

42

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ
ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ
ПЛАЗМЕ. IV.

ПРЕПРИНТ 82-53



НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ
ПЛАЗМЕ. IY

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости одномерной ленгмюровской волны в неоднородной плазме с коротковолновым синусоидальным возмущением плотности (ионно-звуковая волна) с $\lambda_i \ll \lambda_e$.

Параметры ленгмюровской волны: $\frac{E_0^2}{8\pi n T} = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$;
 $V_\phi/V_T = 16$; $\frac{E_0^2}{8\pi n T} > \frac{m}{M} > (k_e r_d)^2$; $\frac{M}{m} = 10^2$. Параметры возмущения плотности (ионно-звуковой волны): $\tilde{n}/n_0 \sim 10^{-2} + 7 \cdot 10^{-1}$;
 $\lambda_i/r_d \sim 6,7 + 50$; $\lambda_e/\lambda_i \sim 2 \cdot 15$.

Показано, что развитие неустойчивости определяется конверсией ленгмюровской волны и ее гармоник на возмущениях плотности, первичной и вторичной модуляционной неустойчивостью, опрокидыванием ионно-звуковой волны при больших возмущениях плотности и захватом электронов гармониками ленгмюровской волны.

Захват и ускорение электронов гармониками модуляционной неустойчивости ($k_N = 2k_e, 3k_e, \dots$) и гармониками конверсии ($k_N = k_e \pm \beta k_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$) в случае длинноволновых возмущений плотности приводит к образованию "хвостов" функции распределения по скоростям. В случае коротковолновых возмущений плотности, когда фазовые скорости гармоник конверсии малы $V_\phi \ll 3V_T$, захват электронов этими гармониками приводит к нагреву электронов плазмы.

Исследована сравнительная роль разных процессов при изменении начальных параметров возмущения плотности (ионно-звуковой волны) и зависимость от начальных параметров нагрева электронов плазмы.

THE INSTABILITY OF LANGMUIR WAVES
IN THE INHOMOGENEOUS PLASMA IV

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) were made to investigate the instability of onedimensional Langmuir wave in the inhomogeneous plasma with shortwavelength sinusoidal density perturbation (ion-sound wave) with $\lambda_i \ll \lambda_e$.

The region of Langmuir wave parameters is $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_e r_d)^2$; $M/m = 10^2$;
 $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_{ph}/V_T = 16$. The parameters of the density perturbation (ion-sound wave) are $\tilde{n}/n_0 \sim 1 \cdot 10^{-2} - 7 \cdot 10^{-1}$; $\lambda_i/r_d \sim 6,7-50$; $\lambda_e/\lambda_i \sim 2-15$.

It is found that the character of the instability depends on the next processes: the conversion of Langmuir wave and its modes on the density perturbations, primary and secondary modulational instability, the breaking of high-amplitude ion-sound wave (the trapping of ions by ion-sound wave), the trapping of electrons by Langmuir wave modes.

The trapping and acceleration of the electrons by Langmuir wave modes due to the modulational instability ($k_N = 2k_e; 3k_e \dots$) or to the conversion ($k_N = k_e \pm \beta k_i$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$) in the case of long wavelength density perturbation leads to the formation of the tails of the velocity distribution function. If the wavelength of the density perturbation is short enough, the phase velocities of Langmuir wave modes due to the conversion are low $V_{ph}^N \lesssim 3V_T^e$, and the trapping of electrons by these modes leads to the heating of the main body of plasma electrons.

The dependence of the heating on the initial parameters of the density perturbation (ion-sound wave) and the role of different processes is studied.

В В Е Д Е Н И Е

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости ленгмюровской волны в неоднородной плазме в области параметров волны $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_e r_d)^2$; $M/m = 10^2$. В начальный момент времени задается ленгмюровская волна и синусоидальное возмущение плотности (ионно-звуковая волна) с длиной волны много меньшей, чем длина ленгмюровской волны $\lambda_i \ll \lambda_e$. Исследуемое взаимодействие можно рассматривать как неустойчивость ленгмюровской волны в неоднородной плазме, а так же, как взаимодействие ленгмюровской и ионно-звуковой волн.

Эта работа является продолжением работ, в которых исследовались случаи $\lambda_i = \lambda_e$, $\lambda_i > \lambda_e/11$ и $\lambda_i < \lambda_e/2$.

Численные эксперименты проводились при тех же параметрах волны, как и численные эксперименты по исследованию неустойчивости ленгмюровских волн в однородной плазме [3]. Задавалась монохроматическая ленгмюровская волна с параметрами $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $V_{ph}/V_T = 16$; $\lambda_e/r_d = 100$. Ранее было показано [3], что ленгмюровская волна с энергией $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ является линейной при $V_{ph}/V_T \geq 20$ и слабонелинейной при $V_{ph}/V_T \geq 10$, так что в рассматриваемом случае волна слабонелинейная. Задавалось ионное возмущение - ионно-звуковая волна с параметрами $(\tilde{n}/n_0) \sim 10^{-2} - 7 \cdot 10^{-1}$; $\lambda_i/r_d \sim 7 - 20$; $V_{ph}^i = C_s/\sqrt{1+(k_i r_d)^2}$; $C_s = \sqrt{T_e/m} = 10^{-1}$; $\lambda_e/\lambda_i \sim 2-15$.

Как было показано ранее [4], в случае $\lambda_i < \lambda_e$ конверсия ленгмюровской волны в неоднородной плазме приводит к генерации ее гармоник - прямых волн с волновыми векторами $k = k_e + \beta k_i$ (номер гармоник $N = N_e + \beta N_i$) и обратных волн с $k = k_e - \beta k_i$ ($N = N_e - \beta N_i$), $\beta = 1, 2, 3 \dots$. Изменение амплитуды гармоник во времени описывается функциями Бесселя порядка β $E_p^N/E_0 = J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 t)$, так что $E_p^N(t)$ не зависит от фазовой скорости длины волны λ_e , λ_i и их отношения λ_e/λ_i . Максимум $E_p^N(t)$ при данном β не зависит от (\tilde{n}/n_0) и сдвигается в сторону меньших t при увеличении (\tilde{n}/n_0) .

Ранее было показано [5], что конверсия может рассматриваться как квазирезонансное взаимодействие ленгмюровской и ионно-зву-

ковой воли конечной амплитуды. С другой стороны она может рассматриваться как разложение ленгмювской волны на гармоники, которые являются собственными волнами неоднородной плазмы. Дисперсионное соотношение периодически неоднородной плазмы было исследовано в работе /6/.

В однородной плазме развивается модуляционная неустойчивость ленгмювской волны (будем называть ее первичной), которая приводит к генерации гармоник волны с $k^N = 2k_e, 3k_e, \dots (N = 2N_e, 3N_e \dots)$ /3/. В неоднородной плазме конверсия в случае $\lambda_i < \lambda_e$ приводит к генерации гармоник с $k^N = k_e \pm \beta k_i$, которые отличаются от гармоник модуляционной неустойчивости. Таким образом конверсию легко отличать от модуляционной неустойчивости.

Модуляционная неустойчивость приводит к модуляции волны с длиной модуляции $\Delta x \sim \lambda_e/2$, к образованию впадины плотности с размером $\Delta x \sim \lambda_e/2$ и к концентрации в ней электрического поля. В случае с рассматриваемыми параметрами развитие неустойчивости приводит к образованию неравновесного солитона. Солитон сжимается до тех пор пока не начинается затухание, связанное с захватом нерезонансных электронов плазмы гармониками волны /3/. Поскольку фазовые скорости основных гармоник модуляционной неустойчивости сравнительно велики $v_\phi^N \sim v_\phi^e/2, v_\phi^e/3, \dots$, к поглощению энергии поля приводит захват и ускорение небольшого числа электронов, что соответствует образованию хвостов функции распределения по скоростям.

Конверсия ленгмювской волны в случае $\lambda_i < \lambda_e$ приводит к модуляции волны с длиной модуляции $\Delta x \sim \lambda_i$ и концентрации электрического поля во впадинах плотности ионно-звуковой волны. Поле меняется во времени так, что максимум поля в разных впадинах достигается в разные моменты времени и пик плотности энергии перемещается из одной впадины в другую, пробегая все впадины за плазменный период. С течением времени этот пик дробится на более мелкомасштабные структуры до тех пор пока не начнется затухание за счет захвата электронов плазмы гармониками конверсии /4/. Поскольку в случае $\lambda_i \ll \lambda_e$ фазовые скорости гармоник невелики (параметры в настоящей работе выбраны так, что для основных гармоник конверсии $v_\phi^N \leq 2-3 v_T^e$), к поглощению поля может приводить захват и нагрев основной массы электронов.

Как показано в работах /1,2/, начальная стадия неустойчивости ленгмювской волны в неоднородной плазме определяется сравнительной ролью первичной модуляционной неустойчивости и конверсии. Концентрация поля за счет конверсии приводит к "вторичной" модуляционной неустойчивости. На новом возмущении плотности развивается "вторичная" конверсия и т.д. Так что развитие неустойчивости определяется самосогласованным действием модуляционной неустойчивости (связанной с действием пондеромоторной силы) и конверсии.

В работе /2/ изучалась неустойчивость в неоднородной плазме с $\lambda_i < \lambda_e$. В настоящей работе рассматриваются случаи $\lambda_i \ll \lambda_e$. Мы выделяем их в отдельную работу, поскольку в этой области параметров становится существенным нагрев электронов плазмы, а также эффекты, связанные с ионными нелинейностями.

Мы наблюдали некоторые эффекты, связанные с ионными нелинейностями в работах /3/ по исследованию модуляционной неустойчивости ленгмювской волны. Эти эффекты связаны с возмущением скоростей ионов при действии пондеромоторной силы. После затухания поля эти возмущения развиваются в ударные волны, что приводит к схлопыванию впадин, захвату части ионов и развитию широкого спектра ионно-звуковых волн /3а/. Развитие подобного возмущения ионных скоростей при больших числах Маха исследовалось теоретически /7/ и в численных экспериментах /8/.

В настоящей работе и в работах /1,2/ в начальный момент задается возмущение плотностей электронов и ионов $\tilde{n}_e(x) = \tilde{n}_i(x)$ и возмущение скоростей, соответствующее фазовой скорости ионно-звуковой волны $v_\phi^i = c_s / \sqrt{1 + (k_i r_d)^2}$, так что число Маха меньше единицы. Развитие такого возмущения исследовано в работе /9/. Показано, что при небольших \tilde{n}/n_0 развитие этого возмущения через три-четыре периода плазменных колебаний T_{oe} приводит к установлению ионно-звуковой волны. С ростом \tilde{n}/n_0 начинает проявляться ионная нелинейность и устанавливается нелинейная ионно-звуковая волна. Найдена граница ионной нелинейности и граница захвата ионов, выше которой становится существенным захват ионов и волна опрокидывается. Эти эффекты существенны и в настоящей работе. Эффекты, связанные с установлением волны, с захватом электронов ионно-звуковой волной, не играют в этой работе существенной роли, поскольку изменения энергии электронов и энергии

поля малы по сравнению с энергией исследуемой ленгмювской волны (при максимальных \tilde{n}/n_0 они меньше 10% энергии волны).

Для выяснения сравнительной роли разных явлений в настоящей работе использовались сравнение численных экспериментов с подвижными и неподвижными ионами ($\frac{M}{m} = 10^2$ и 10^{10}), сравнение со случаем однородной плазмы и со случаем ионно-звуковой волны ($\frac{M}{m} = 10^2$ и 10^{10}). Рассмотрим, какие явления проявляются в тех или иных случаях:

1. Ионно-звуковая волна $\frac{M}{m} = 10^{10}$ - установление волны; захват электронов /9/.

2. Ионно-звуковая волна $\frac{M}{m} = 10^2$ - то же, что 1; ионные нелинейности, в том числе опрокидывание волны /9/.

3. Ленгмювская волна в однородной плазме $\frac{M}{m} = 10^2$ - первичная модуляционная неустойчивость; вторичная конверсия; захват электронов гармониками волны; возмущение скоростей ионов пондеромоторной силой /3/.

4. Ленгмювская волна в неоднородной плазме $\frac{M}{m} = 10^{10}$ - то же, что 1; конверсия; захват электронов гармониками конверсии /4/.

5. Ленгмювская волна в неоднородной плазме $\frac{M}{m} = 10^2$ - то же, что 2, 3 и 4; вторичная модуляционная неустойчивость и конверсия /1,2,9/.

Рассмотрим, как можно регистрировать разные явления:

1) Первичная модуляционная неустойчивость - по модуляции распределения поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ с $\Delta x \sim \lambda_e/2$; по росту амплитуды $E^N(t)$ гармоник с $N = 2, 3, \dots$; сравнением со случаем ленгмювской волны в однородной плазме кривых $E_m^2(t)$, $\tilde{n}_m(t)$, характеризующих концентрацию поля и рост впадины плотности (E_m - максимальное значение $E(x)$ за период T_{oe} , \tilde{n}_m - возмущение на дне впадины).

2) Конверсия - по модуляции поля $E(x)$ с $\Delta x \sim \lambda_i$; по росту амплитуды гармоник конверсии $E^N(t)$, $N = N_e \pm \beta N_i$; сравнением кривых $E^N(t)$ и $E_m^2(t)$ в случаях с $\frac{M}{m} = 10^2$ и 10^{10} .

3) Вторичная модуляционная неустойчивость - по росту впадин $\tilde{n}(x)$ ионно-звуковой волны $\Delta x \sim \lambda_i$ и по кривым $\tilde{n}^{N_i}(t)$.

4) Захват электронов - по фазовым плоскостям электронов и по росту энергии электронов при затухании поля по кривым $\Delta W_e(t)$, $W_e(t)$ ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$).

5) Образование хвостов или нагрев - по фазовым плоскостям электронов и по функциям распределения по скоростям.

6) Установление и развитие ионно-звуковой волны - по кривым $E^{N_i}(t)$, $\tilde{n}^{N_i}(t)$; сравнением с ионно-звуковой волной.

7) Ионные нелинейности - по укрупнению распределения, плотности $\tilde{n}(x)$ и распределения скоростей $\tilde{v}(x)$ (по фазовым плоскостям ионов); сравнением с ионно-звуковой волной.

8) Захват ионов - опрокидывание волны - по фазовым плоскостям ионов; уменьшению возмущения плотности по $\tilde{n}(x)$, $\tilde{n}^{N_i}(t)$, $\tilde{v}_m(t)$; по росту энергии ионов $\Delta W_i(t)$ ($\Delta W_i = W_i - W_i^0$; сравнением с ионно-звуковой волной).

9) Возмущение скоростей ионов пондеромоторной силой - по фазовым плоскостям ионов; по росту $\Delta W_i(t)$ - сравнением со случаем однородной плазмы и с ионно-звуковой волной.

Проводилось несколько серий численных экспериментов при изменении начального возмущения плотности \tilde{n}/n_0 или его длины волны λ_i при отношении масс $M/m = 10^2$ и отношении температур $T_e/T_i = 30$. Начальные параметры (\tilde{n}/n_0 и λ_i/r_d) возмущения плотности в сериях 1, 2 и 3 показаны на Рис. 1. На этом рисунке показаны также полученные в работе /9/ границы ионной нелинейности и захвата ионов для случаев, когда эти эффекты становятся существенными за время $\sim 15 T_{oe}$.

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛОТНОСТИ

Серия I. $E_0^2/8\pi n T = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_\phi^e/V_T^e = 16$; $\lambda_i/r_d = 6,7$; $V_\phi^i/V_T^i = 4,0$; $\lambda_e/\lambda_i = 15$; $N_e = 1$; $N_i = 15$.

Случай	I-0	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5
\tilde{n}/n_0	0	$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$6,3 \cdot 10^{-1}$

Основные гармоники конверсии $\beta = 1$.

$N_1 = N_e - N_i = 14$; $\lambda_1/r_d = 7,1$; $V_{\phi}^{N_1}/V_T^e = -2,1$ (обратная волна).

$N_2 = N_e + N_i = 16$; $\lambda_2/r_d = 6,3$; $V_{\phi}^{N_2}/V_T^e = 2,0$ (прямая волна).

Из Рис.1 видно, что параметры начального возмущения соответствует линейной или слабонелинейной ионно-звуковой волне в случаях I-1 и I-2 и нелинейной волне - в случае I-3. В случаях I-4, I-5 параметры возмущения лежат значительно выше границы захвата, что соответствует захвату большого числа ионов, т.е. опрокидыванию волны.

Кривые, описывающие эту серию численных экспериментов, приведены на Рис.2-9.

На рис.2 показаны кривые $E_m^2/E_0^2(t)$;

Рис.3 а-в кривые $W_e/W_e^0(t)$ и $\Delta W_e/W_e^0(t)$ (W_e^0 - начальная энергия электрического поля ленгмюровской волны;

Рис.3 г - кривые $\delta W/W_e^0(\tilde{n}/n_0)$, где $\delta W_e(t) = \Delta W_e(t) - \Delta W_e^0$ - прирост энергии электронов в момент t , $\delta W_e^i = |\Delta W_e(t_{max}) - \Delta W_e^0|$ - изменение энергии электронов при установлении ионно-звуковой волны из /9/, $\delta W_e^i = \Delta W_e(t_{max}) - \Delta W_e(t_{min})$ - прирост энергии электронов при захвате их ионно-звуковой волной из /9/;

Рис.4а,б - кривые $\tilde{n}_m/n_0(t)$ и $\tilde{n}^{N_i}/n_0(t)$;

Рис.5 - $E^{N_i}/E_0(t)$ - амплитуда гармоник конверсии $N_i = N_e - N_i$ и $E^{N_i}/E_0(t)$ - поле ионно-звуковой волны (E_0 - начальная амплитуда ленгмюровской волны);

Рис.6 - функции распределения электронов по скоростям $f(v)$ ($f_0(v)$ - начальная максвелловская функция распределения);

Рис.7.- фазовые плоскости электронов и ионов;

Рис.8 - кривые $\Delta W_i/W_e^0(t)$, $\Delta W_i = W_i - W_i^0$ - изменение энергии ионов;

Рис.9 - кривые $\delta W/W_w(\tilde{n}/n_0)$, характеризующие поглощение энергии электронами и ионами (W_w - энергия, потерянная волной).

Случаи I-1, I-2 приведены не на всех рисунках, т.к. в этих случаях определяющую роль играет первичная модуляционная неустойчивость,

а конверсия приводит к незначительным отличиям. Все кривые при этом почти не отличаются от случая I-0. Это видно, например, по кривым $E_m^2(t)$ для случая I-2 (Рис.2).

Из Рис.2 видно, что во всех случаях с начальной неоднородностью плотность энергии возрастает в течение первого плазменного периода. Максимальное E_m^2 растет с ростом возмущения \tilde{n}/n_0 . Из Рис.5а видно, что рост плотности энергии связан с генерацией гармоник конверсии. По кривым $W(t)$ (Рис.3а) видно, что затухание в случаях I-3 - I-5 начинается с самого начала. Следовательно амплитуда гармоник конверсии и ее максимальное значение определяются сравнительной скоростью роста из-за конверсии и скоростью затухания из-за захвата электронов /4/.

