.М.Заславский, Н.Н.Филоненко "Стохастическая неустойчивость захваченных частиц и условия применимости квазилинейного приближения". ЖЭТФ, 54, 1590, 1968.
10. C.F.F.Karney, A.Bers. "Stochastic ion heating by a perpendicularly propagating electrostatic wave". Phys. Rev. Lett. 39, 550, 1977.

- II. G.R.Smith. "Numerical study of particle motion in two waves". Proc. International Conference on Stochastic Behavior in Classical and Quantum Hamiltonian Systems, Como, Italy, 1977, p. 35.
12. G.R.Smith, A.N.Kaufman. "Stochastic acceleration by an obliquely propagating wave. An example of overlapping resonances". Phys. Fluids 21, 2230, 1978.
13. G.R.Smith, N.R.Pereira. "Phase-locked particle motion in a large-amplitude plasma wave". Phys. Fluids 21, 2253, 1978.
14. A.B.Rechester, T.H.Stix. "Stochastic instability of a nonlinear oscillator". Phys. Rev. A19, No. 4, 1656, 1979.
15. F.Doveil. In Intrinsic Stochasticity in Plasmas, ed. by G.Laval and D.Gresillon. Editions de Physique, Orsay, 1979, p. 118.
16. D.V.Escande, F.Doveil. "Charge Particle Trajectories in the Field of two Electrostatic Waves". Proc. International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1980, v. 1, p. 387.
17. J.Y.Hsu, K.Matsuda, M.S.Chu, T.H.Jensen. "Stochastic Heating of a Large-Amplitude Standing Wave". Phys. Rev. Lett. 43, 203, 1979.
18. F.Doveil. "Stochastic Plasma Heating by a Large-Amplitude Standing Wave". Phys. Rev. Lett. 46, 532, 1981.
19. D.F.Escande, F.Doveil, J. Stat. Phys., 26, 257, 1981.
20. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Затухание ленгмюровских волн большой амплитуды в бесстолкновительной плазме". Физика плазмы 5, 1097, 1980.
21. D.F.Escande, F.Doveil, Phys. Lett. 83A, 307, 1981; 84A, 399, 1981; Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, v. 1, p. 190, 410, Göteborg, 1982.

Подписи к рисункам

Рис.1. Фазовые плоскости электронов в $t/T_{oe} \sim 30$.
 Рис. а б в г
 Случай I-2 I-3 I-4 4-4

Рис.2. Функции распределения электронов по скоростям.
 Случай I-I - I-4, 4-4; $t/T_{oe} \sim 30$.
 а. $f(v)/f_0(v)$ - логарифмическая шкала.
 б. $f(v)/f_0(v)$ - линейная шкала.
 в. $f(v)/f_0(v)$ - линейная шкала.

Пунктир - начальная функция распределения $f_0(v)$.

Рис.3. Зависимость от начальной энергии волны W_w^0 энергии нагрева $\delta W/W$ (W_w^0) и температуры электронов $T_e/T_e^0(W_w^0)$.

а,б. $\delta W/W_e^0$; W_e^0 - начальная энергия электронов плазмы; δW_h - энергия нагрева; δW_t - энергия хвостов; δW_i - энергия, поглощенная ионами.
 в. $\delta W/W_w^0$
 г. T_e/T_e^0 ; T_e^0 - начальная температура электронов плазмы; $T_e(v_T)$, $T_e(1.7v_T)$ - температура, определенная в интервале скоростей $\pm v_T$ и $\pm 1.7v_T$.

Рис.4. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени.
 Случай I-4.

Рис. а б в г д
 I,0 2,2 3,0 4,5 7,0

Рис.5. Фазовые плоскости электронов в $t/T_{oe} \sim 7$.

Рис. а б в
 Случай 4-4 5-4 6-4.