В том же интервале времени устанавливается поле ионно-звуковой волны (в $t=0$ задано $\tilde{n}_i(x) = \tilde{n}_e(x)$, так что поле $E=0$), что видно по росту амплитуды гармоники $N=N_i$ (Рис.5б-д). Как было показано в работе /9/, при развитии поля ионно-звуковой волны поглощается тепловая энергия электронов, так что ΔW_e уменьшается. Рост ΔW_e (Рис.3а) показывает, что определяющую роль играет конверсия. Это неудивительно, т.к. изменение энергии электронов при установлении ионно-звуковой волны δW_e^i ($\delta W_e^i = |\Delta W_e^i(t_{max}^i) - \Delta W_e^i|$, t_{max}^i - момент времени, когда достигается максимальное значение $E(t)$ см. Рис.5б-д) невелики по сравнению с тепловой энергией и энергией ленгмюровской волны /9/. Как видно из Рис.3г прирост энергии электронов $\delta W_e = \Delta W_e(t) - \Delta W_e^0$ в рассматриваемых случаях в $\frac{t}{T_{oe}} \sim 0,5 + 1,5$ значительно превышает δW_e^i . На этом же Рис.3г показана кривая $\delta W_e^i = \Delta W_e^i(t_{min}^i) - \Delta W_e^i(t_{max}^i)$, характеризующая изменение энергии электронов при захвате их ионно-звуковой волной /9/. Видно, что δW_e^i малы по сравнению с изменением энергии электронов в рассматриваемых случаях, так что захват электронов ионно-звуковой волной не играет существенной роли.

Начальная стадия неустойчивости ленгмюровской волны определяется, в основном, конверсией. То, что это так, показывает сравнение случаев с подвижными и неподвижными ионами. В обоих случаях совпадают кривые $E^{N_i}(t)$, начальные участки кривых $E_m^2(t)$ (до $t/T_{oe} \sim 2$), кривые $W(t)$ до $t/T_{oe} \sim 5-10$. (Рис.3б,в). Таким образом, затухание поля в этой области полностью определяется конверсией.

Как видно из Рис.3а-в, затухание приводит к полному поглощению энергии волны. Поглощается некоторая доля энергии волны, причем она возрастает с ростом начального возмущения \tilde{n}/n_0 . В результате генерации гармоник конверсии и их затухания амплитуда ленгмювской волны несколько падает, но остается достаточно большой. С течением времени развивается модуляционная неустойчивость этой волны, которая приводит к модуляции волны и образованию впадин плотности с $\Delta x \sim \lambda_e/2$. Концентрация поля возрастает до тех пор пока не начинается затухание, связанное с захватом электронов гармониками модуляционной неустойчивости, что приводит к образованию хвостов функции распределения по скоростям /3/.

В случае I-3 развитие модуляционной неустойчивости мало отличается от случая I-0 (Рис.2). В $t/T_{oe} \approx 15$ начинается новая стадия затухания, связанная с захватом электронов гармониками модуляционной неустойчивости (Рис.3а), так что максимум $E_m^2(t)$ и $\tilde{n}_m(t)$ достигаются раньше, чем в случае I-0 (Рис.2,4а). Затухание поля продолжается до полного поглощения энергии поля электронами. Из Рис.6,7а видно, что при этом образуются хвосты функции распределения по скоростям и $f(v)$ мало отличается от случая I-0. Начальная конверсия не приводит к заметной вторичной модуляционной неустойчивости. Действительно, возмущение плотности $\tilde{n}^{N_i}(t)$ не возрастает (Рис.4б) и практически не отличается от случая ионно-звуковой волны. На фазовой плоскости ионов (Рис.7б) видно характерное для модуляционной неустойчивости возмущение скоростей ионов ponderomotorной силой с $\Delta x \sim \lambda_e/2$. Энергия ионов заметно возрастает В $t/T_{oe} \approx 8$, в то время как в ионно-звуковой волне в этом случае она практически не меняется (Рис.8в).

В случаях I-4, I-5 практически с самого начала существенную роль играет захват ионов — опрокидывание ионно-звуковой волны, которое приводит к затуханию ионно-звуковой волны (Рис.5г,д), росту энергии ионов (Рис.8 г,д) и уменьшению возмущения плотности (Рис.4 а-г). Сравнение с ионно-звуковой волной показывает, что опрокидывание в этих случаях идет несколько быстрее (Рис.4в,г). Развитие опрокидывания в случае I-5 можно видеть по фазовым плоскостям ионов (Рис.7ж-и).

Сравнение со случаем, неподвижных ионов показывает, что эффекты, связанные с опрокидыванием ионно-звуковой волны, не сказываются существенно на конверсии и начальном затухании ленгмювской волны. Действительно, как уже отмечалось, кривые $E^{N_i}(t)$, характеризующие конверсию, практически совпадают. Совпадают до $t/T_{oe} \sim 5-10$ и кривые $W_E(t)$, $\Delta W_e(t)$, характеризующие затухание волны и поглощение энергии электронами. В этом интервале времени одинаковы и фазовые плоскости электронов. По фазовым плоскостям электронов (Рис.7в,г) видно, что электроны захватываются гармониками конверсии $N=14$ (обратная волна) и $N=16$ (прямая волна) с фазовой скоростью $V_\phi^N \sim 2V_T^e$, так что захватывается значительное число электронов. Это ведет к быстрому затуханию гармоник конверсии (Рис.5а), так что часть электронов выходит из захвата с повышенной энергией. Амплитуда гармоник конверсии падает, что ведет к прекращению захвата электронов и затуханию волны. Из Рис.3а-в видно, что поглощение энергии поля электронами замедляется и практически прекращается в $t/T_{oe} \approx 5-10$. По функциям распределения видно, что они уширяются (Рис.6в,г), т.е. энергия поглощается основной массой электронов. По фазовым плоскостям электронов в случае с неподвижными ионами видно, что структуры, связанные с захватом электронов гармониками конверсии, размешиваются, но хвосты ускоренных электронов не образуются (Рис.7е).

Поскольку в случаях I-4, I-5 ленгмювская волна в результате конверсии затухает не полностью, с течением времени развивается модуляционная неустойчивость. Чем больше затухает волна в результате конверсии, тем дальше развивается неустойчивость (Рис.2,4а). Параллельно с неустойчивостью развивается вторичная конверсия на новом возмущении плотности. Она приводит, в частности, к генерации обратных волн с длиной волны λ^N , $N=N_e \pm \beta 2N_e$, такой же, как у гармоник модуляционной неустойчивости, что проявляется в появлении компоненты стоячих волн и колебаниях W_E и ΔW_e с периодом $\sim T_{oe}/2/3/$ (на Рис.3б, в нарастающая амплитуда этих колебаний показана вертикальными линиями, на Рис.3а — не показана).

Развитие неустойчивости и вторичной конверсии ограничивается захватом электронов гармониками волны, возбуждающимися при этих процессах. Ускорение захваченных электронов приводит к об-

разованием хвостов функции распределения и полному затуханию поля (Рис. 3а). Из Рис. 7д видно, что небольшое число электронов хвоста ускоряется до значительных скоростей. Как уже отмечалось, в отличие от этого, в случае с неподвижными ионами, где модуляционная неустойчивость невозможна, хвосты не образуются, а структуры, связанные с захватом электронов гармониками первичной конверсии, с течением времени размещиваются (Рис. 7е).

Сравним функции распределения электронов по скоростям в разных случаях. На Рис. 6а-в показаны функции распределения в такие моменты времени, когда поле полностью затухло и не возмущает скорости электронов. На Рис. 6а показаны $f(v)/f_0(0)$ в логарифмических координатах, характеризующие общий вид функции распределения и хвосты. На Рис. 6б показаны $f(v)/f_0(0)$ в линейных координатах, показывающие как изменялась и уширилась $f(v)$ по сравнению с начальной $f_0(v)$. На Рис. 6в показаны $f(v)/f_0(0)$ в линейных координатах, демонстрирующие увеличение эффективной температуры электронов.

Сравнение разных случаев на Рис. 6а показывает, что вид хвостов практически не отличается от случая I-0 вплоть до случая I-3. Это подтверждает, что в случаях I-1 - I-3, определяющую или существенную роль играет первичная модуляционная неустойчивость. В случаях I-4, I-5 существенную роль играет вторичная конверсия, которая приводит к генерации обратных волн и образованию хвостов преимущественно в области отрицательных скоростей.

Сравнение разных случаев на Рис. 6б, в показывает, что с увеличением начального возмущения \tilde{n}/n_0 функции распределения больше и больше уширяются, что позволяет называть это явление нагревом. Однако функции распределения несколько отличаются от максвелловских. Так эффективная температура, определенная по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f_0(0) = 0,6$ (для максвелловской $f(v)$ соответствует интервалу скоростей $\pm v_T^e$) отличается от температуры, определенной на уровне $f(v)/f_0(0) = 0,24$ (интервал $\pm 1,7 v_T^e$), что видно на Рис. 9в. Будем характеризовать нагрев энергией W_h , которой обладают электроны в интервале скоростей, соответствующем уровню $f(v)/f_0(0) = 0,1$. В этом интервале, во всех случаях, содержится более 90% электронов, а в начальной $f_0(v)$ практически все электроны. Область скоростей, соответствующую уровню

$f(v)/f_0(0) < 0,1$ будем называть хвостами. Обозначим энергию нагрева $W_h - W_e^0 = \delta W_h$, энергию хвостов δW_t . Из кривых $W(t)$ (Рис. 3) можно определить энергию, поглощенную электронами к данному моменту времени t $\delta W_e(t) = \Delta W_e(t) - W_E(t)$ (предполагаем, что возмущение полем дает вклад в $\Delta W_e \approx W_E$). Будем нормировать эти величины на энергию, потерянную волной, $W_w = W_w^0 - 2W_E(t)$, где начальная энергия волны $W_w^0 = W_E^0 + \Delta W_e^0 = 3,6 W_e^0$, а $2W_E(t)$ - остаточное поле плюс возмущение энергии электронов в момент t . Обычно $W_w \approx W_w^0$.

На Рис. 9а показаны кривые зависимости от начального возмущения плотности \tilde{n}/n_0 энергии нагрева δW_h и энергии $\delta W_e(t)$, приобретенной электронами к моменту t при поглощении гармоник конверсии. Величина $\delta W_e(t)$ определяется из кривых $W(t)$ (Рис. 3) в $t \sim 5$ и $12 T_{oe}$, где гармоники конверсии в основном затухли, а захват гармониками модуляционной неустойчивости практически еще не начался. Из Рис. 9а видно, что кривые δW_h и $\delta W_e(12 T_{oe})$ близки. Это подтверждает, что уширение функции распределения и нагрев электронов, в основном, определяются затуханием гармоник конверсии на начальной стадии. Небольшое различие кривых указывает, что конверсия и нагрев продолжаются и позже, например, в случае I-5 - до $t/T_{oe} \approx 25$. На этом же Рис. 9а показана кривая δW_e^i , характеризующая полное изменение энергии электронов при установлении и развитии ионно-звуковой волны из работы [9]. Видно, что δW_e^i значительно меньше, чем δW_h . Так что эффекты, связанные с ионно-звуковой волной, практически не влияют на нагрев электронов.

На Рис. 9б показана энергия нагрева, энергия поглощенная хвостами и энергия, поглощенная ионами δW_i , в момент времени, когда поле практически затухло. Видно, что энергия нагрева растет, а энергия хвостов падает с ростом начального возмущения плотности. Возрастает и энергия ионов, хотя она и остается малой по сравнению с энергией нагрева.

Из Рис. 8 а-в видно, что в случаях I-0, I-2, I-3 при малых возмущениях \tilde{n}/n_0 основная часть энергии ионов определяется модуляционной неустойчивостью - возмущением скоростей ионов под действием ponderomotorной силы. Это возмущение возрастает по мере развития неустойчивости, достигает максимума $\Delta W_i \max$ перед началом затухания поля и падает, до некоторой $\Delta W_i \min$, когда

впадина плотности схлопывается. Энергия, поглощенная ионами, $\delta W_i = \Delta W_i - \Delta W_i^0$ достигает заметной величины (Рис.9г). Следует отметить, что во всех случаях энергия ионов $\Delta W_i(t)$ промодулирована с периодом $\sim T_{oe}$. Это связано с возмущением скоростей ионов полем ленгмюровской волны. При затухании волны модуляция исчезает.

В случаях I-4, I-5 заметная часть энергии ионов определяется их ускорением при захвате ионно-звуковой волной при ее опрокидывании. Из Рис.8г,д видно, что в этих случаях энергия ионов начинает расти с самого начала в том же интервале, где растет ΔW_i ионно-звуковой волны. В случае I-4 первичная модуляционная неустойчивость еще вносит заметный вклад в ΔW_i , а в случае I-5 ее вклад мал по сравнению с опрокидыванием волны. Тем не менее энергия, поглощенная ионами, заметно превышает δW_i в случае ионно-звуковой волны (Рис.9г).

Причиной этого различия является то, что в этих случаях поле ионно-звуковой волны заметно больше, чем в случаях, исследованных ранее /9/, что видно из Рис.5г,д. В большем поле ионы ускоряются до больших скоростей и набирают большую энергию. Действительно по фазовым плоскостям ионов видно, что максимальная скорость ионов в случаях I-4, I-5 в 1,5 раза больше, чем в соответствующих случаях ионно-звуковой волны.

Увеличение поля в случаях I-4, I-5 можно приписать росту эффективной температуры электронов. На Рис.5д показано поле ионно-звуковой волны в случаях I-5 с подвижными (1) и неподвижными (2) ионами и поле волны из /9/ также с подвижными (3) и неподвижными (4) ионами. В случаях с подвижными ионами существенно опрокидывание волны, в случаях с неподвижными ионами устанавливается стационарное поле волны. Видно, что в случае I-5, $\frac{M}{m} = 10^{10}$ (кривая 2) оно значительно больше, чем в ионно-звуковой волне /9/ (кривая 4). Единственное различие этих случаев - возможность конверсии и нагрева электронов в случае I-5. Таким образом, увеличение поля E^{N_i} связано с нагревом электронов. В рассматриваемом случае I-5 с подвижными ионами (кривая 1) начальный участок кривой 1 совпадает с кривой 2, после чего поле падает, оставаясь большим по величине, чем в ионно-звуковой волне из /9/ (кривая 3).

Серия 2. $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_\phi^e/V_T^e = 16$; $\lambda_i/r_d = 14,3$

$$V_\phi^i/V_T^i = 5,0; \lambda_e/\lambda_i = 7; N_e = 1; N_i = 7.$$

Случай	2-0 \equiv I-0	2-1	2-2	2-3	2-4
\tilde{n}/n_0	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$6,7 \cdot 10^{-1}$

Основные гармоники конверсии $N_i = N_e - N_i$

$$N_1 = 6; \lambda_1/r_d = 16,6; V_\phi^{N_1}/V_T^e = -3,2 \text{ (обратная волна)}$$

$$N_2 = N_e + N_i = 8; \lambda_2/r_d = 12,5; V_\phi^{N_2}/V_T^e = 2,6 \text{ (прямая волна)}$$

Из Рис.1 видно, что параметры начального возмущения плотности соответствуют линейной или слабонелинейной ионно-звуковой волне в случаях 2-1 и 2-2, нелинейной волне - в случае 2-3 и опрокидыванию - в случае 2-4.

Кривые, описывающие эту серию численных экспериментов, приведены на Рис.10-18.

Рис.10 - кривые $E_m^2/E_0^2(t)$;

Рис.11 - кривые $W/W_E^0(t)$;

Рис.12 - кривые $\tilde{n}_m/n_0(t)$ и $\tilde{n}^{N_i}/n_0(t)$;

Рис.13 - кривые $E^{N_1}/E_0(t)$ и $E^{N_2}/E_0(t)$; $J_1(\pi \tilde{n} t/T_{oe}) = J_1(\frac{1}{2} \tilde{n} W_{oe} t)$ - функция Бесселя первого порядка, характеризующая амплитуду незатухающих основных гармоник конверсии $\beta = 1, N = N_e \pm N_i$;

Рис.14 - распределение поля $E/E_0(x)$ и плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в разные моменты времени;

Рис.15 - функции распределения электронов по скоростям;

Рис.16 - фазовые плоскости электронов и ионов;

Рис.17 - кривые $\Delta W_i/W_e^0(t)$;

Рис.18 - кривые $\delta W/W_w(\frac{\tilde{n}}{n_0})$, характеризующие поглощение энергии электронами и ионами.

В этой серии длина волны возмущения плотности больше, чем в серии I. Длина волны и фазовая скорость гармоник конверсии также больше, чем в серии I. Хотя как и в серии I затухать начинают уже основные гармоники конверсии с $\beta = 1$, но их скорость

затухания меньше, так что они успевают нарасти до большей амплитуды (Рис. I3a), что приводит к увеличению области захвата электронов. Кроме того успевают развиться и более коротковолновые гармоники конверсии с $\beta \approx 2$ и $V_{\phi} \leq 2 V_T$.

Так же, как в серии I, эффекты, связанные с установлением поля ионно-звуковой волны и с захватом электронов ионно-звуковой волной, не играют существенной роли, что видно из Рис. IIв.

Так же, как в серии I, при малых возмущениях плотности определяющую роль играет первичная модуляционная неустойчивость.

Случай 2-1 мало отличается от случая 2-0 однородной плазмы, хотя затухание начинается несколько раньше (Рис. IIa). Основную роль в этом случае играет первичная модуляционная неустойчивость.

Случай 2-2 заметно отличается от случая 2-0 (Рис. I0-I2). Хотя затухание в этом случае начинается почти с самого начала (Рис. IIa), гармоники конверсии успевают нарасти до заметной величины (Рис. I3a). По распределению поля и плотности (Рис. I4a) видно, что параллельно развиваются и первичная модуляционная неустойчивость, приводящая к модуляции поля и плотности с $\Delta x \sim \frac{\lambda_e}{2}$, и конверсия, приводящая к модуляции поля с $\Delta x \sim \lambda_i$. Рост впадин плотности начального возмущения (Рис. I4a, Рис. I2б, в) показывает, что существенна и вторичная модуляционная неустойчивость. Это подтверждается и видом возмущения скорости на фазовых плоскостях ионов (Рис. I6 г-е).

По фазовым плоскостям электронов видно, что гармоники конверсии захватывают электроны плазмы (Рис. I6a). С течением времени эти структуры размещаются (Рис. I6б). Позже появляются хвосты - ускоренные до больших скоростей электроны, захваченные гармониками модуляционной неустойчивости (Рис. I6в).

Функция распределения электронов по скоростям в области, где поле затухло, заметно отличается от случая 2-0 (Рис. I5). Хотя заметная доля энергии поглощается хвостами, но основная ее доля идет на нагрев основной массы электронов. Это хорошо видно на Рис. I8б. Функция распределения значительно отличается от максвелловской - она меньше меняется по сравнению с начальной $f_0(v)$ в области малых скоростей и больше - в области больших (Рис. I5в). Это подтверждается большим различием эффективной температуры, определенной по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f(0) = 0,6$ и $0,24$

(Рис. I8в). Это неудивительно, поскольку фазовые скорости основных гармоник конверсии $\sim 2,6 - 3,2 V_T$. Судя по виду функции распределения они и определяют основной эффект.

В случае 2-2 ионно-звуковая волна слабонелинейная /9/. Это приводит к небольшому укрупнению возмущения плотности и скорости, но не влияет существенным образом на неустойчивость. Возмущение скоростей ионов и рост энергии ионов в этом случае определяются первичной и вторичной модуляционной неустойчивостью (Рис. I7a).

В случае 2-3 также проявляется модуляционная неустойчивость (Рис. I4б, I2a), однако, определяющую роль играет конверсия. Она приводит к быстрой модуляции волны с $\Delta x \sim \lambda_i$ и поглощению энергии электронами плазмы. Рост впадин плотности (Рис. I4б, I2б, г) показывает, что существенна и вторичная модуляционная неустойчивость.

По фазовым плоскостям электронов (Рис. I6ж) хорошо виден захват электронов гармониками конверсии. С течением времени структуры захваченных частиц размещаются. В отличие от случая 2-2 ускоренных электронов - хвостов в этом случае практически нет (Рис. I6з, и).

Функция распределения в области, где поле затухло, (Рис. I5) сильно уширена и заметно асимметрична. Основная доля энергии - больше 90% - в этом случае идет на нагрев электронов (Рис. I8а, б). Эффективная температура, определенная по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f(0) = 0,24$, достигает величины $T_e \sim 3,6 T_e^0$. Таким образом, в этом случае конверсия определяет практически полное поглощение энергии волны основной массой электронов плазмы. Выделение "хвостов" в этом случае особого смысла не имеет, т.к. небольшая доля электронов в области $f(v)/f(0) > 0,1$ является электронами, захваченными и ускоренными основными гармониками конверсии, а не гармониками модуляционной неустойчивости.

В случае 2-3 ионно-звуковая волна сильно нелинейна /9/. Это приводит к заметному укрупнению возмущения плотности (Рис. I4б) и скорости ионов (Рис. I6к, л). Укрупнение плотности эквивалентно генерации коротковолновых гармоник ионно-звуковой волны. Взаимодействие с ними ленгмювской волны и ее гармоник должно приводить за счет конверсии к генерации более и более коротковолновых гармоник ленгмювской волны. Этот процесс, однако, не играет суще-

ственной роли, т.к. первичная конверсия развивается и приводит к затуханию поля одновременно с укрупнением.

При дальнейшем развитии возмущения плотности и скорости ионов проявляется возмущение под действием пондеромоторной силы первичной и вторичной модуляционной неустойчивости (Рис. I4б, I6л). В области, где возмущение скоростей становится достаточно большим, начинается захват и ускорение ионов (Рис. I6м). В результате этих процессов энергия ионов растет значительно быстрее, чем в ионно-звуковой волне (Рис. I7б).

В случае 2-4 существенную роль играет захват ионов ионно-звуковой волной - опрокидывание волны (опрокидывание ионно-звуковой волны с начальным возмущением случая 2-4 подробно описано в /9/). За $5-10 T_{oe}$ опрокидывание приводит к существенному изменению и уменьшению возмущения плотности (Рис. I4г, I2а, б, д). Однако, конверсия развивается быстрее. Как видно из Рис. I0, I3а, I4г, конверсия приводит к сильной модуляции ленгмювской волны и концентрации поля во впадинах плотности ионно-звуковой волны в течение времени $\sim 0,5 T_{oe}$. Определяющая роль конверсии на начальной стадии и независимость ее от опрокидывания волны подтверждаются сравнением со случаем неподвижных ионов, где опрокидывания нет и конверсия является определяющим процессом. Сравнение кривых $E_m^2(t)$, $E^M(t)$, $E(x)$ (Рис. I4в и г), $W(t)$ (Рис. IIб) показывает, что они практически совпадают в интервале времени до $t \sim 3 T_{oe}$. К этому времени основная часть энергии волны поглощается электронами (Рис. IIа, б). Как видно из Рис. I8б энергия в хвостах мала - меньше 10%, основную долю энергии поглощает нагрев. Так же, как и в случае 2-3, хвосты состоят из электронов, захваченных и ускоренных гармониками конверсии (Рис. I6н).

Модуляционные неустойчивости в этом случае практически не играют роли, за исключением добавочного возмущения скоростей ионов при вторичной модуляционной неустойчивости. Это возмущение вместе с увеличением эффективной температуры электронов (Рис. I8в) приводит к более быстрому укрупнению и опрокидыванию ионно-звуковой волны по сравнению со случаем чистой волны /9/. Увеличение эффективной температуры, как и в случае I-5, приводит к росту поля ионно-звуковой волны по сравнению со случаем чистой волны /9/. (Рис. I3б), что и определяет ускорение опрокидывания. Это вид-

но из сравнения кривых $\tilde{n}(x)$ (Рис. I4г, д), $\tilde{n}/n_0(t)$ (Рис. I2д), $\Delta W_i(t)$ (Рис. I7в), $\delta W_i(\tilde{n}/n_0)$ (Рис. I8г). Действительно, возмущение плотности в случае 2-4 падает быстрее, а энергия ионов растет быстрее, чем в случае ионно-звуковой волны.

При изучении опрокидывания ионно-звуковой волны /9/ было обнаружено, что опрокидывание - захват и ускорение ионов - сопровождается поглощением не только энергии поля ионно-звуковой волны, но и поглощением некоторой доли тепловой энергии электронов. Из Рис. IIб видно, что и в случае 2-4 энергия электронов меньше, чем в случае неподвижных ионов, когда опрокидывания нет. Отметим, что то же самое наблюдается и в случае I-5 (Рис. 3в). Из Рис. I5б, в видно, что функция распределения в случае 2-4 сужается в области малых скоростей, подобно случаю ионно-звуковой волны /9/. Энергия нагрева δW_h и полная энергия, поглощенная электронами $\delta W_h + \delta W_e$, оказывается меньшей, чем в случае 2-3 (Рис. I8б). Энергия, поглощенная ионами δW_i , напротив; сильно возрастает, достигая почти 20% от энергии, потерянной волной (Рис. I8б, г).

Сравним случай 2-4 с неподвижными и подвижными ионами. В случае неподвижных ионов проявляются процессы, связанные с установлением ионно-звуковой волны и конверсией ленгмювской волны на неоднородности плотности. В случае подвижных ионов к ним добавляются процессы, связанные с опрокидыванием ионно-звуковой волны. Сравним энергию, поглощенную электронами $\delta W_e = \Delta W_e(t) - W_e(t)$, в обоих случаях. Как видно из Рис. IIг она практически одинакова. Поскольку эта энергия определяется в основном, нагревом электронов гармониками конверсии, из Рис. IIг следует, что конверсия приводит к одинаковому нагреву в обоих случаях. Выделим энергию, связанную с ионно-звуковой волной. Из Рис. IIб видно, что в случае с неподвижными ионами после затухания поле устанавливается на примерно постоянном уровне. Это и есть поле ионно-звуковой волны. В случае с подвижными ионами поле затухает из-за захвата и ускорения ионов. Разность $\delta W_e = W_e[10^{10}] - W_e[10^2]$ дает энергию, потерянную полем волны. Разность энергии электронов $\delta(\Delta W_e) = \Delta W_e(t)[10^{10}] - \Delta W_e[10^2]$ показывает энергию, потерянную электронами при опрокидывании ионно-звуковой волны. Из Рис. IIд видно, что энергия, поглощенная ионами δW_i , превышает энергию, потерянную полем, и равна сумме $\delta W_e + \delta(\Delta W_e)$.

Это совпадает с тем, что наблюдалось при исследовании опрокидывания ионно-звуковых волн /9/. Механизм бесстолкновительной передачи тепловой энергии электронов ионам рассмотрен в работе /9/.

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛОТНОСТИ

Серия 3. $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_{\phi}^e/V_T^e = 16$; $\tilde{n}/n_0 = 0,2$.

Случай	3-0 \equiv 1-0	3-1 \equiv 1-3	3-2	3-3 \equiv 2-3	3-4	3-5
N_i	-	15	10	7	5	2
λ_i/r_d	-	6,7	10	14,3	20	50
V_{ϕ}^i/V_T^i	-	4,0	4,6	5,0	5,2	5,4
$N_1 = N_e - N_i$	-	14	9	6	4	1
λ_1/r_d	-	7,1	11,1	16,6	25	100
$V_{\phi}^{N_1}/V_T^i$	-	-2,1	-2,5	-3,2	-4,4	-16,0
$N_2 = N_e + N_i$	-	16	11	8	8	3
λ_2/r_d	-	6,3	9,1	12,5	16,6	33,3
$V_{\phi}^{N_2}/V_T^i$	-	2,0	2,4	2,6	3,2	5,6

Из Рис.1 видно, что параметры начального возмущения плотности во всех случаях этой серии, соответствуют нелинейным волнам.

Кривые, описывающие эту серию численных экспериментов приведены на Рис.19-22.

На Рис.19 показаны кривые $E_m^2/E_0^2(t)$;

Рис.20 - кривые $W/W_E^0(t)$;

Рис.21 - кривые $E^{N_1}/E_0(t)$;

Рис.22 - кривые $\delta W/W_W(\lambda_i/r_d)$.

Мы не будем рассматривать эту серию так же подробно, как предыдущие, тем более, что два случая этой серии рассматривались выше - случай 3-1 \equiv 1-3 в серии 1, случай 3-3 \equiv 2-3 в серии 2. Серия 3 рассматривалась также в работе /2/.

Как видно из Рис.19-21, в случаях 3-5, 3-4, 3-3 определяющую роль играет конверсия, которая приводит к поглощению энергии электронами плазмы и полному затуханию поля. С уменьшением длины волны возмущения уменьшается фазовая скорость гармоник конвер-

сии, так что они начинают захватывать электроны плазмы при меньшей амплитуде. Это приводит к более раннему началу затухания и уменьшению максимальной амплитуды гармоник конверсии (Рис.2). В случаях 3-4, 3-5 фазовая скорость гармоник конверсии $V_{\phi}^N/V_T^e > 3-4$, так что захват и ускорение электронов приводит к образованию хвостов. В случае 3-5 только незначительная доля энергии идет на нагрев, с уменьшением λ_i в случаях 3-4, 3-3 она возрастает (Рис.22а,б) в связи с уменьшением фазовой скорости гармоник конверсии.

При дальнейшем уменьшении λ_i и V_{ϕ}^N гармоник конверсии (случаи 3-3, 3-2, 3-1) роль затухания продолжает возрастать. Гармоники конверсии успевают развиться только до малой амплитуды (Рис.21). В результате они поглощают не всю энергию волны, а только ее часть (Рис.20). Как было показано в серии I для случая 1-3, в случаях 3-1, 3-2 на остаточной волне развивается модуляционная неустойчивость (Рис.19) и энергия поглощается при захвате электронов гармониками модуляционной неустойчивости, что приводит к образованию хвостов. Действительно, из Рис.22б, видно, что при уменьшении λ_i в случаях 3-3, 3-2, 3-1 доля нагрева падает, а доля энергии, поглощенной хвостами, растет. Случай 3-3 оказывается наиболее благоприятным для нагрева. В этом случае фазовые скорости основных гармоник конверсии достаточно малы ($V_{\phi}^N \sim 2,6$ и $-3,2 V_T^e$), а скорость затухания такова, что они успевают нарасти до заметной, но не слишком большой амплитуды, так что хвосты функции распределения не образуются. Одновременно успевают развиться также более высокие гармоники конверсии с $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta > 1$ с меньшими фазовыми скоростями, поглощение которых приводит к нагреву электронов плазмы.

О МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА

Мы предполагали, что нагрев электронов плазмы связан с захватом их гармониками конверсии. Рассмотрим механизм нагрева подробнее. То, что захват электронов гармониками конверсии играет определяющую роль в поглощении энергии поля электронами, не вызывает сомнения. Однако объяснить наблюдающиеся функции распределения по скоростям не удастся. Действительно, нагрев электронов проявляется в изменении всей функции распределения, включая скорости $v \sim 0$. Однако максимальные амплитуды гармоник кон-

версии таковы, что область захвата $V \sim V_{\phi}^N \pm 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$ включает скорости $V/V_T \sim 1-3$ (серия I), $V/V_T \sim 1-4$ (серия 2), но не включает скорости, меньших тепловой V_T (таблица I).

Таблица I

Серия I $N_1 = N_e + N_i = 16$; $V_{\phi}^{N_1}/V_T = 2,00$.

Случай	I-2	I-3	I-4	I-5
$E_{max}^{N_1}$	0,3	2,5	5,0	8,6
$2\sqrt{\frac{e\varphi^{N_1}}{m}}/V_T$	0,17	0,50	0,71	0,93
$\frac{V_{\phi}^N - 2\sqrt{\frac{e\varphi^{N_1}}{m}}}{V_T}$	1,83	1,50	1,29	1,07
$\frac{V_{\phi}^i + 2\sqrt{\frac{e\varphi^i}{m}}}{V_T}$	0,37	0,84	1,27	1,58

Серия 2. $N_1 = N_e + N_i = 8$; $V_{\phi}^{N_1}/V_T = 2,65$.

Случай	2-2	2-3	2-4
$E_{max}^{N_1}$	10,0	10,2	16,3
$2\sqrt{\frac{e\varphi^{N_1}}{m}}/V_T$	1,42	1,43	1,81
$\frac{V_{\phi}^N - 2\sqrt{\frac{e\varphi^{N_1}}{m}}}{V_T}$	1,23	1,22	0,84
$\frac{V_{\phi}^i + 2\sqrt{\frac{e\varphi^i}{m}}}{V_T}$	0,91	1,24	2,39

E нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$.

φ^i определяется по $E_{max}^{N_i}$ в режиме.

Более высокие гармоники конверсии $\beta > 1$ имеют малую амплитуду, так что несмотря на меньшую V_{ϕ}^N , их области захвата также лежат выше V_T . Отметим, что минимальные скорости гармоник, которые могут быть описаны в нашем численном эксперименте, близки к $2V_T$ (для гармоники $N=30$, $\lambda_e/r_d=3,3$ - $V_{\phi}^N/V_T=1,8$). Был проведен численный эксперимент, моделирующий захват электронов гармониками конверсии в случае 2-3 серии 2. В случае I в начальный момент времени задавалась гармоника $N \equiv N_1 = 8$ с $E = E_{max}$ из случая 2-3, в случае 2 - все гармоники конверсии $N = 8; 15; 22; 29$ с максимальными амплитудами из случая 2-3. Ионы задавались неподвижными $M/m = 10^{10}$. Захват и ускорение электронов этими гармониками приводит к их затуханию. На Рис.23а, б показаны функции распределения по скоростям в случаях I и 2.

Для сравнения на Рис.23б приведена функция распределения, наблюдающаяся в случае 2-3 после затухания поля. Видно, что $f(v)$ в случаях I и 2 практически не различаются, но сильно отличаются от $f(v)$ случая 2-3. Как и следовало ожидать, всё изменение $f(v)$ сосредоточено в области захвата заданных гармоник, а в области $v \leq V_T$ $f(v)$ практически не отличается от начальной.

Сильное изменение функции распределения можно ожидать в случае, когда область захвата велика - $2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}} \sim V_{\phi}^N$. Это подтверждает модельный численный эксперимент - случай 3 ($N=8$; $V_{\phi}^N/V_T = 2,65$; $2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}} = V_{\phi}^N$). Из Рис.23в, 24и видно, что в этом случае функция распределения и фазовая плоскость сильно меняются и в области $V \sim 0 - V_T$. Однако в численных экспериментах серий I, 2, 3 гармоники конверсии не достигают таких амплитуд.

Можно предполагать, что электроны со скоростями $V \leq V_T$ вовлекаются в нагрев из-за пересечения областей захвата ионно-звуковой волны (верхняя граница области захвата - $V^i \sim V_{\phi}^i + 2\sqrt{\frac{e\varphi^i}{m}}$) и гармоник конверсии (нижняя граница области захвата $V^N \sim V_{\phi}^N - 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$). Однако из Таблицы I видно, что во многих случаях эти области захвата не пересекаются ($V^i < V^N$), так что помимо этого механизма должен существовать и другой.

Можно предположить, что все электроны вовлекаются в нагрев в результате того, что гармоники конверсии взаимодействуют с электронами плазмы, когда ленгмювская волна еще не затухла. Поле начальной ленгмювской волны возмущает скорости электронов и дает им прибавку $\Delta v \sim 2,2 V_T$. В результате все электроны, включая электроны с невозмущенными скоростями $V \sim 0$, периодически попадают в область захвата гармоник конверсии и могут сильно взаимодействовать с ними. Для проверки этой гипотезы модельный численный эксперимент случай I ($N=8$, $E = E_{max}^{N_1} = 10,2$) сравнивался со случаем 4, в котором кроме гармоники $N=8$ задавалась ленгмювская волна с начальными параметрами ($N=1$, $E = 70,4$), $\frac{M}{m} = 10^{10}$. На Рис.24а-з показаны фазовые плоскости электронов в разные моменты времени в двух случаях. Из Рис.24д-в хорошо видно, что в случае 4 скорости электронов возмущены бегущей ленгмювской волной. Это не препятствует захвату электронов гармоникой $N=8$. Из Рис.24а-з видно, что захват и ускорение

электронов гармоникой $N=8$ и образование структур захваченных частиц наблюдается в обоих случаях. Хорошо видно, что в случае 4 в область захвата гармоникой $N=8$ в разные моменты времени попадают все электроны с начальными скоростями $v \approx 0$. Захват электронов приводит к затуханию гармоникой $N=8$ (Рис.25), причем в случае 4 гармоника затухает быстрее. Это подтверждает, что в случае 4 с гармоникой $N=8$ взаимодействует большее число электронов, чем в случае 1. Функция распределения в случае 4 сильно искажена возмущением скоростей полем ленгмюровской волны. Однако сравнение $f(v)$ случая 4 в $t/\tau_{oe} = 5$, когда поле гармоникой $N=8$ затухло, со случаем 5, где задана только ленгмюровская волна $N=1$, показывает, что функции распределения в этих случаях различаются (Рис.23г). Область, в которой меняется $f(v)$, шире области захвата гармоникой $N=8$ на величину Δv , так что предельные скорости $v \sim v_{\phi} \pm (2\sqrt{\frac{e\phi N_1}{m}} + \Delta v)$ и эта область включает начальные скорости $v \sim 0 - v_T$.

Таким образом, модельные численные эксперименты подтверждают высказанную гипотезу механизма нагрева электронов при неустойчивости ленгмюровской волны в неоднородной плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. I, III". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 8I-43; 8I-89, 1981..
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 8I-88, 1981.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин.
 - а. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-76, 1978.
 - б. Физика плазмы 7, 383, 1981.
 - в. Comments Plasma Phys. 6, 21, 1980.
4. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin Physica Scripta 24, 566, 1981.
5. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson Phys. Fluids, 16, 1967, 1973.
6. P.Bertrand, M.R.Feix, G.Baumann J. Plasma Phys. 6, 351, 1971.
7. D.W.Forslund, J.M.Kindel, K.Lee, B.B.Godfrey Phys. Fluids 22, 462, 1979.
8. H.Ikezi, P.Folkes Phys. Fluids 23, 314, 1980.
9. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Ионно-звуковые волны большой амплитуды". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-5I, 1982.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1. Начальные параметры ионных возмущений, граница ионной нелинейности (1) и захвата (2).
- Рис.2. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2/E_0^2(t)$ при разных начальных возмущениях плотности. Серия I.
- Рис.3. а-в. Зависимость от времени энергии поля W_E/W_E^0 и возмущенной энергии электронов $\Delta W_e/W_E^0(t)$.
 а. Серия I. $W_E, \Delta W_e$ - по средним точкам. Колебания с периодом $\sim T_{ce}$ не показаны.
 б. Случай I-4, $M/m = 10^2$ и 10^{10}
 в. Случай I-5, $M/m = 10^2$ и 10^{10}
 Вертикальные линии - амплитуда колебаний с периодом $\sim \frac{T_{ce}}{2}$
- Рис.3г. Зависимость от начального возмущения плотности прироста энергии электронов $\delta W/W_E^0(\tilde{n}/n_0)$. Серия I.
 $\delta W_e(t) = \Delta W_e(t) - \Delta W_e^0$; $\delta W_e^i = |\Delta W_e^i(t_{max}) - \Delta W_e^i^0| - \delta W_e^i - \Delta W_e^i(t_{min}) - \Delta W_e^i(t_{max})$
 в ионно-звуковой волне /9/.
- Рис.4. Зависимость от времени возмущения плотности.
 а. Максимальное возмущение $\tilde{n}_m/n_0(t)$. Серия I.
 б. Возмущение гармоника $N=N_i$ ионно-звуковой волны $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(t)$. Серия I.
 в. $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(t)$ - случай I-4 и ионно-звуковая волна (пунктир).
 г. $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(t)$ - случай I-5 и ионно-звуковая волна (пунктир).
- Рис.5. Зависимость от времени амплитуды гармоник $E^N/E_0(t)$.
 а. Гармоники конверсии $N_1 = N_e - N_i$. Серия I.
 б-д. Гармоника $N=N_i$ (поле ионно-звуковой волны).
 Пунктир - ионно-звуковая волна /9/.
 б. Случай I-2.
 в. Случай I-3.
 г. Случай I-4.