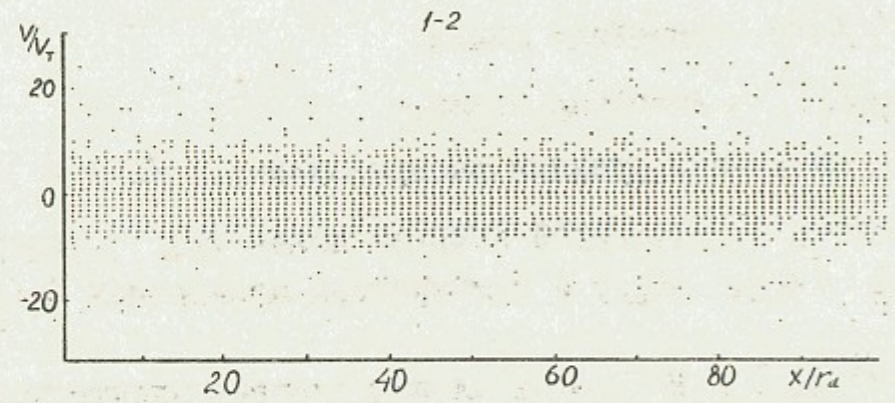


Рис. 1а

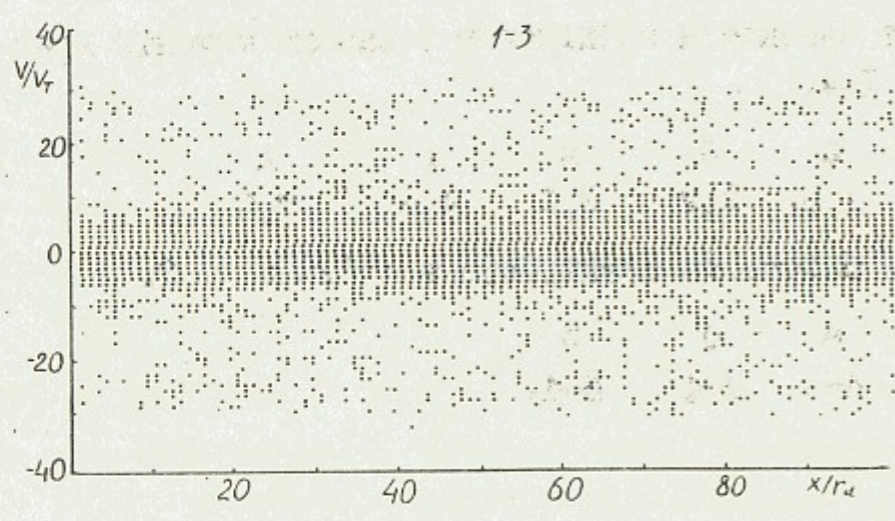


Рис. 1б

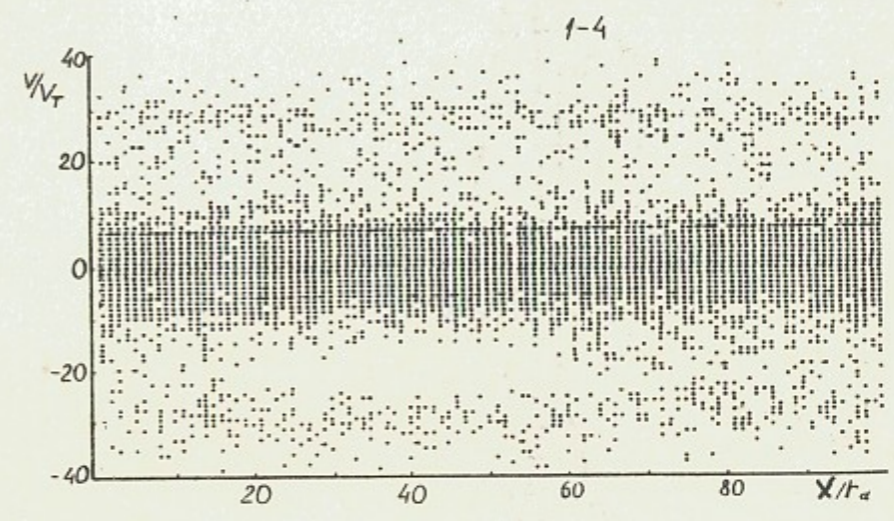


Рис. 1в

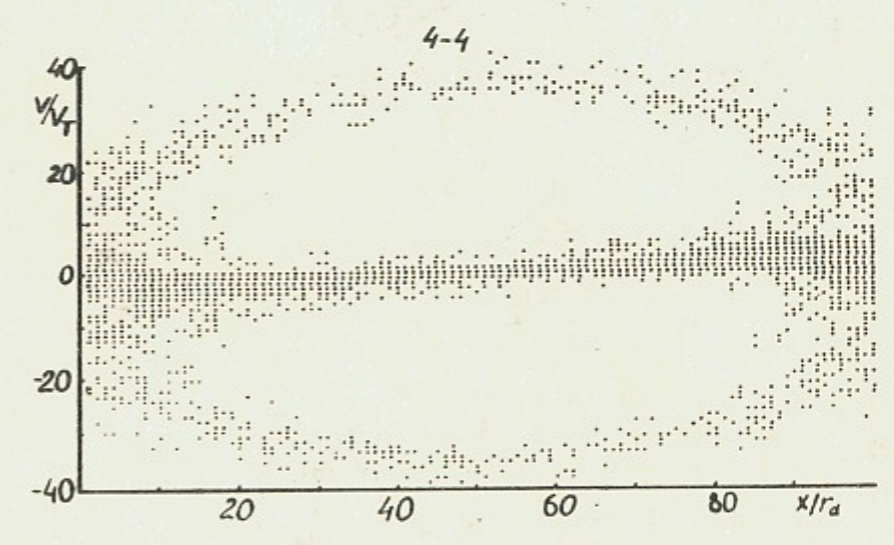


Рис. 1г

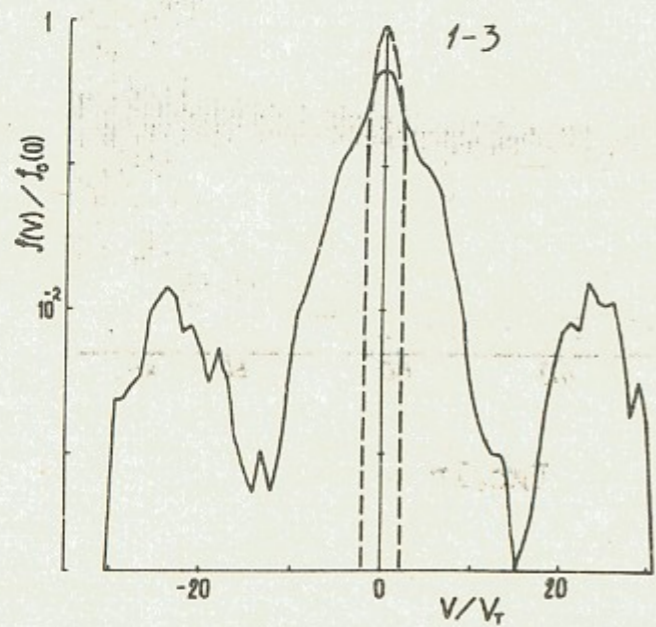
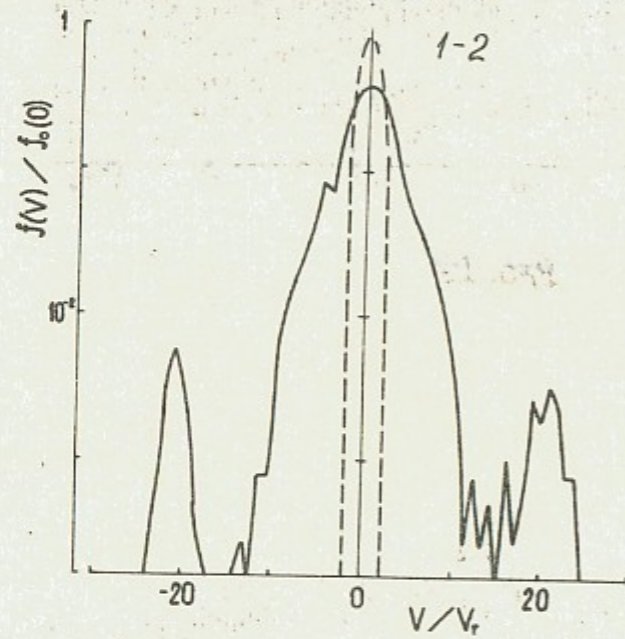
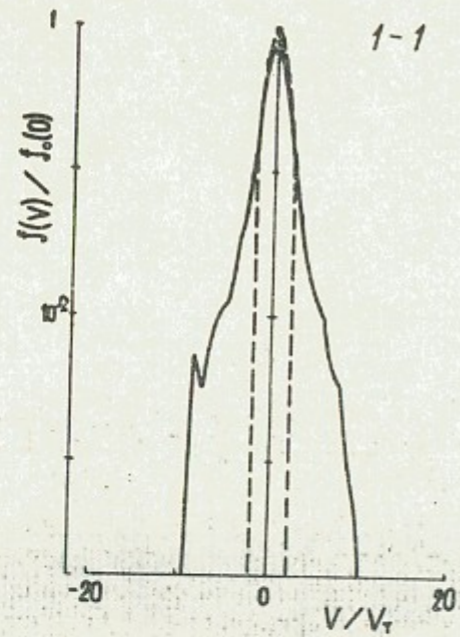


Рис. 2а

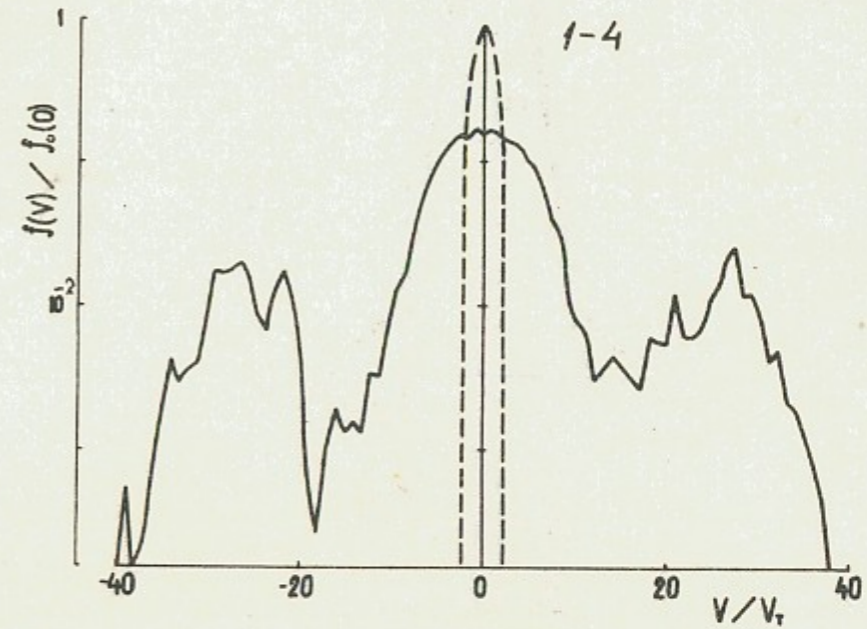
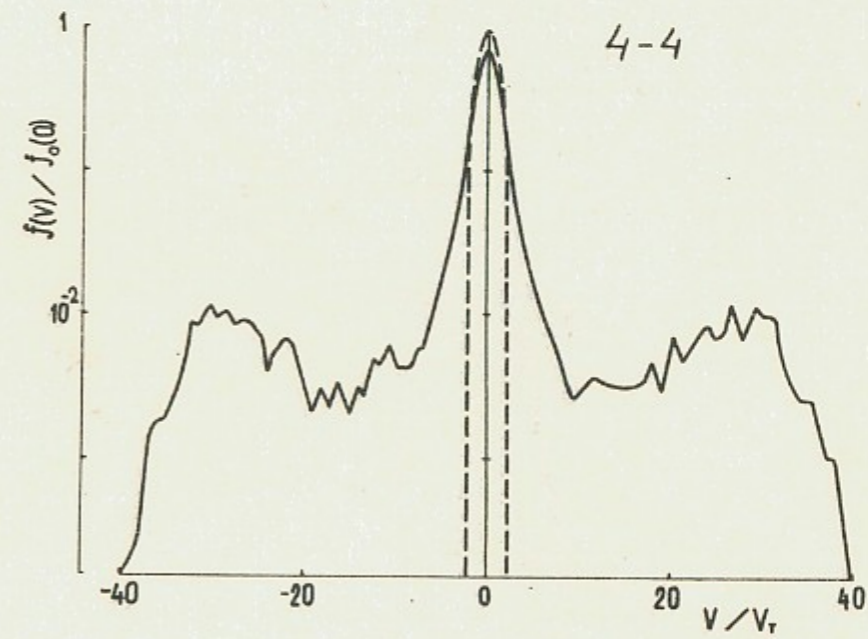