д. Случай I-5 $\frac{M}{m} = 10^2$ (1) и 10^{10} (2); ионно-звуковая волна $\frac{M}{m} = 10^2$ (3) и 10^{10} (4).
 Стрелки показывают t_{max} .

- Рис.6. Функции распределения электронов по скоростям. Случай I-0, I-3, I-4, I-5.
 а. $f(v)/f_0(v)$ логарифмический масштаб;
 б. $f(v)/f_0(v)$ линейный масштаб.
 в. $f(v)/f_0(v)$ линейный масштаб.

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

- Рис.7. Фазовые плоскости электронов и ионов. Серия I.
 Рис. а б в г д е ж з и
 Случай I-3 I-3 I-5 I-5 I-5 I-5 ($\frac{M}{m}=10^{10}$) I-5 I-5 I-5
 е или i e i e e e e e i i i
 t/T_{ce} 39 39 0,3 7 33 30 0,3 7 42

- Рис.8. Зависимость от времени возмущенной энергии ионов $\Delta W_i/W_E^0(t), \Delta W_i = W_i - W_i^0$. Серия I.

Рис. а б в г д
 Случай I-0 I-2 I-3 I-4 I-5

Пунктир - ионно-звуковая волна /9/;
 Вертикальные линии - амплитуда колебаний с периодом $\sim T_{ce}$.

- Рис.9. Зависимость от возмущения плотности энергии, поглощенной электронами и ионами. Серия I.
 W_w - энергия, потерянная ленгмюровской волной
 а. $\delta W_e/W_w(\tilde{n}/n_0)$. δW_h - нагрев; $\delta W_e(t) = \Delta W_e(t) - \Delta W_e^0$;
 δW_e^i - изменение энергии электронов за $\sim 15 T_{ce}$ в ионно-звуковой волне /9/.
 б. $\delta W/W_w(\tilde{n}/n_0)$. δW_h - нагрев; δW_t - энергия в хвостах; δW_i - энергия ионов.
 в. $T_e/T_e^0(\tilde{n}/n_0)$. T_e - температура электронов, определенная по ширине $f(v)$ на уровне, соответствующем интервалу скоростей V_T или $1,7V_T$;
 T_e^0 - начальная температура.

г. $\delta W_i / W_e^0 (\tilde{n}/n_0)$. $\delta W_i = \Delta W_i - \Delta W_i^0$ в максимуме и минимуме кривой $\Delta W_i(t)$. Вертикальные прямые - амплитуда колебаний с периодом $\sim T_{oe}$. δW_i^i - изменение энергии ионов в ионно-звуковой волне /9/.

Рис. I0. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2 / E_0^2(t)$ при разных начальных возмущениях плотности. Серия 2.

Рис. IIa, б. Зависимость от времени энергии поля $W_E / W_E^0(t)$ и возмущенной энергии электронов $\Delta W_e / W_E^0(t)$.

а. Серия 2. W_E , ΔW_e - по средним точкам. Колебания с периодом $\sim T_{oe}/2$ не показаны.

б. Случай 2-4, $\frac{M}{m} = 10^2$ и 10^{10} .

Рис. IIв. Зависимость от начального возмущения плотности прироста энергии электронов $\delta W / W_e^0(\tilde{n}/n_0)$. Серия 2. См. пояснения к Рис. 3г.

Рис. IIг. Зависимость от времени энергии, поглощенной электронами. Случай 2-4, $\frac{M}{m} = 10^2$ и 10^{10} .

$$\delta W_e = \Delta W_e(t) - W_E(t).$$

Рис. IIд. Зависимость от времени энергии, поглощенной ионами, и энергии, потерянной полем и электронами. Случай 2-4. Обработка Рис. IIб для $\frac{M}{m} = 10^2$ и 10^{10} .

$$\delta W_i = \Delta W_i - \Delta W_i^0; \delta W_E = W_E(t)[10^{10}] - W_E(t)[10^2];$$

$$\delta(\Delta W_e) = \Delta W_e(t)[10^{10}] - \Delta W_e(t)[10^2].$$

Рис. I2. Зависимость от времени возмущения плотности.

а. Максимальное возмущение $\tilde{n}_m / n_0(t)$. Серия 2.
 б. Возмущение гармоники $N = N_i \frac{\tilde{n}}{n_0}(t)$. Серия 2.
 в-г. $\frac{\tilde{n}}{n_0}(t)$ - случай и ионно-звуковая волна (пунктир).

в. Случай 2-2.
 г. Случай 2-3.
 д. Случай 2-4.

Рис. I3. Зависимость от времени амплитуды гармоник $E^N / E_0(t)$.

а. Гармоники конверсии $N_1 = N_e - N_i$. Серия 2. Пунктир - функции Бесселя $J_1(\pi \tilde{n}/n_0 t/T_{oe})$ для $\tilde{n}/n_0 = 0,67; 0,2; 0,1$. (амплитуда незатухающей гармоники).

б. Гармоника $N = N_i$ (поле ионно-звуковой волны). Пунктир - ионно-звуковая волна /9/. Случай 2-4, $\frac{M}{m} = 10^2$ (1) и 10^{10} (2). Стрелка показывает t_{max}^i .

Рис. I4. Распределение поля и плотности в разные моменты времени. Серия 2.

а. Случай 2-2.
 б. Случай 2-3.
 в. Случай 2-4, $\frac{M}{m} = 10^{10}$
 г. Случай 2-4, $\frac{M}{m} = 10^2$
 д. Случай 2-4 - ионно-звуковая волна /9/.

Рис. I5. Функции распределения электронов по скоростям. Случай 2-2, 2-3, 2-4.

а. $f(v)/f_0(0)$ логарифмический масштаб.
 б. $f(v)/f_0(0)$ линейный масштаб.
 в. $f(v)/f_0(0)$ линейный масштаб.
 Пунктир - начальная функция распределения $f_0(v)$.

Рис. I6. Фазовые плоскости электронов и ионов. Серия 2.

Рис.	а	б	в	г	д	е	ж	з	и	к	л	м	н
Случай	2-2	2-2	2-2	2-2	2-2	2-2	2-3	2-3	2-3	2-3	2-3	2-3	2-4
или	i	e	e	i	i	i	e	e	e	i	i	i	e
	7	15	30	7	15	30	5	12	42	7	15	24	23

Рис. I7. Зависимость от времени возмущенной энергии ионов $\Delta W_i / W_e^0(t)$. Серия 2.

а. Случай 2-2.
 б. Случай 2-3.
 в. Случай 2-4.

Пунктир - ионно-звуковая волна /9/. Вертикальные линии - амплитуда колебаний с периодом $\sim \frac{T_{oe}}{2}$.

Рис.18. Зависимость от возмущения плотности энергии, поглощенной электронами и ионами. Серия 2.

W_w - энергия, потерянная ленгмюровской волной.

а. $\delta W_e / W_w (\tilde{n} / n_0)$

б. $\delta W / W_w (\tilde{n} / n_0)$

в. $T_e / T_e^0 (\tilde{n} / n_0)$

г. $\delta W_i / W_e^0 (\tilde{n} / n_0)$

См. пояснения к Рис.9.

Рис.19. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $E_m^2 / E_0^2(t)$ при разных длинах волн возмущения плотности. Серия 3.

Рис.20. Зависимость от времени энергии поля $W_E / W_E^0(t)$ и возмущенной энергии электронов $\Delta W_e / W_E^0(t)$. Серия 3.

Рис.21. Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии $E^N / E_0(t)$, $N_i = N_e - N_i$. Серия 3.

Пунктир - функция Бесселя $J_1(\pi \frac{\tilde{n}}{n_0} t / T_{oe})$.
(амплитуда незатухающей гармоники).

Рис.22. Зависимость от длины волны возмущения плотности энергии, поглощенной электронами и ионами. Серия 3.

W_w - энергия, потерянная ленгмюровской волной.

а. $\delta W_e / W_w (\lambda_i / r_d)$

б. $\delta W / W_w (\lambda_i / r_d)$

в. $T_e / T_e^0 (\lambda_i / r_d)$

г. $\delta W_i / W_e^0 (\lambda_i / r_d)$

См. пояснения к Рис.9.

Рис.23. Функции распределения электронов по скоростям $f(v) / f_0(v)$.
Модельные численные эксперименты.

Рис.	а	б	в	г
Случай	I	2 и 2-3	3	4 5
N	8	8; 15; 22; 29	8	I и 8 I

Пунктир - начальная функция распределения. Стрелки показывают область захвата гармоники $N=8$ $v = v_{\phi}^N \pm 2 \sqrt{\frac{e\phi^N}{m}}$,

Пунктирные стрелки - область $v = v_{\phi}^N \pm (2 \sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} + \Delta v)$.

Рис.24. Фазовые плоскости электронов. Модельные численные эксперименты.

Рис.	а	б	в	г	д	е	ж	з	и
Случай	I	I	I	I	4	4	4	4	3
t / T_{oe}	0,5	1,0	2,5	5,0	0,5	1,0	2,5	5,0	5,0

Стрелки показывают область захвата гармоники $N=8$.
Пунктирные стрелки - область $v = v_{\phi}^N \pm (2 \sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} + \Delta v)$.

Рис.25. Зависимость от времени амплитуды гармоники $N=8$ $E^N / E_0^N(t)$. Модельные численные эксперименты.
Случай I ($N=8$) и 4 ($N=8$ и $N=1$).

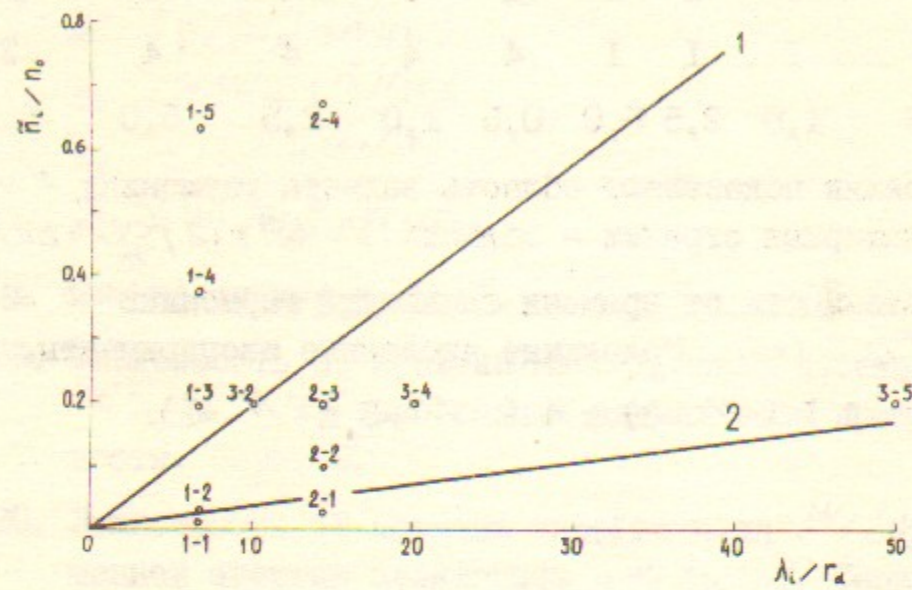


Рис. 1.

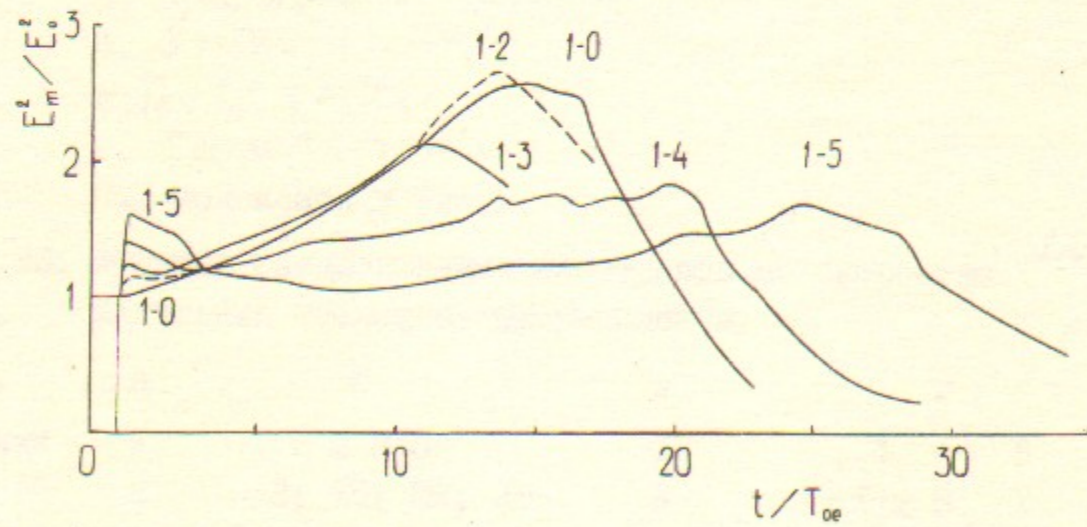


Рис. 2.

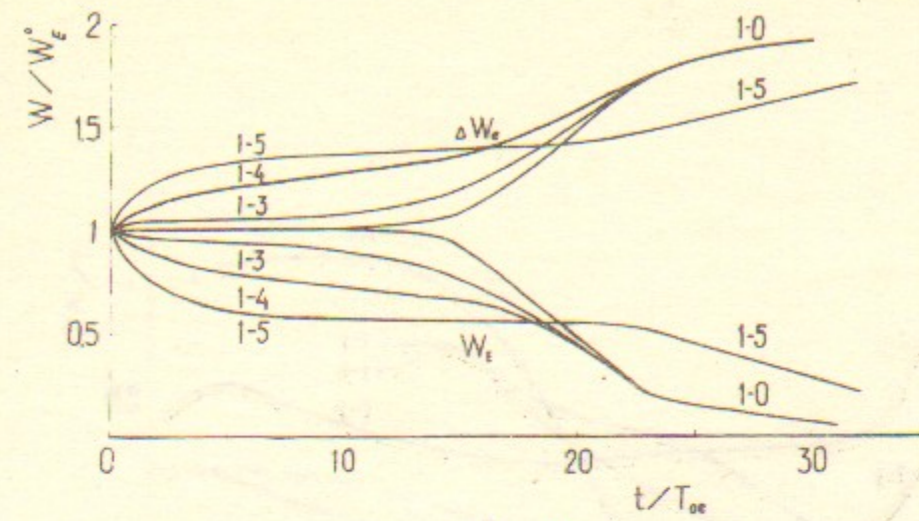


Рис. 3а.

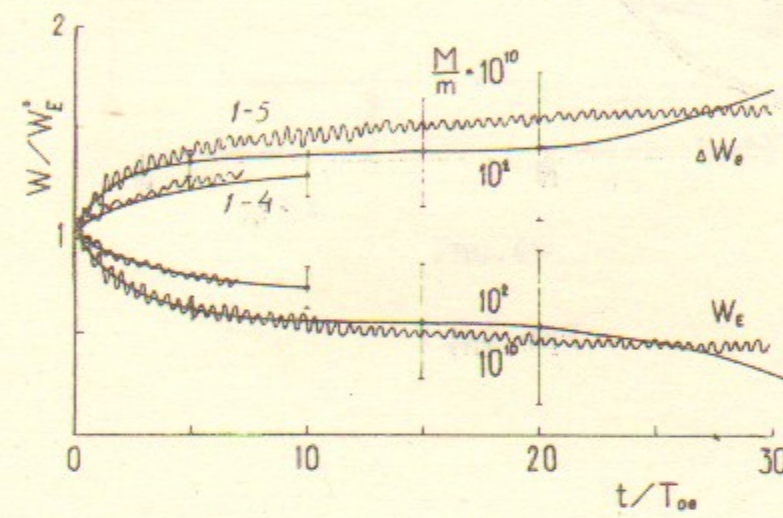


Рис. 3б.

Рис. 3в.

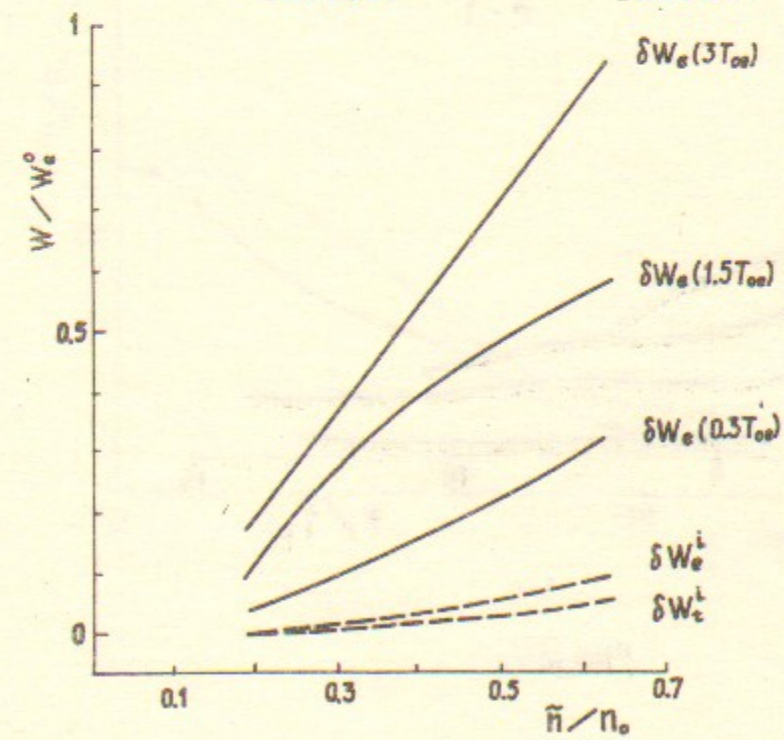


Рис. 3г.

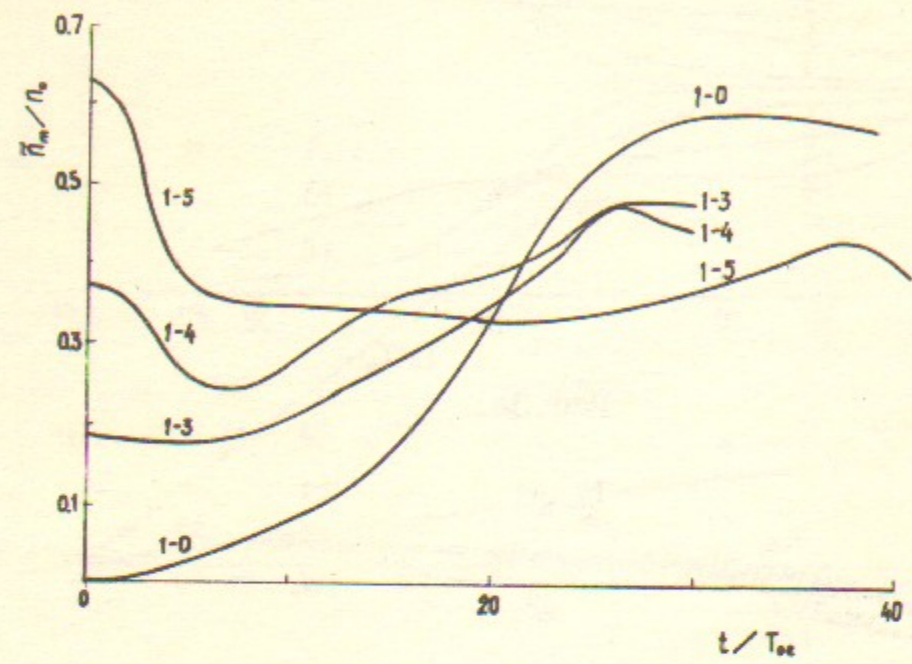


Рис.4а.

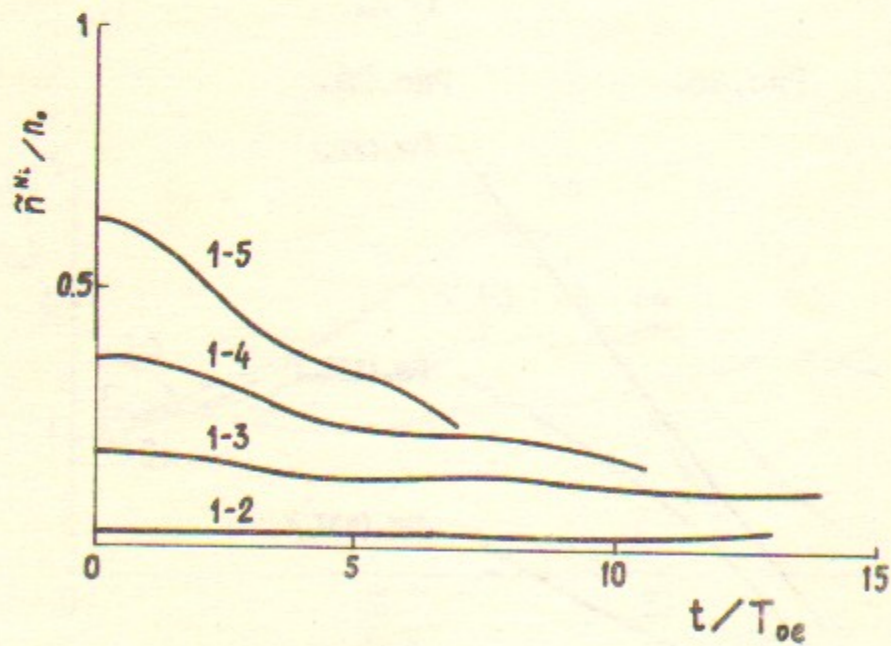


Рис.4б.

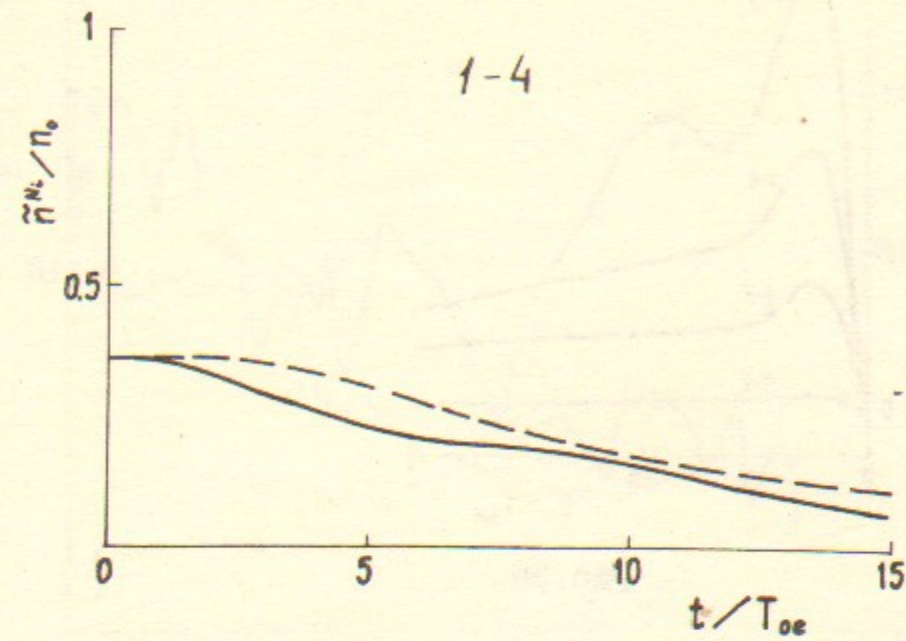


Рис.4в.

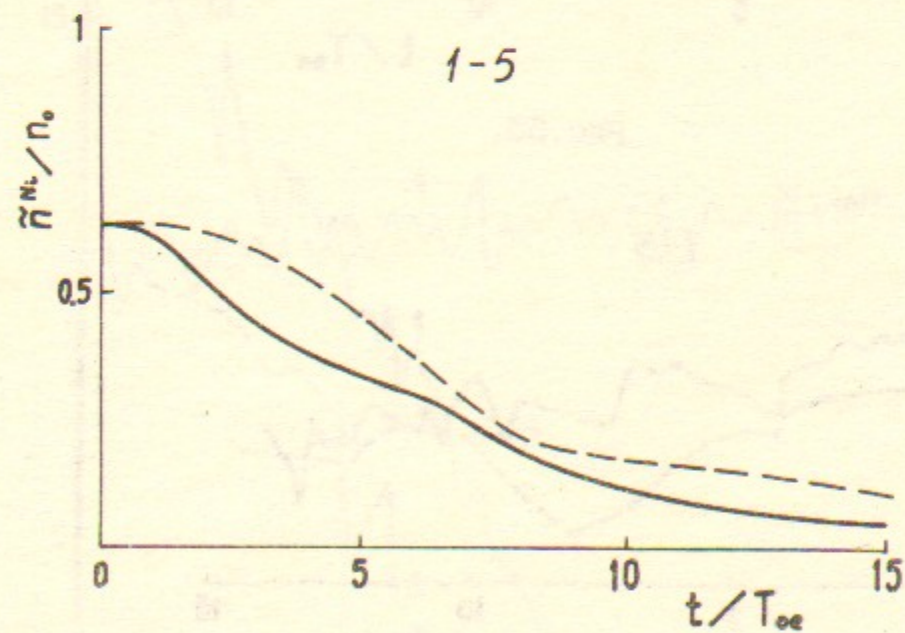


Рис.4г.

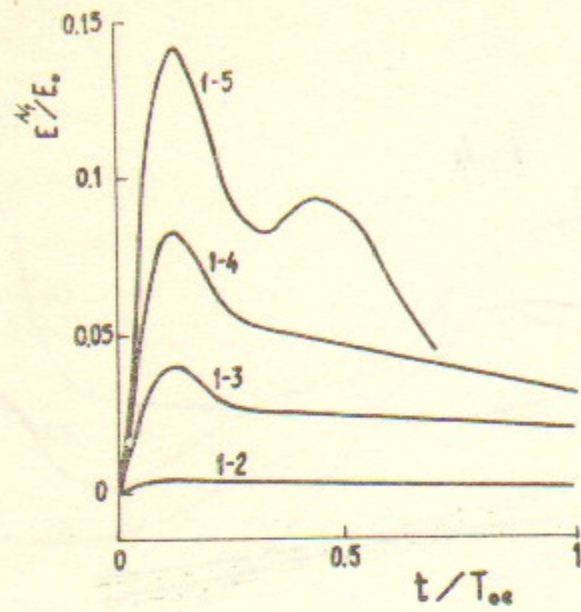


Рис. 5а.

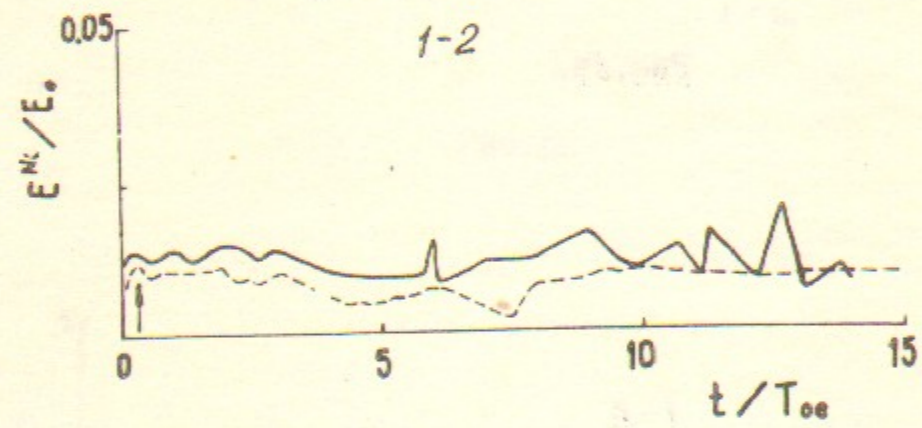


Рис. 5б.

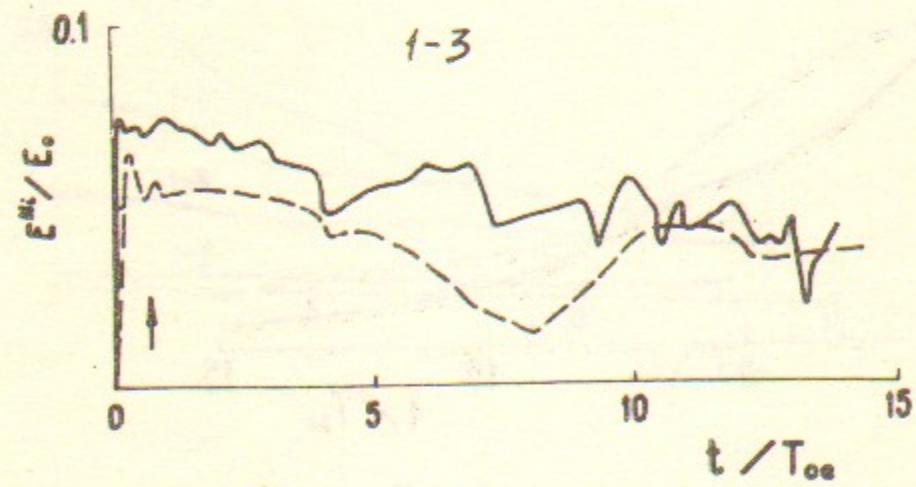


Рис. 5в.



Рис. 5г.

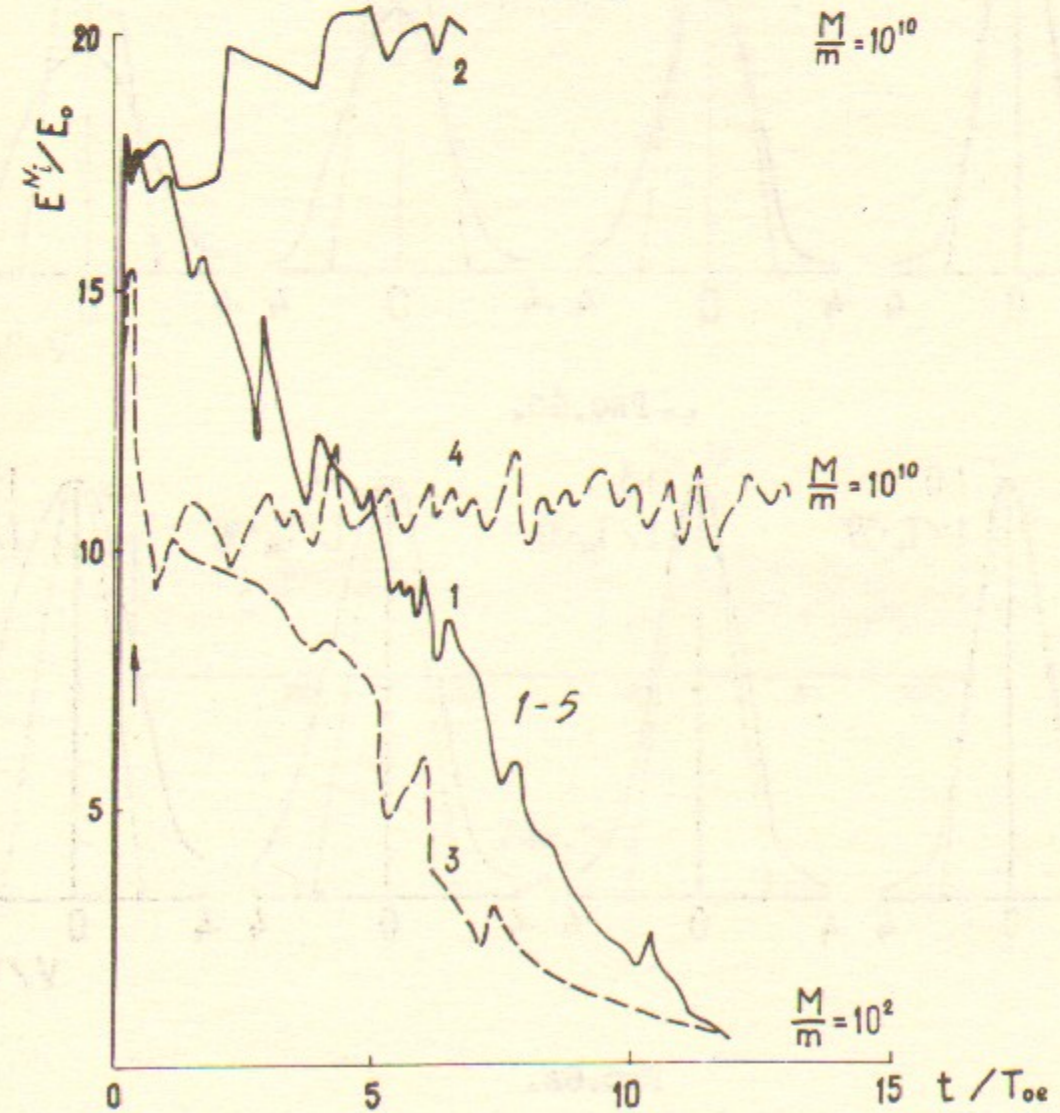


Рис. 5д.

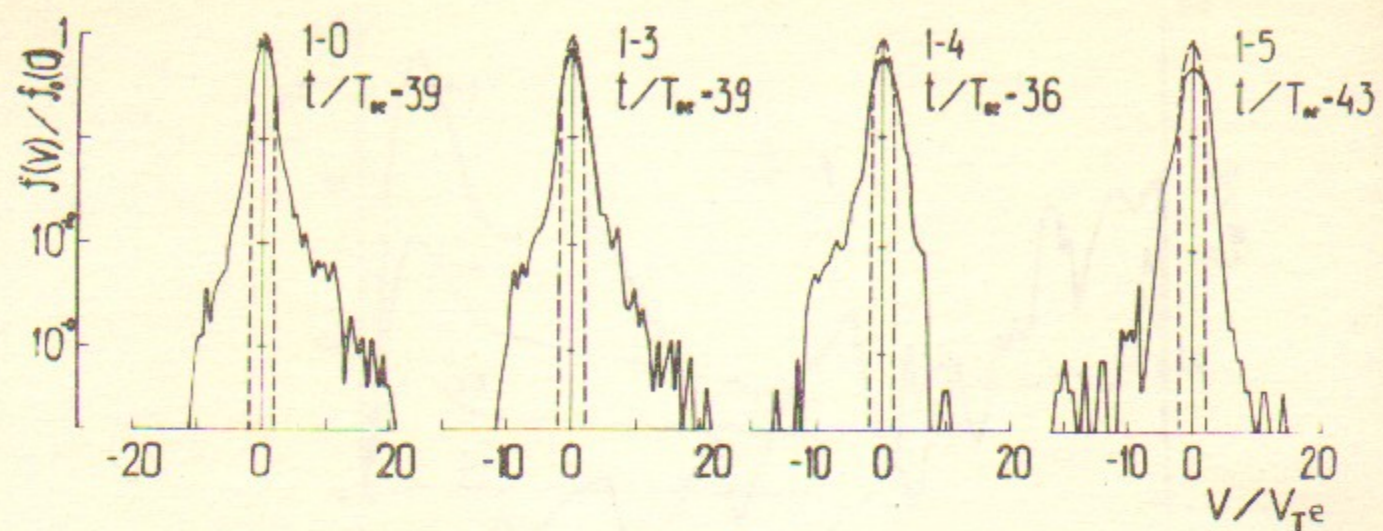


Рис. 6а.

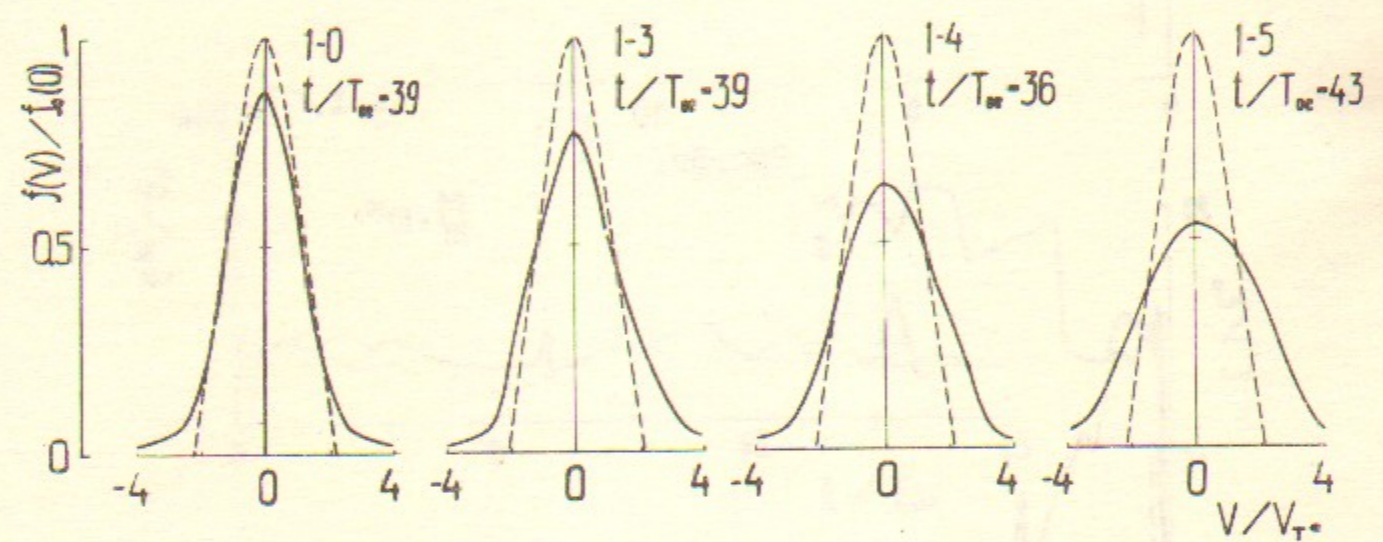


Рис. 6б.