Рис. 2а



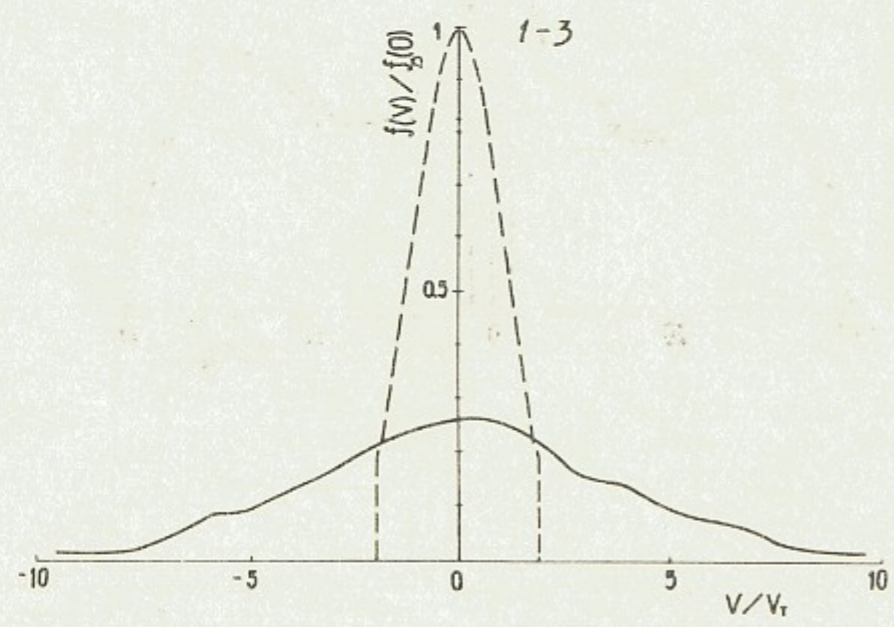
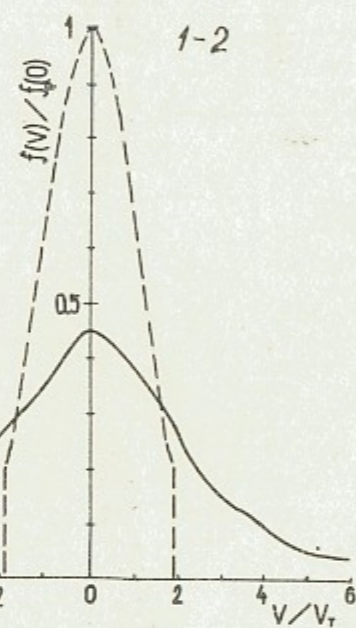
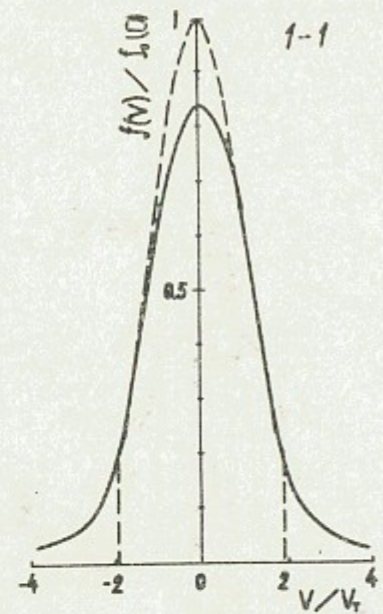


Рис. 26

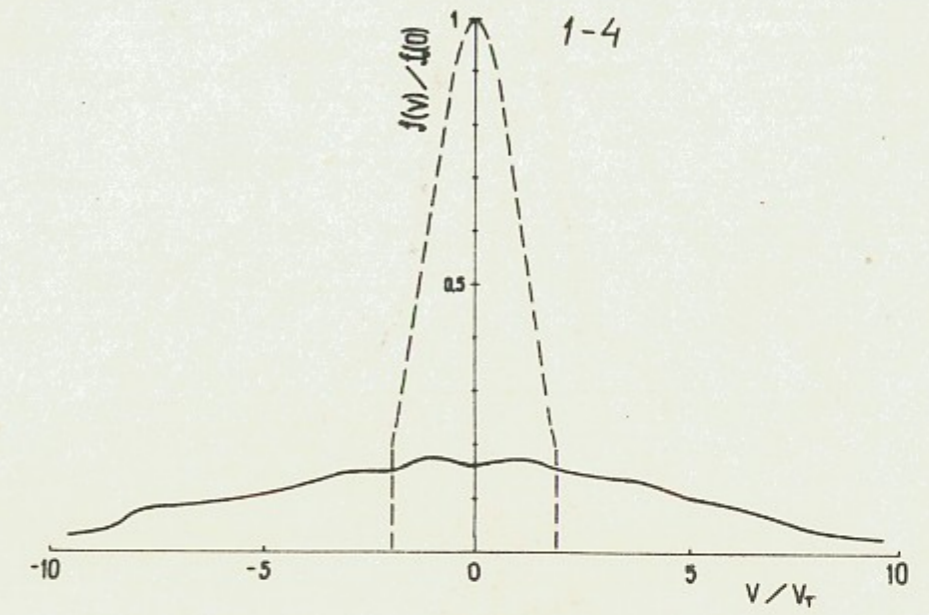
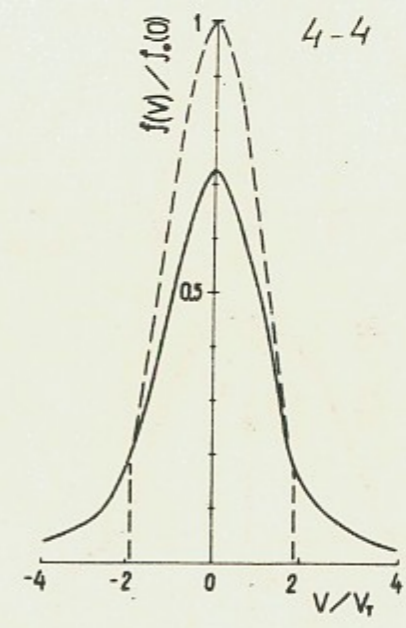