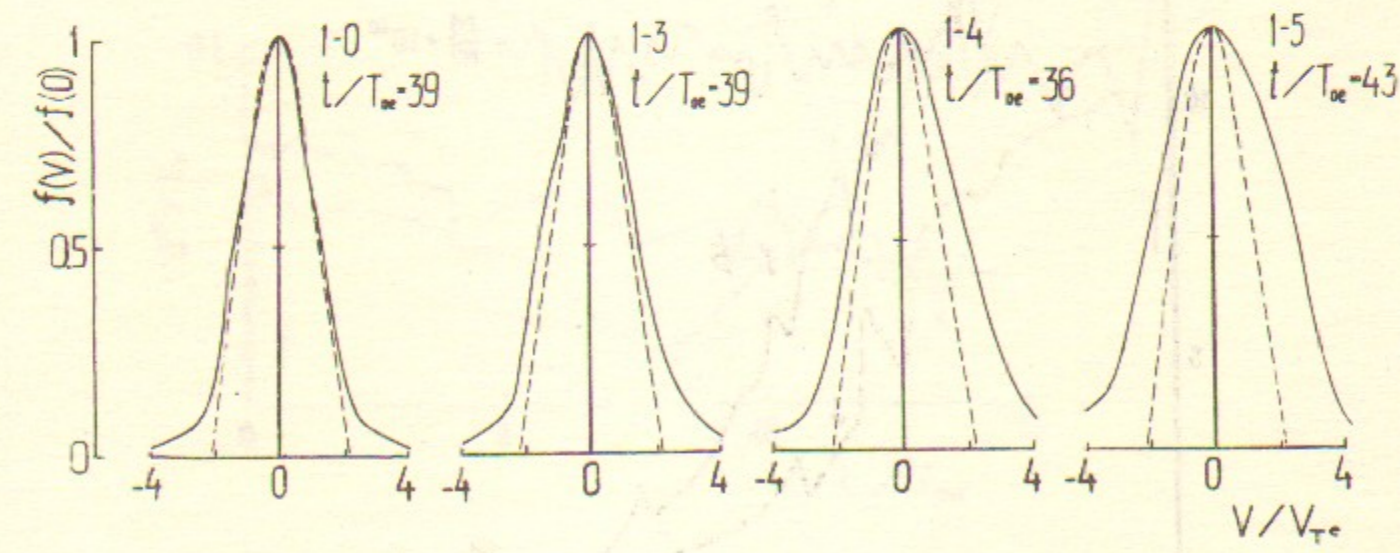


Рис. 6в.

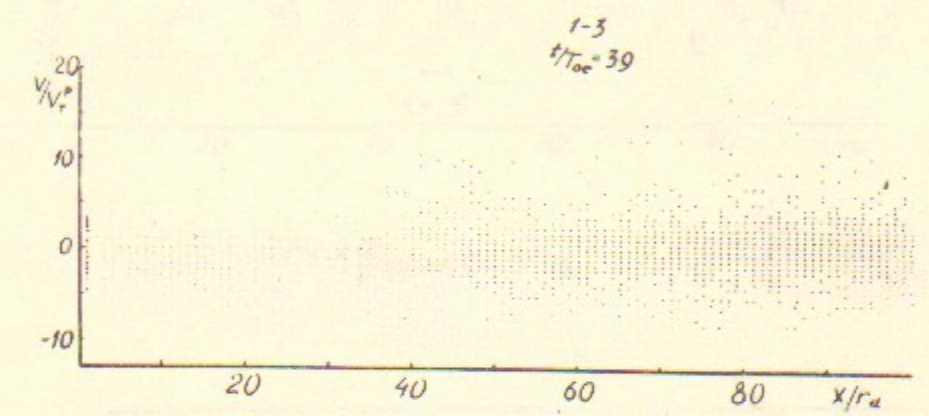


Рис. 7а.

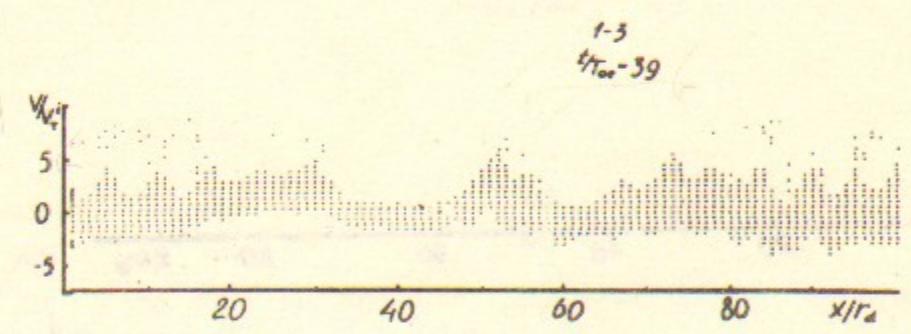


Рис. 7б.

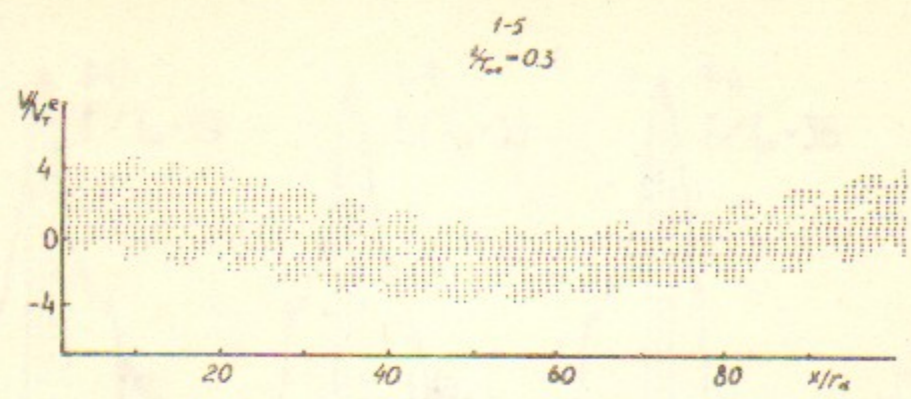


Рис. 7в.

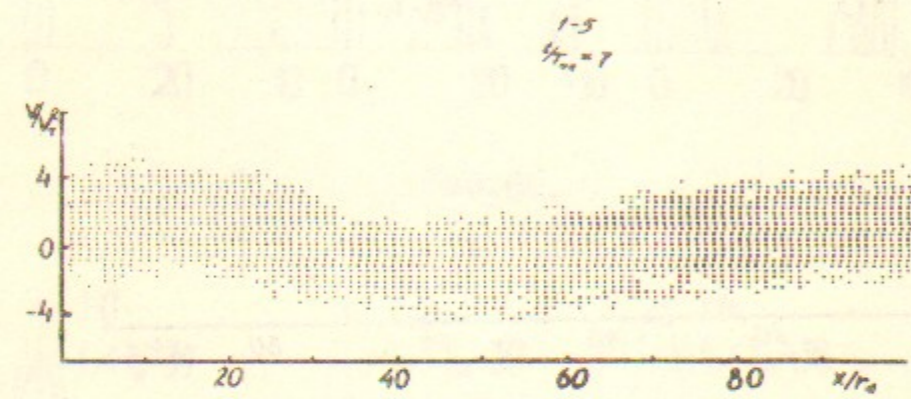


Рис. 7г.

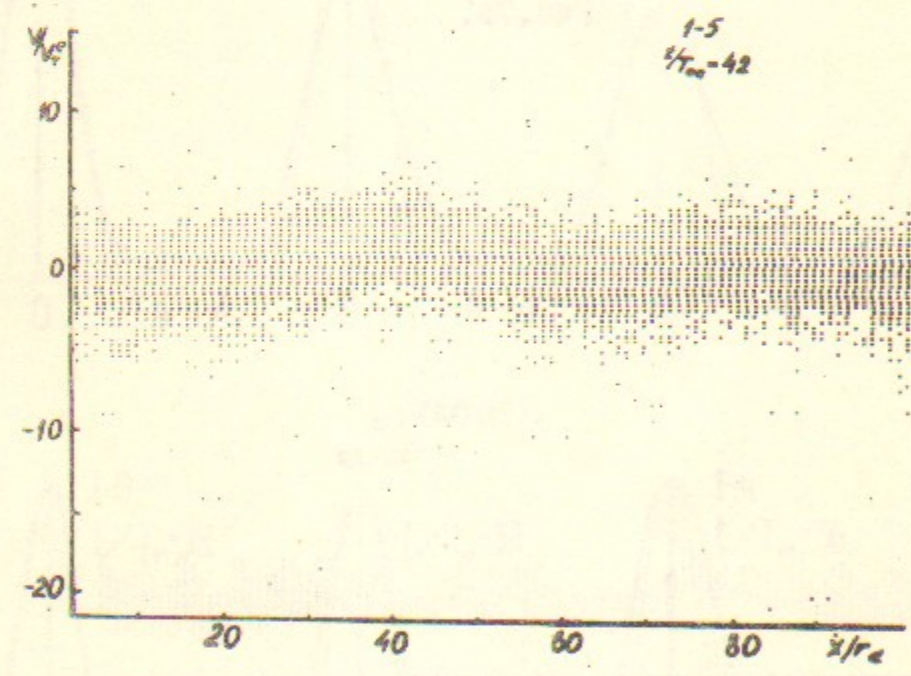


Рис. 7д.

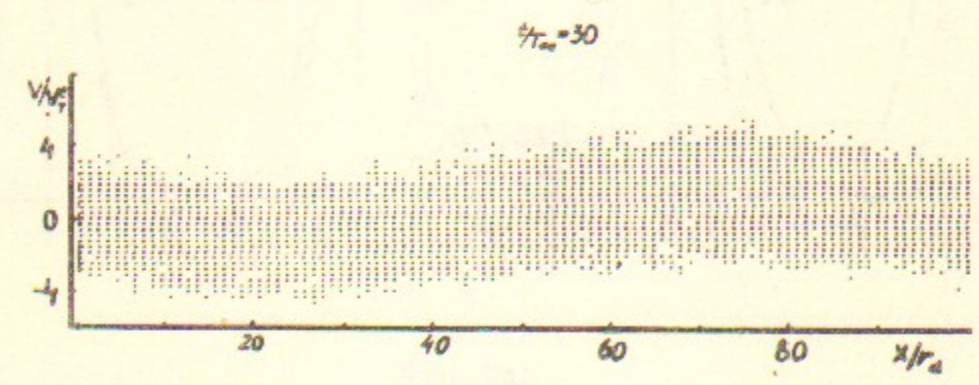


Рис. 7е.

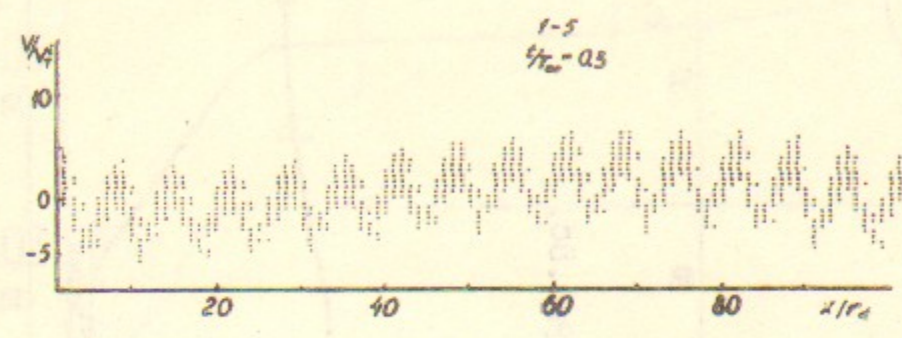


Рис. 7ж.

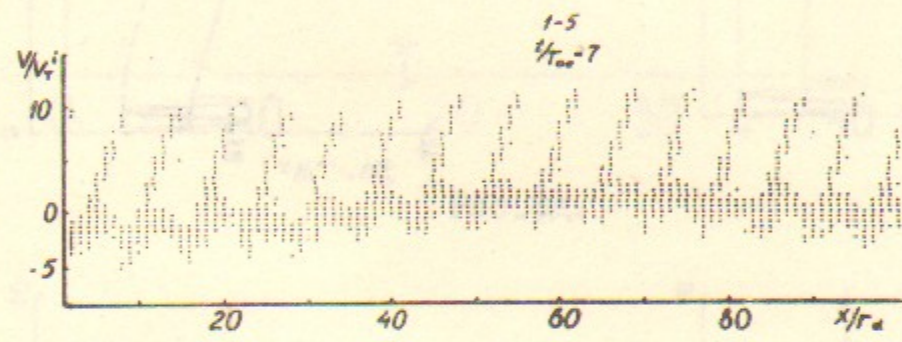


Рис. 7з.

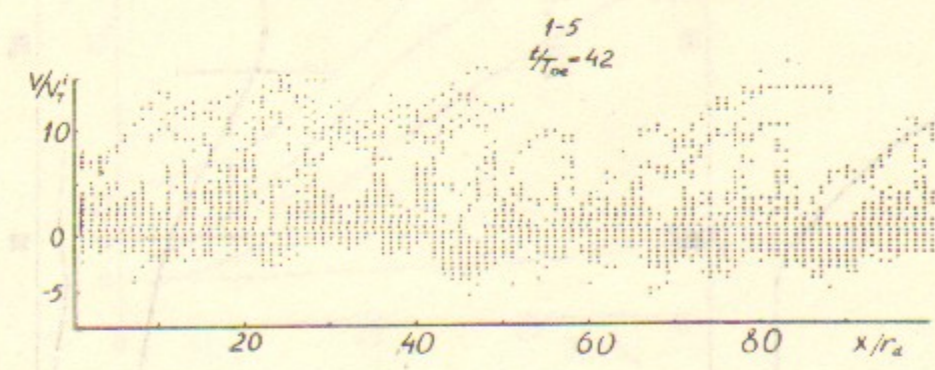


Рис. 7и.

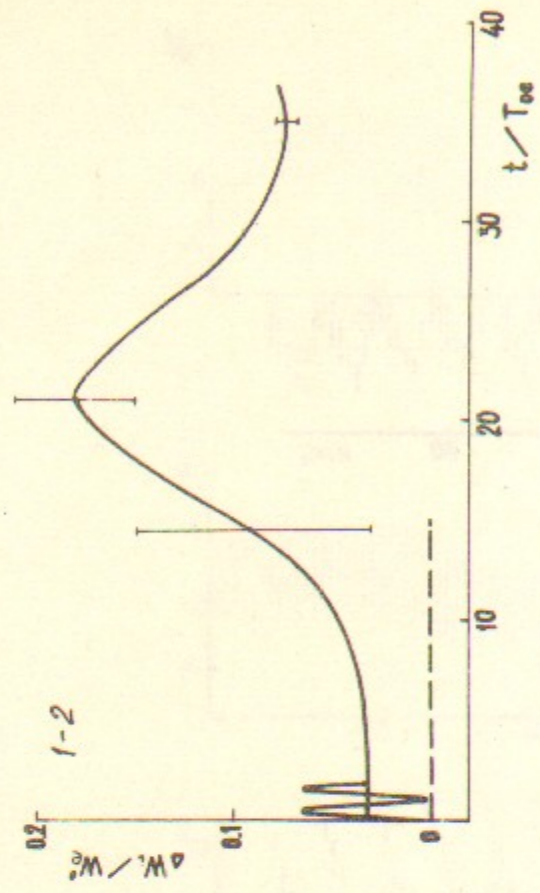


Рис. 8б.

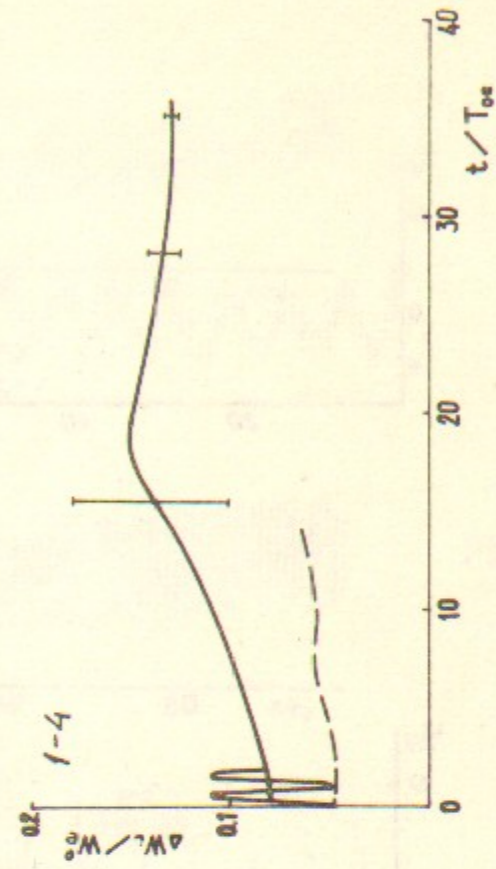


Рис. 8г.

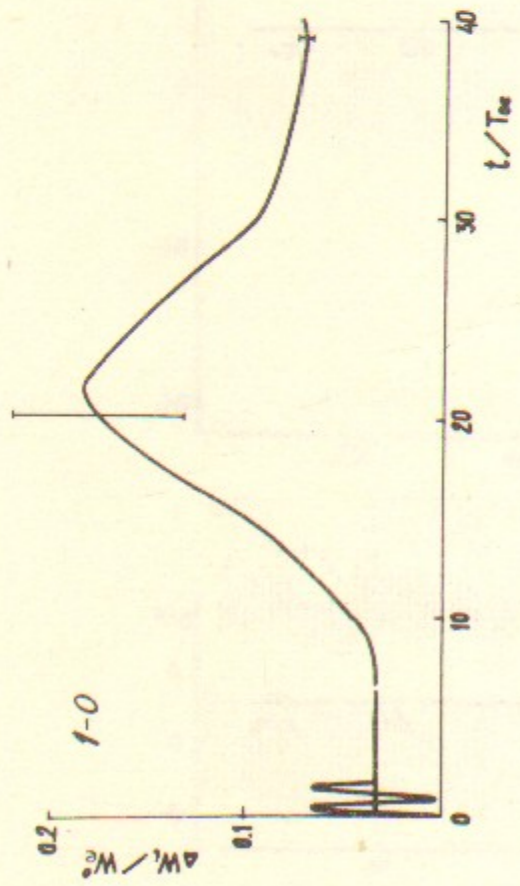


Рис. 8а.

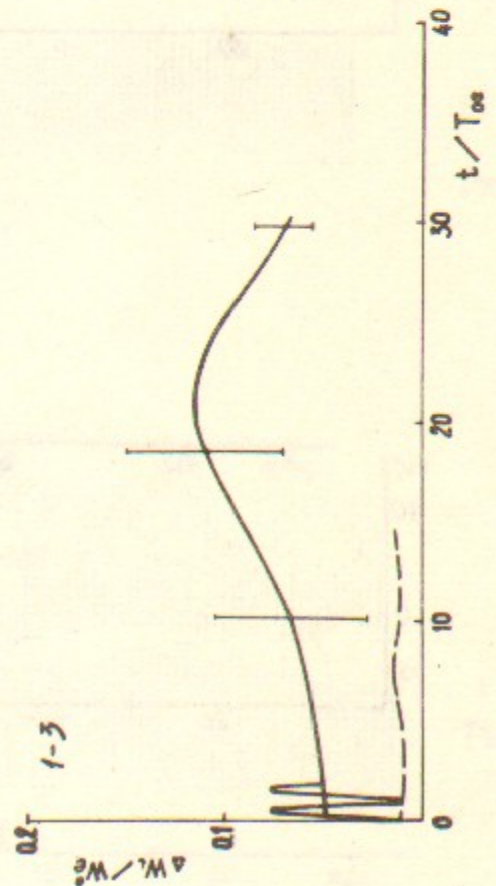


Рис. 8в.