Рис. 26



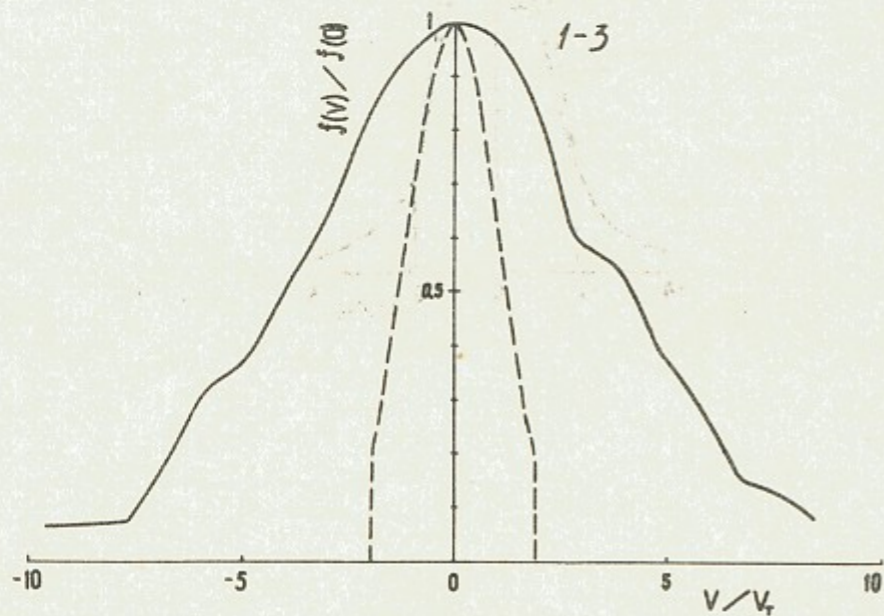
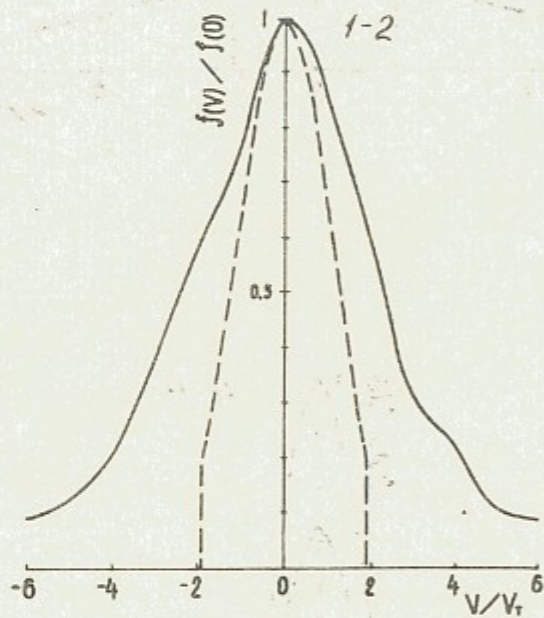
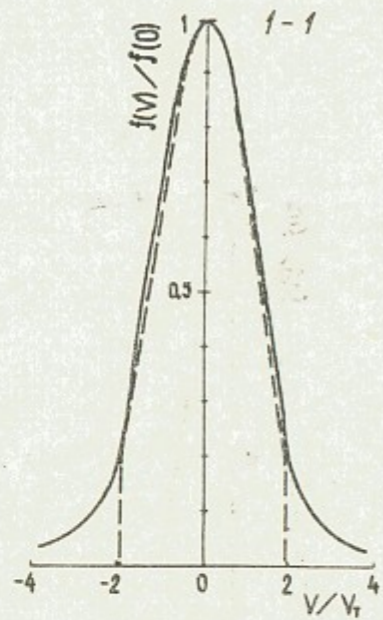


Рис. 2в

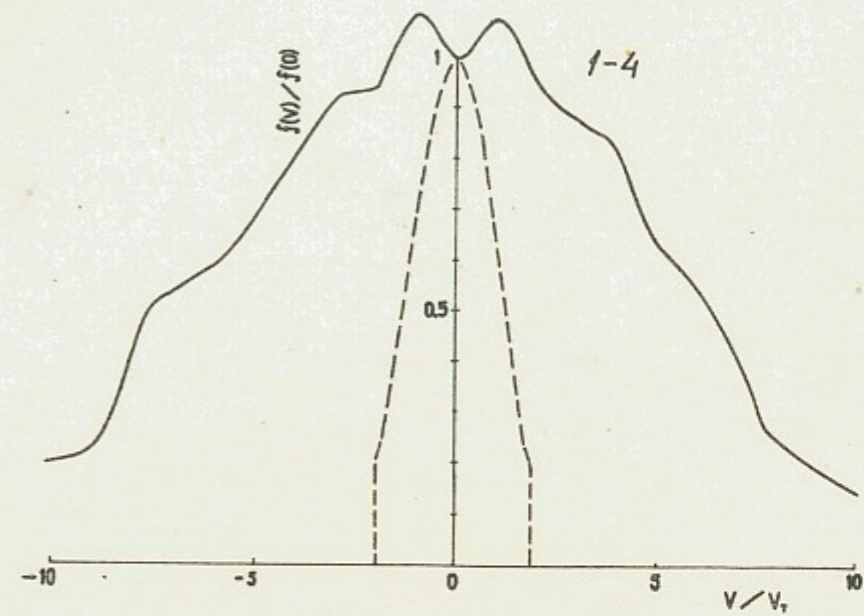
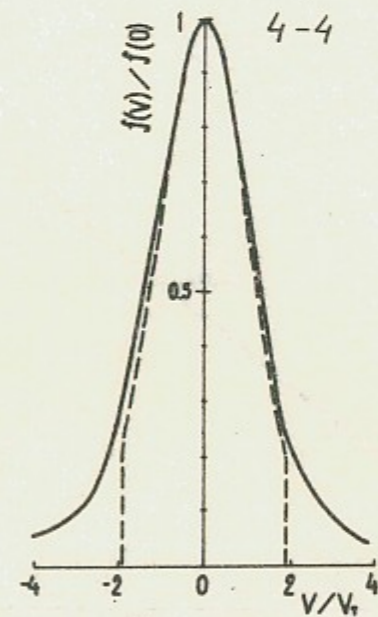