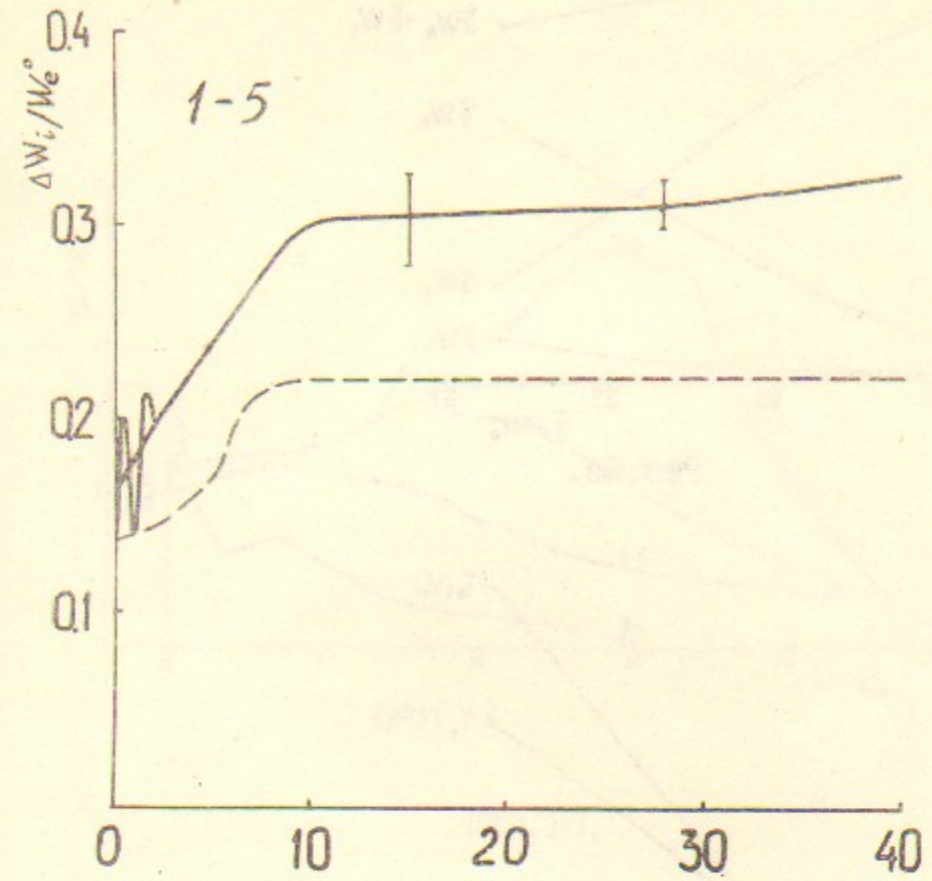


Рис. 8д.

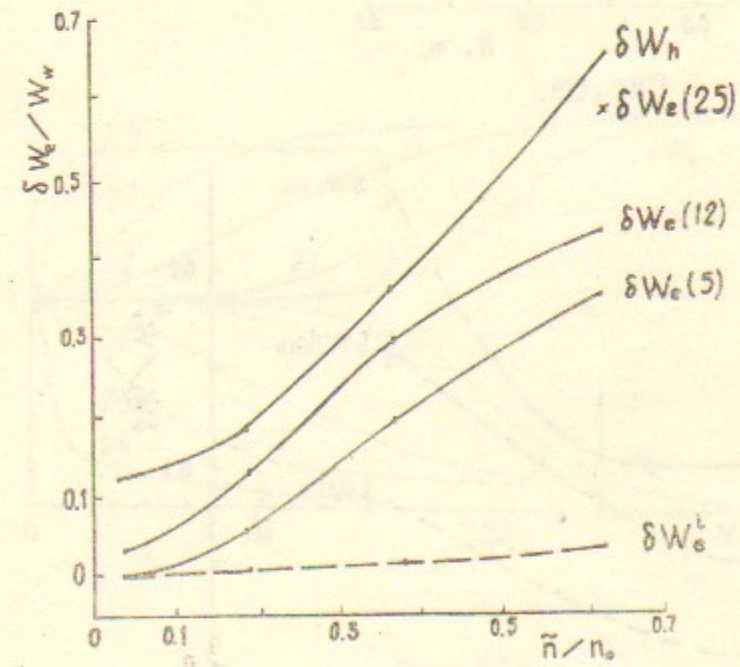


Рис. 9а.

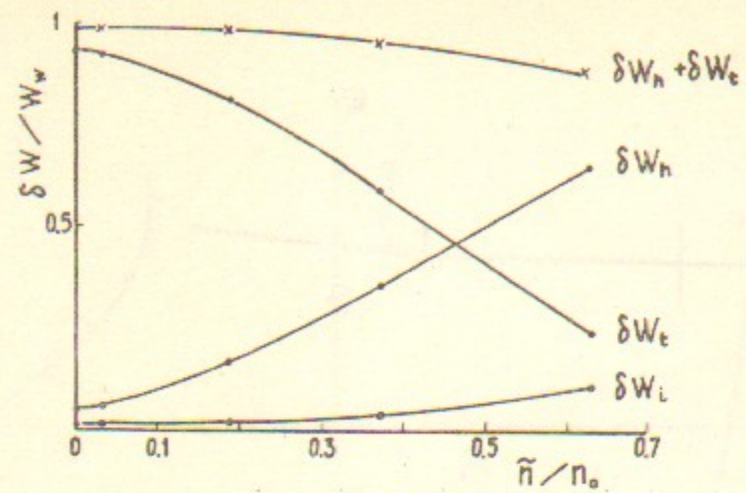


Рис. 96.

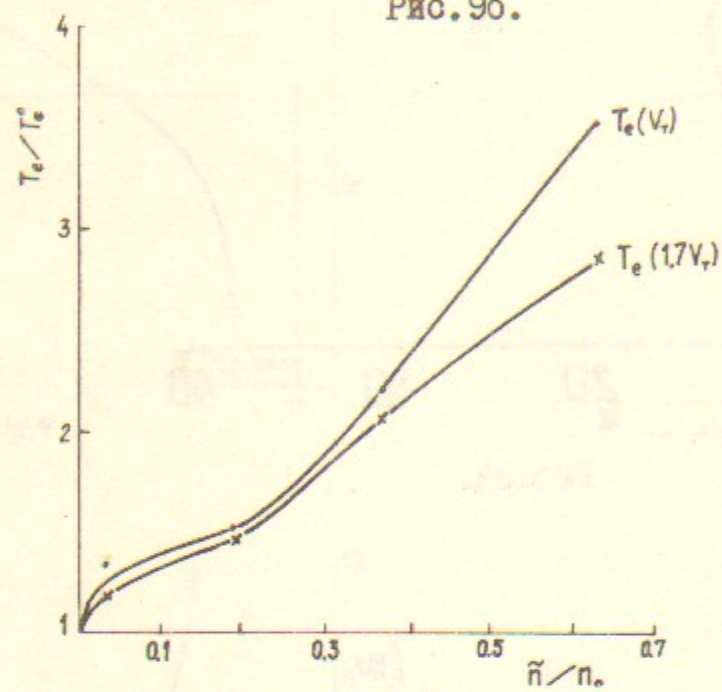


Рис. 97.

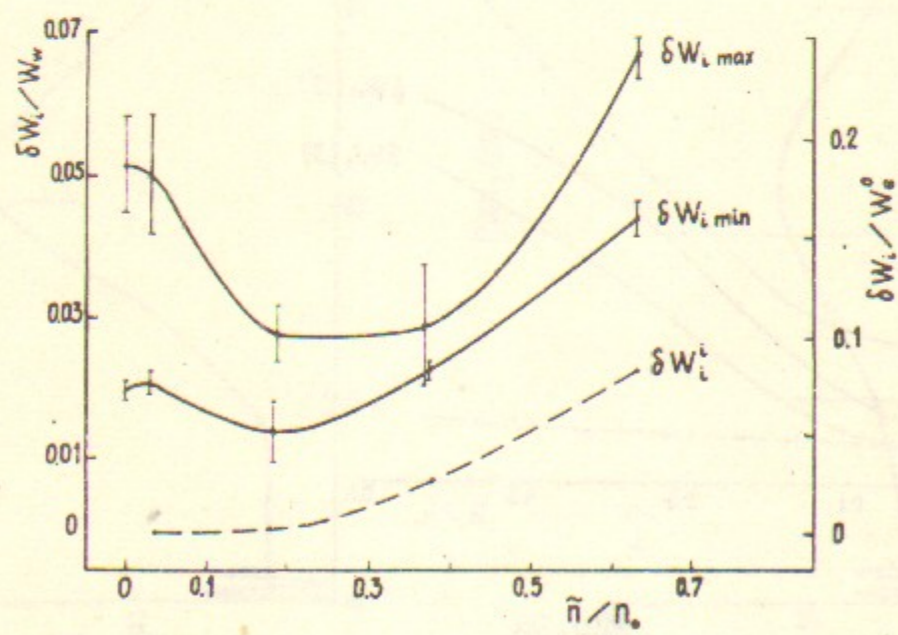


Рис. 98.

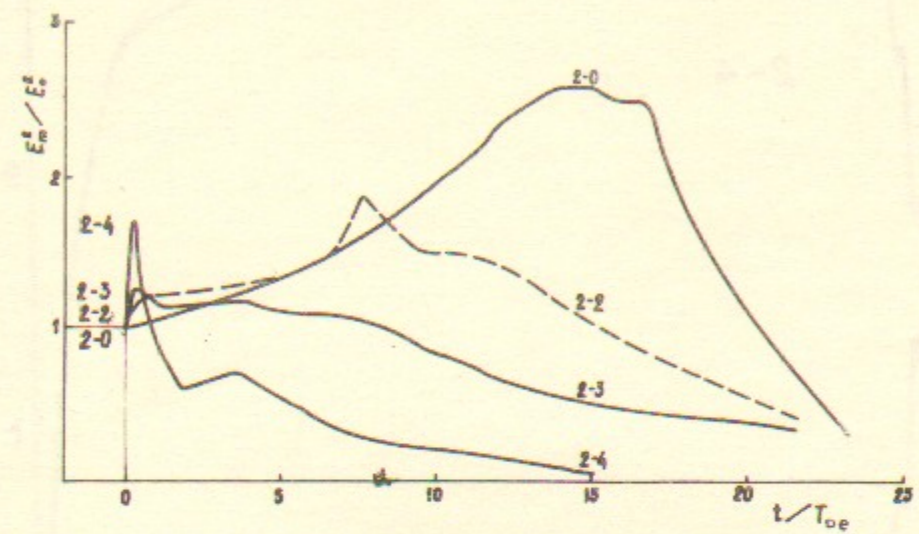


Рис. 10.

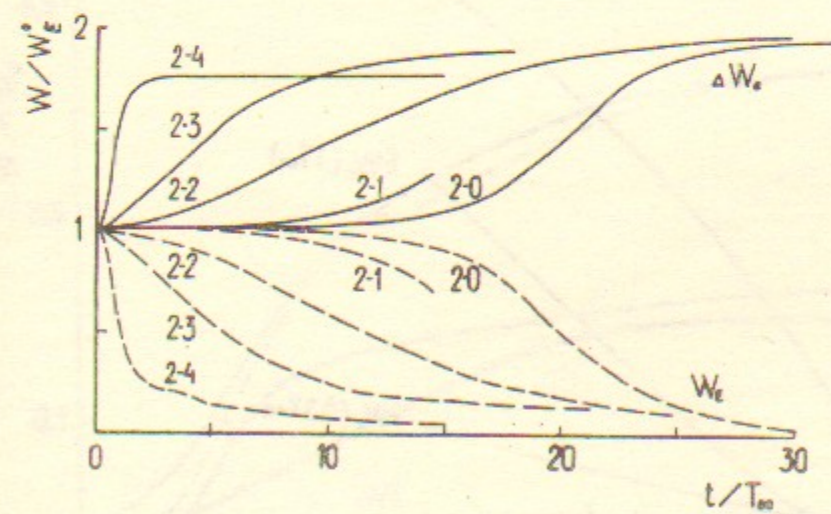


Рис. 11а.

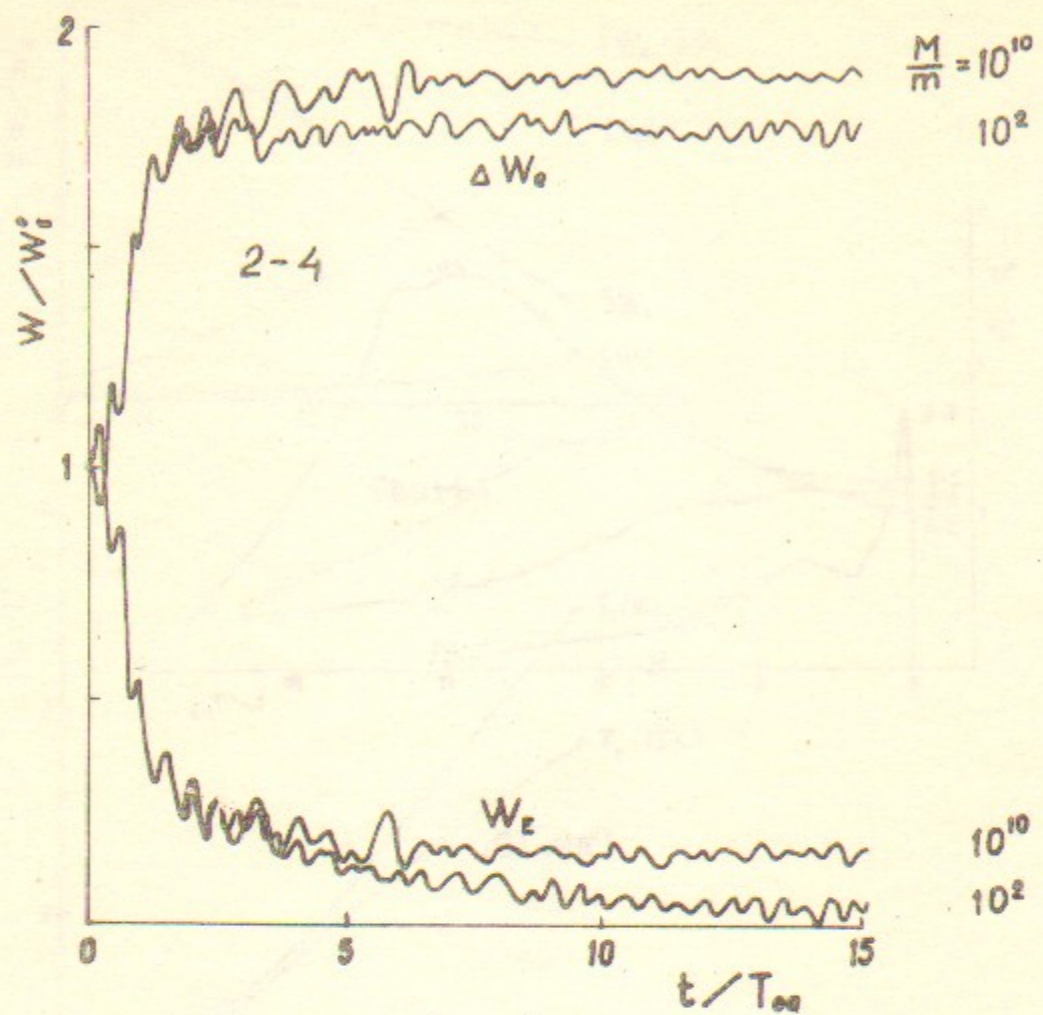


Рис. IIб.

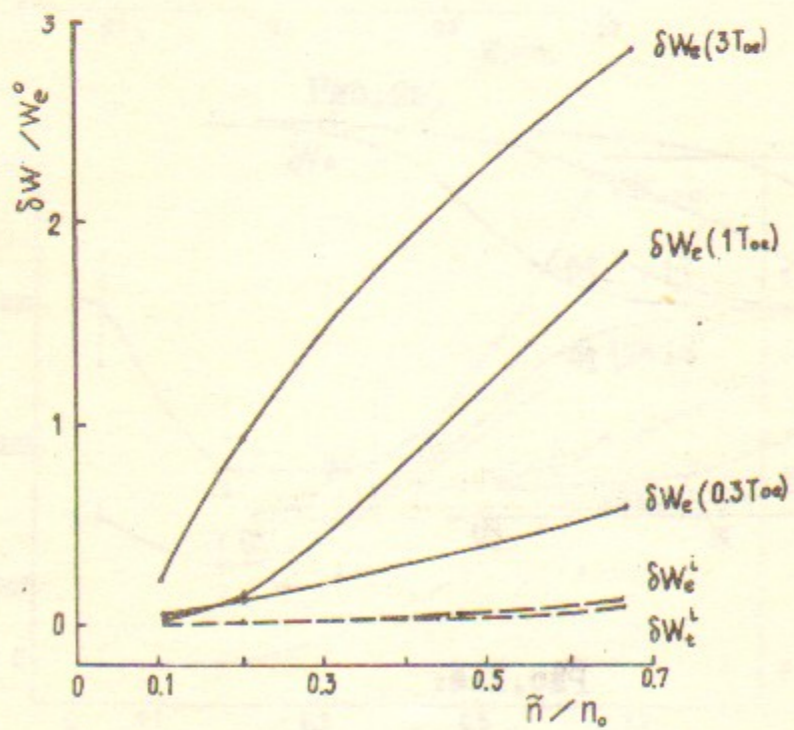


Рис. IIв.

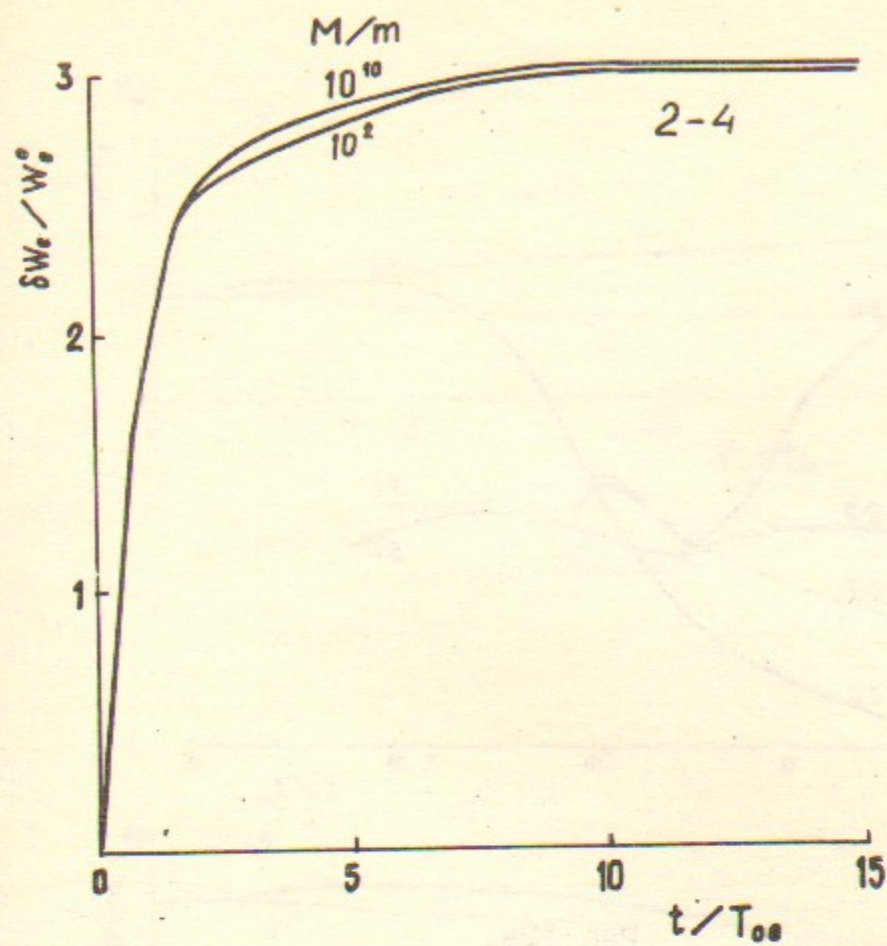


Рис. IIг.