Рис. 2в



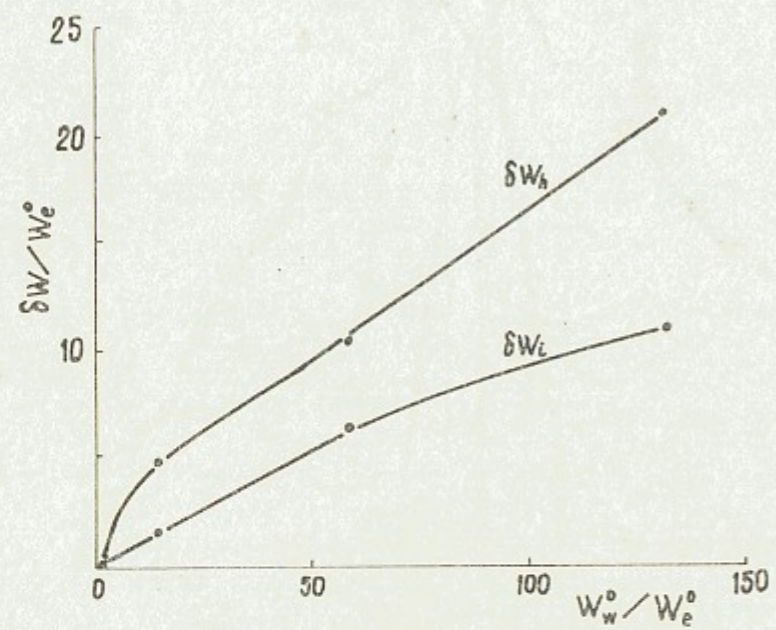


Рис. 3а

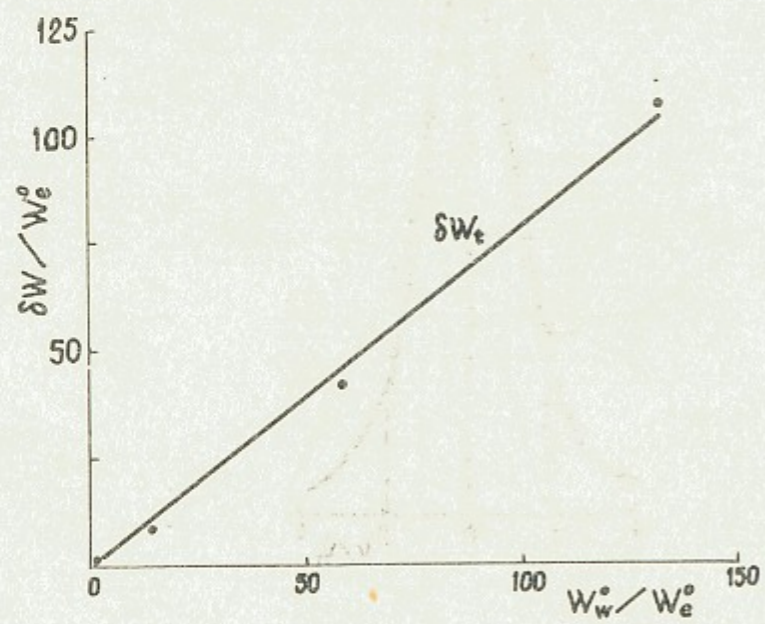


Рис. 3б

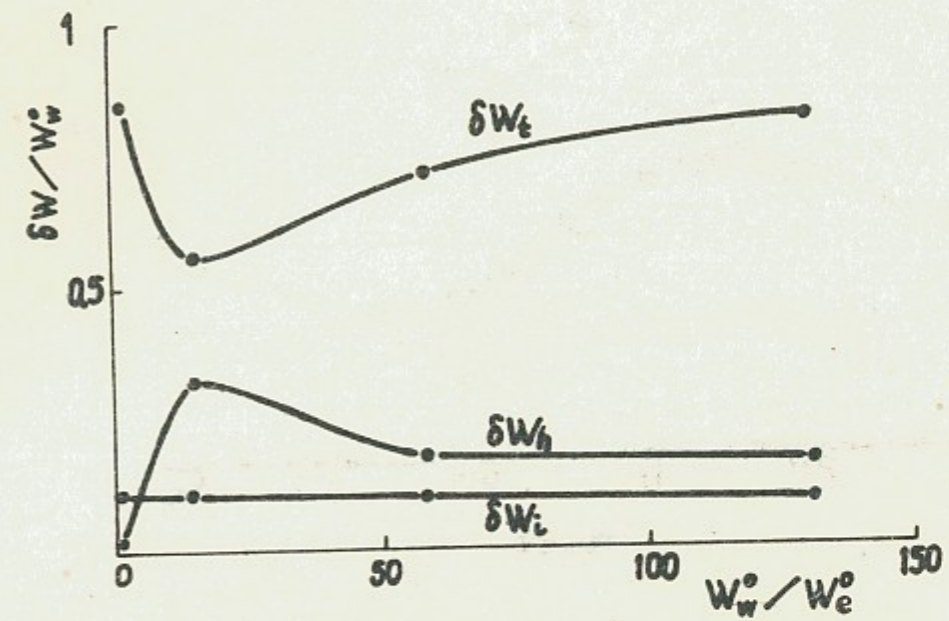


Рис. 3в

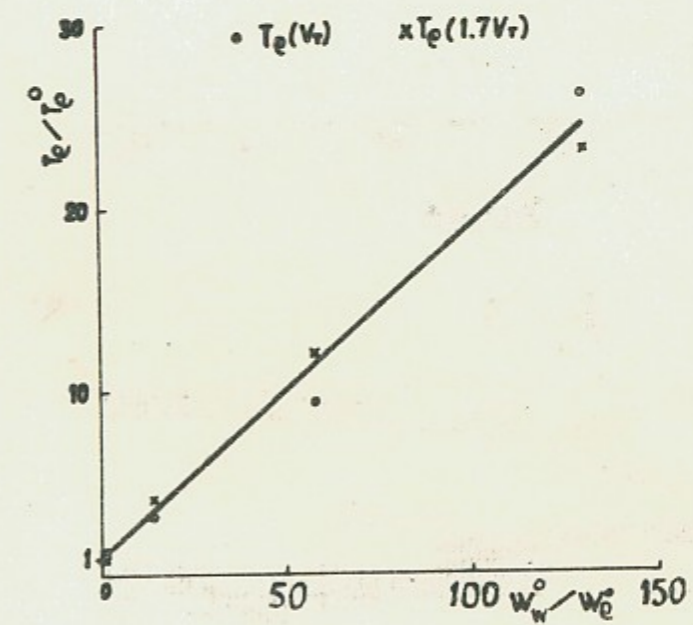


Рис. 3г

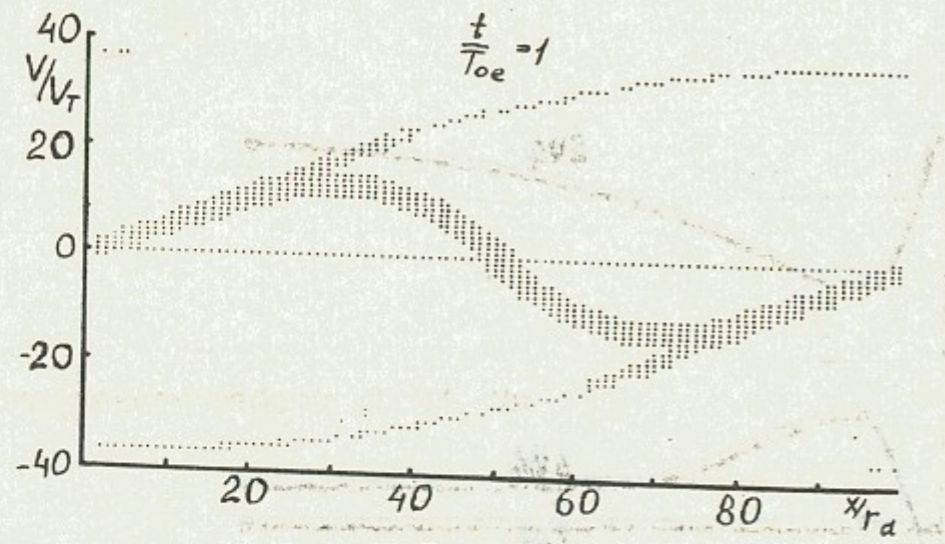


Рис. 4а

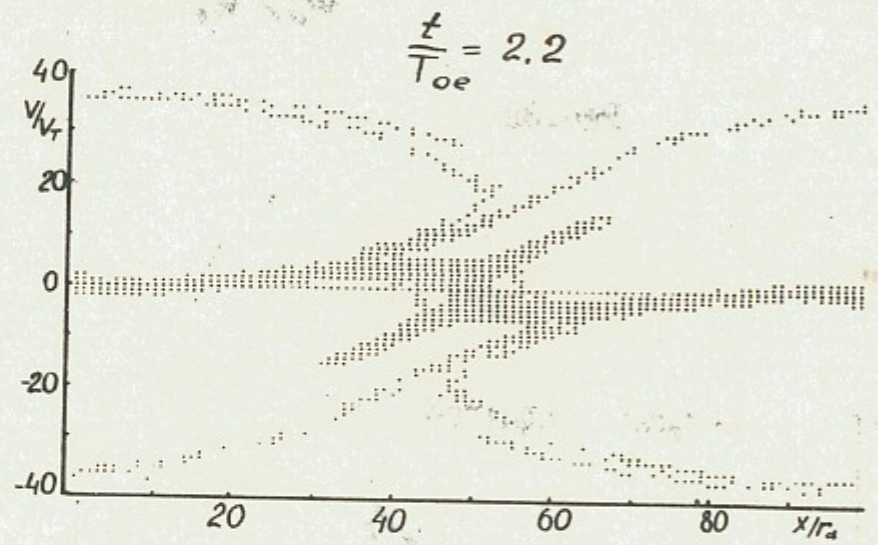


Рис. 4б

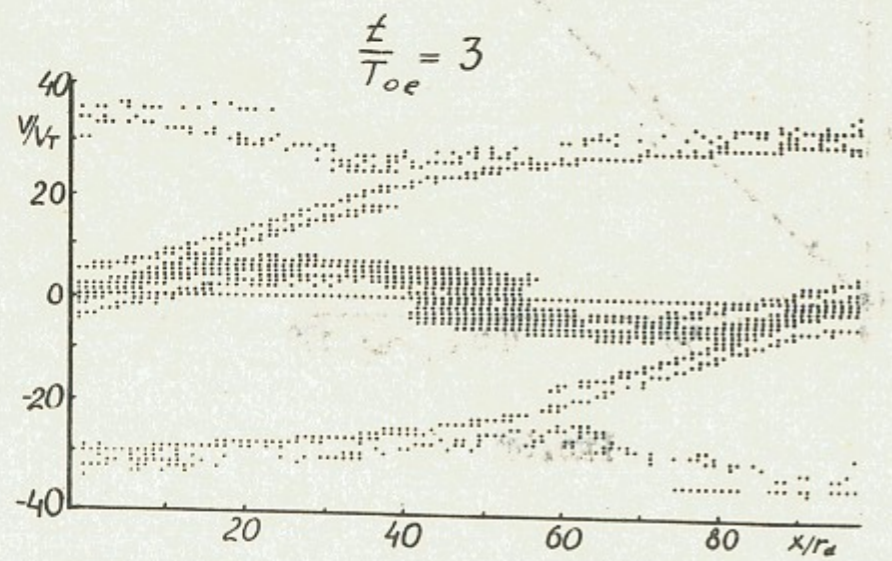


Рис. 4в

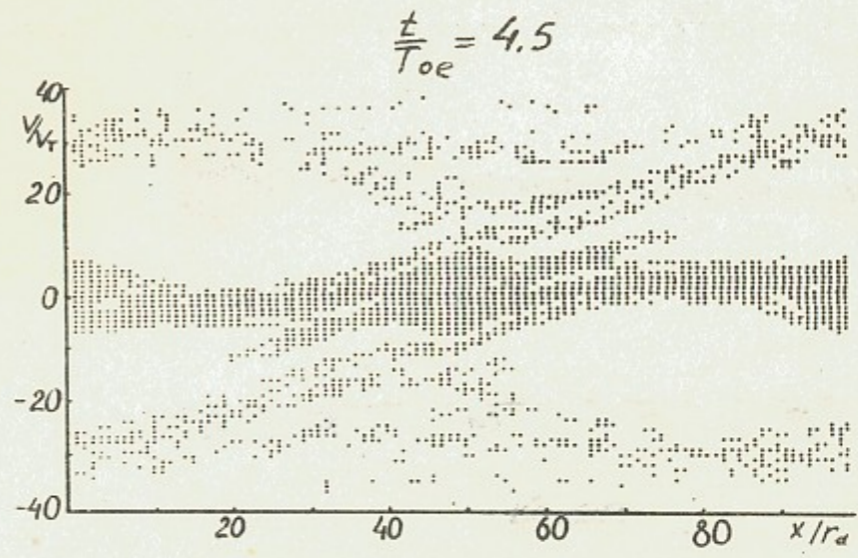


Рис. 4г

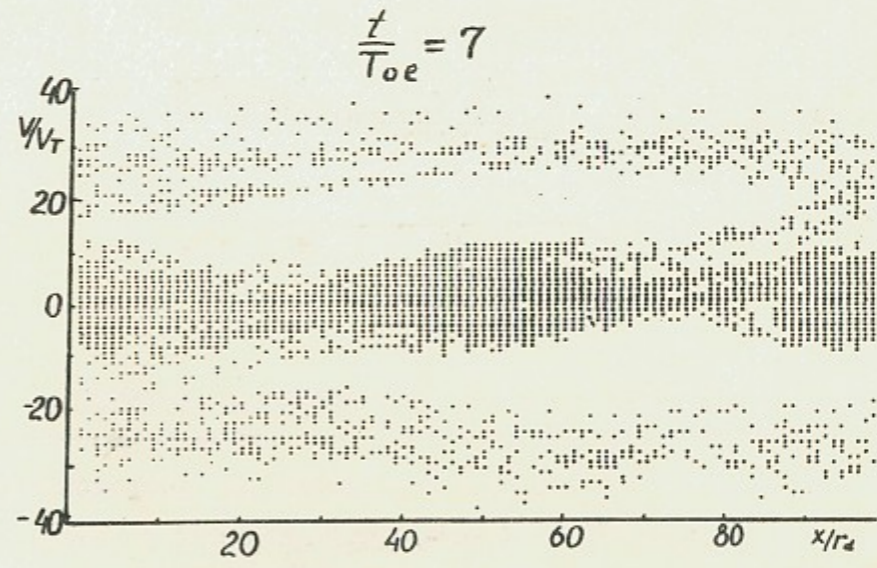


Рис. 4д

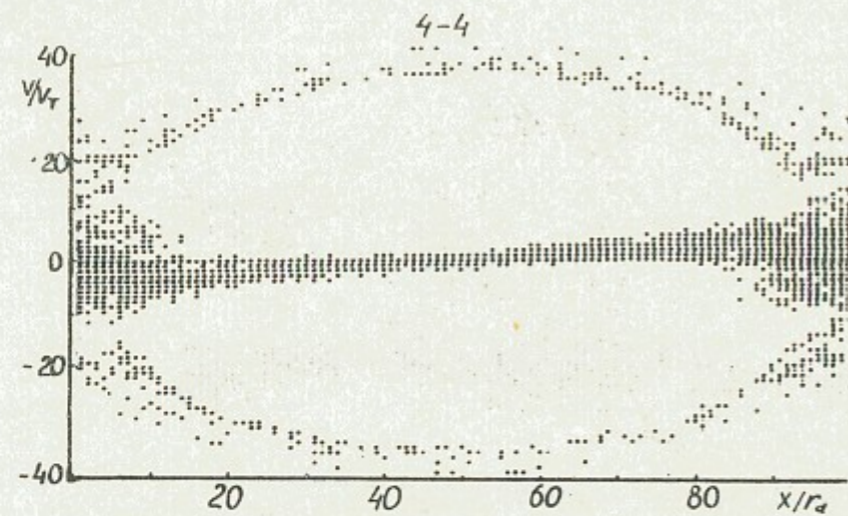


Рис. 5а

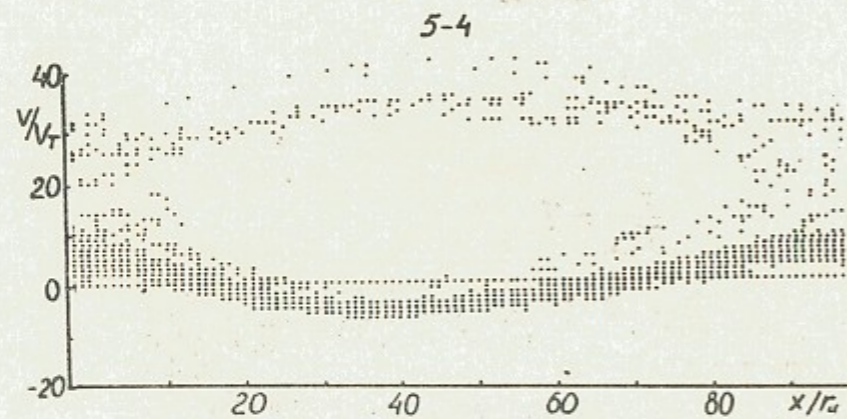


Рис. 5б

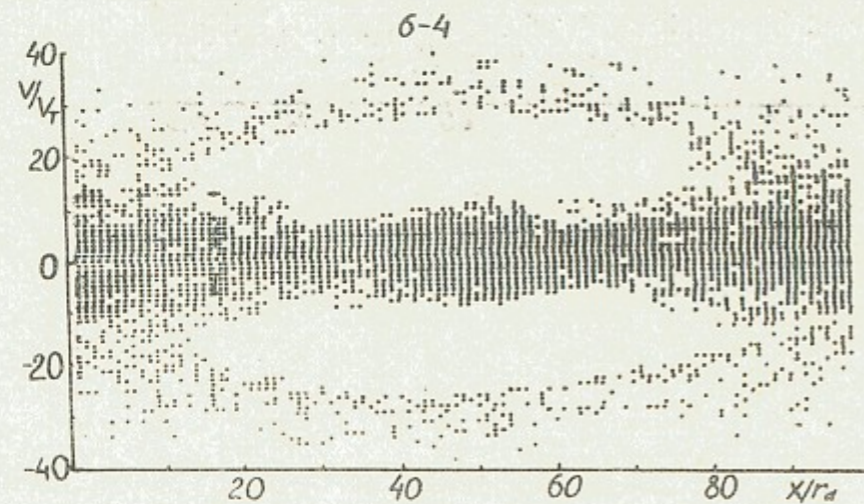


Рис. 5в

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ. I.

Препринт
№ 82-106

Работа поступила - 21 мая 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 9.08-1982 г. МН 03470
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,6 печ.л., 1,3 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 106.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90