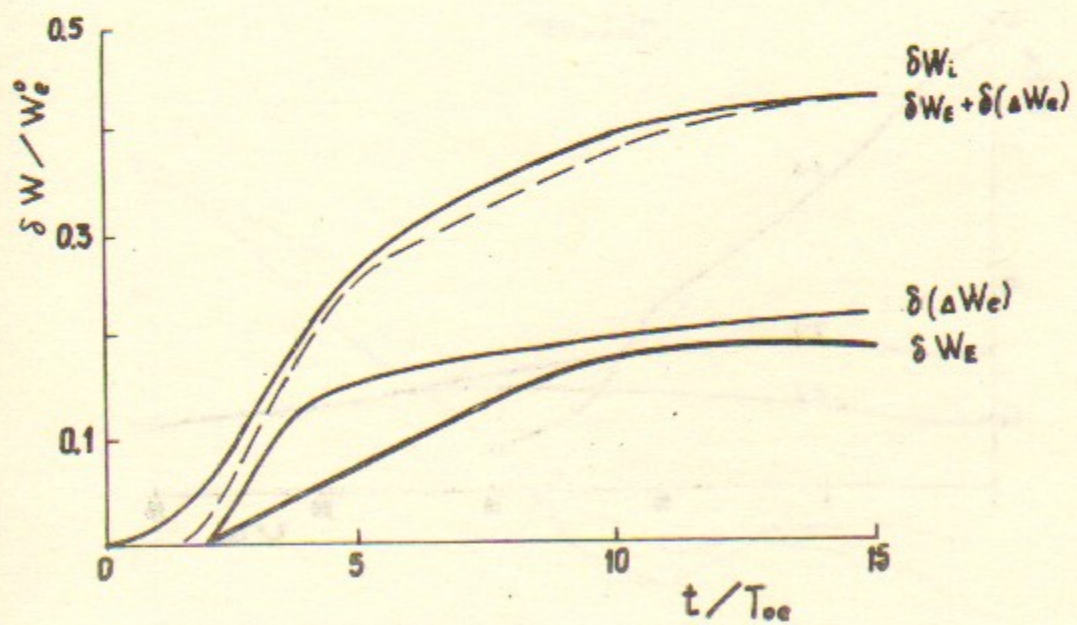


Рис. IIд.

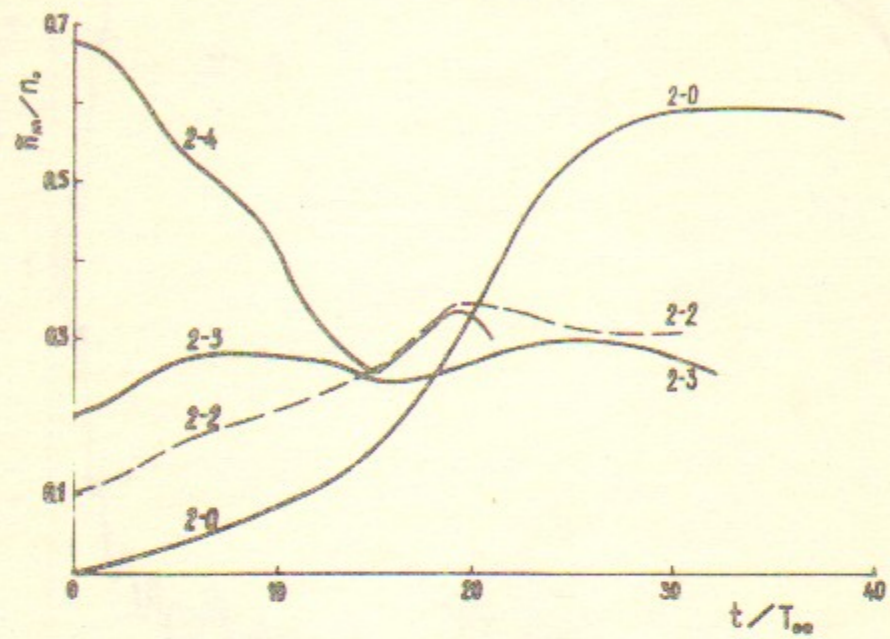


Рис. 12а.

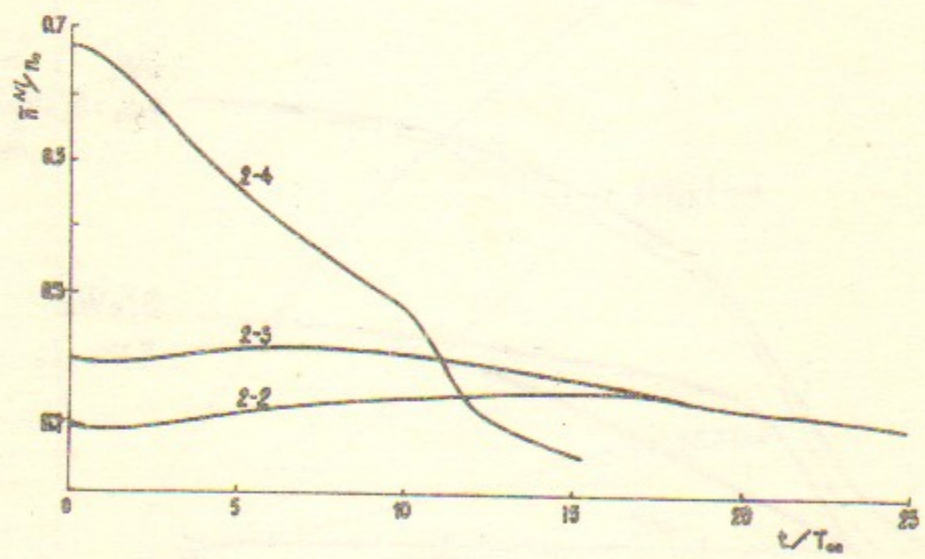


Рис. 12б.

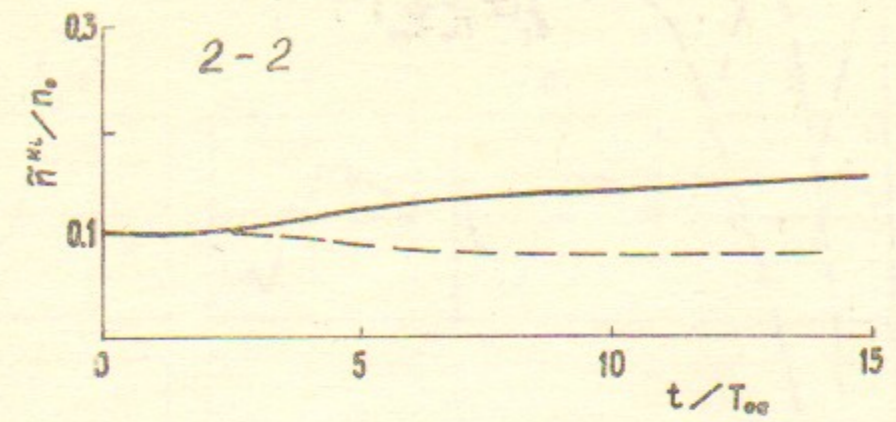


Рис. 12в.

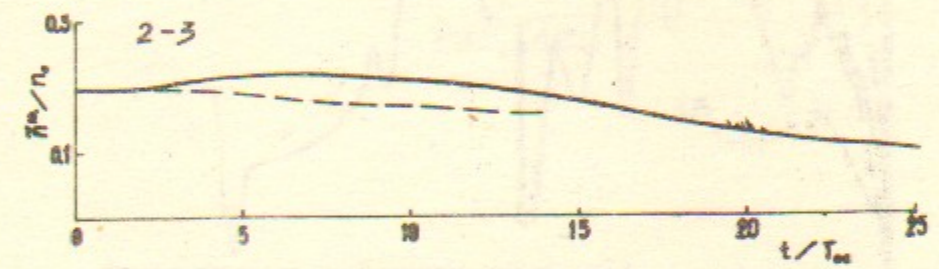


Рис. 12г.

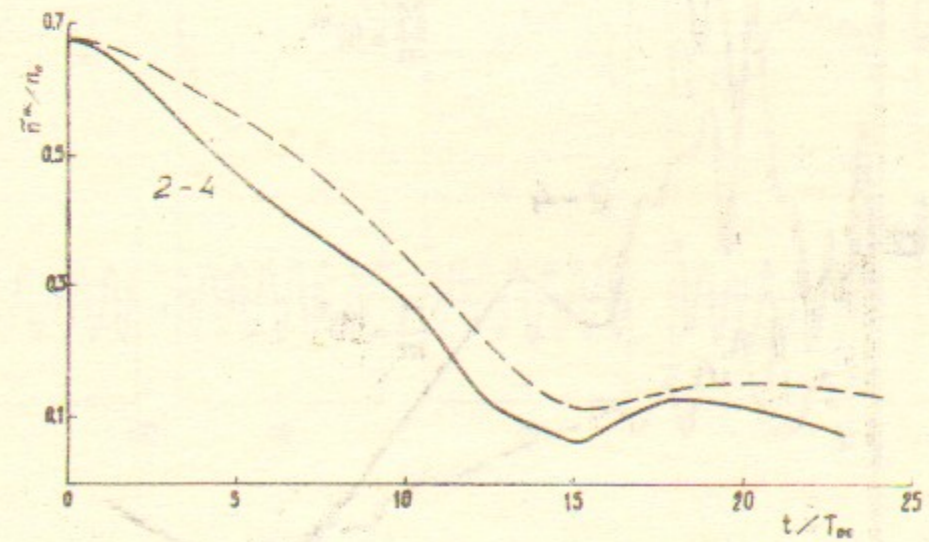


Рис. 12д.

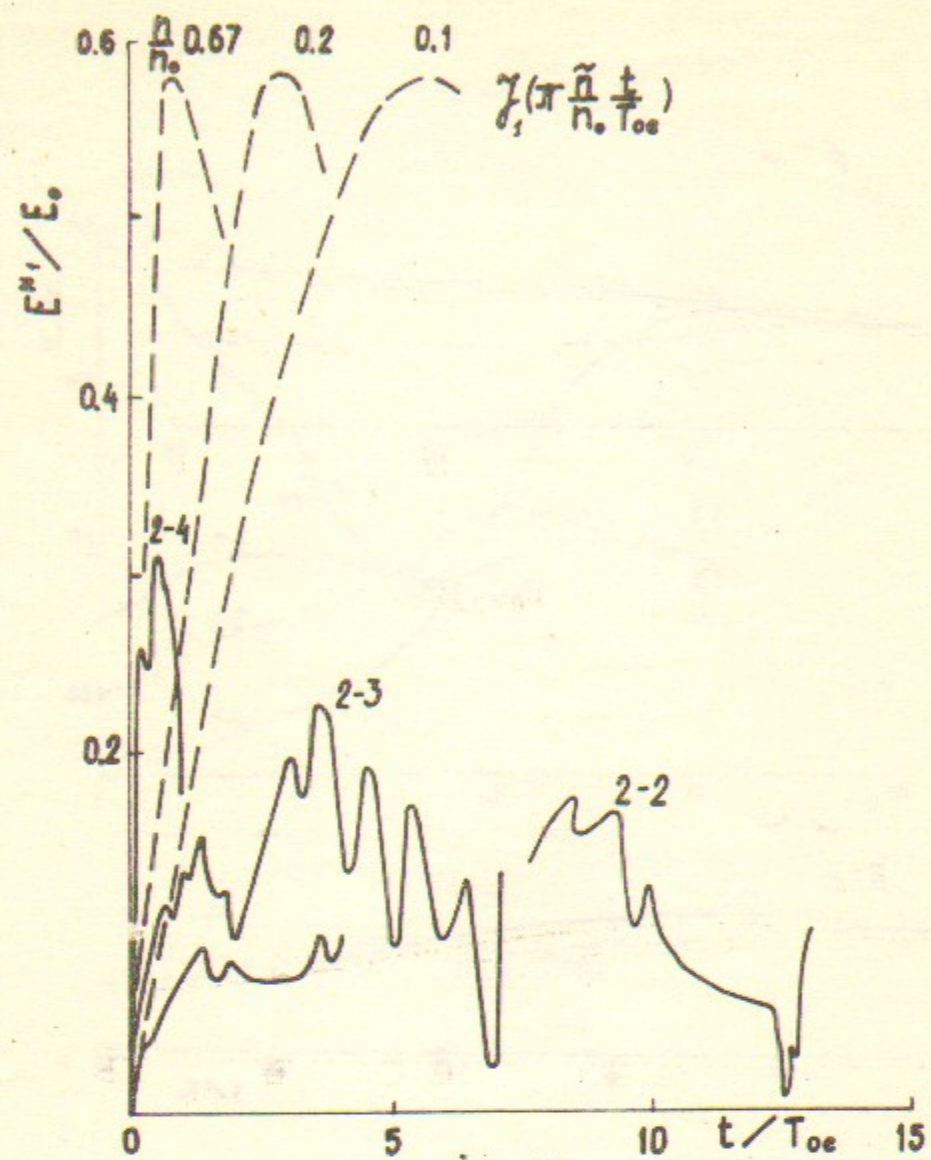


Рис. 13а.

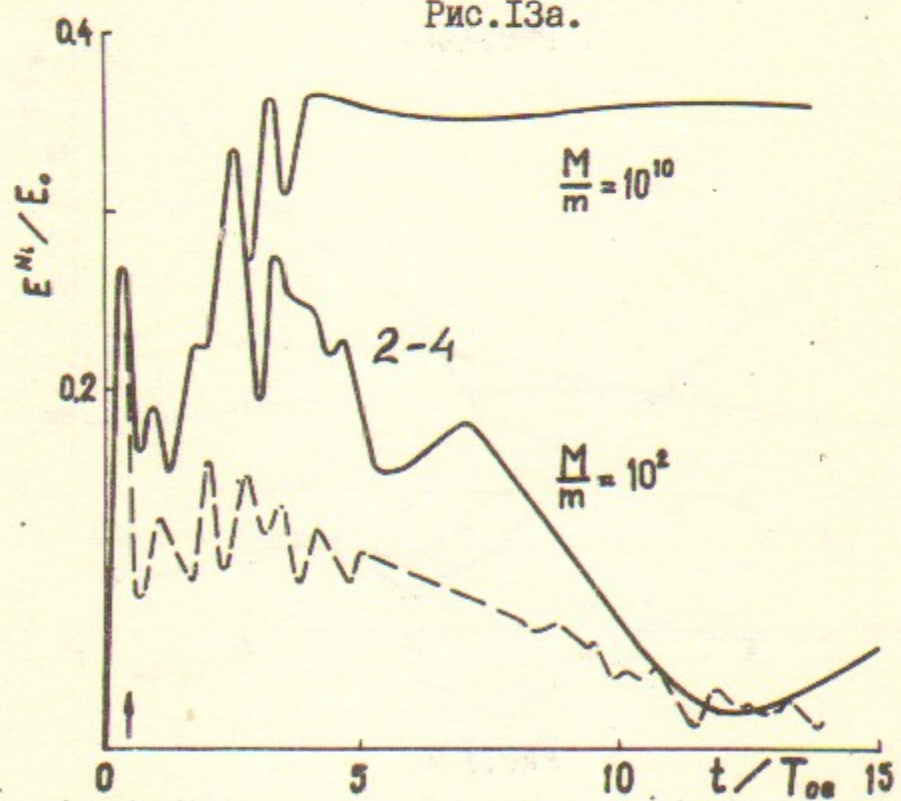


Рис. 13б.

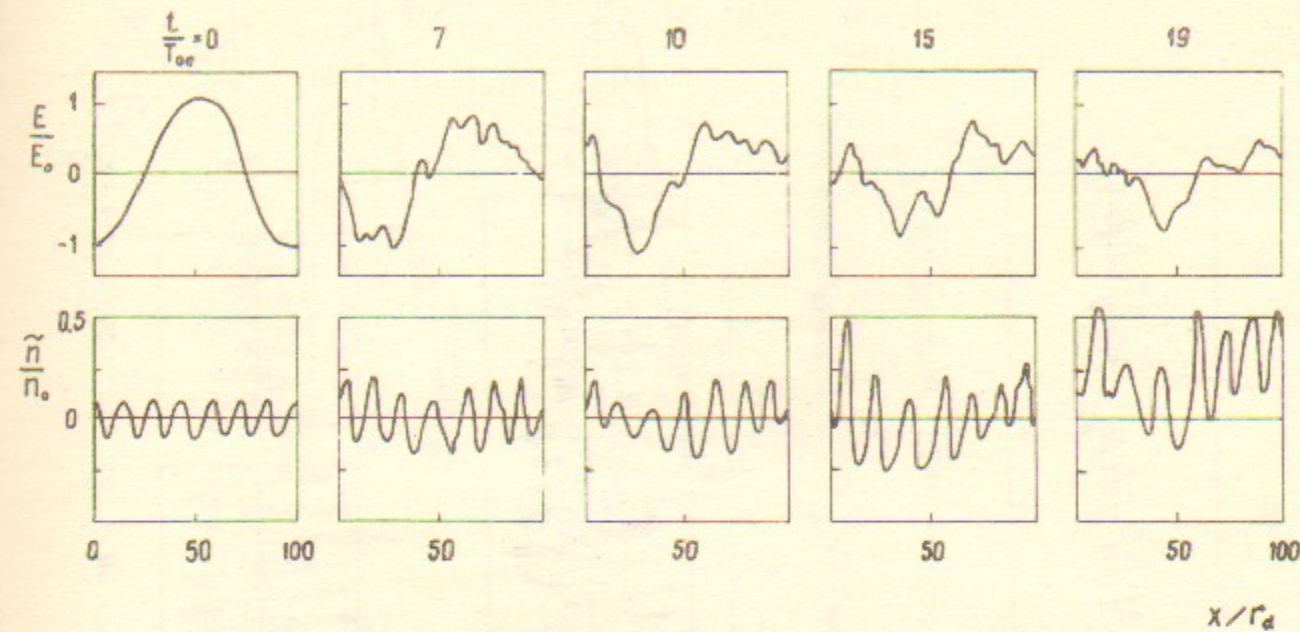


Рис. 14а.

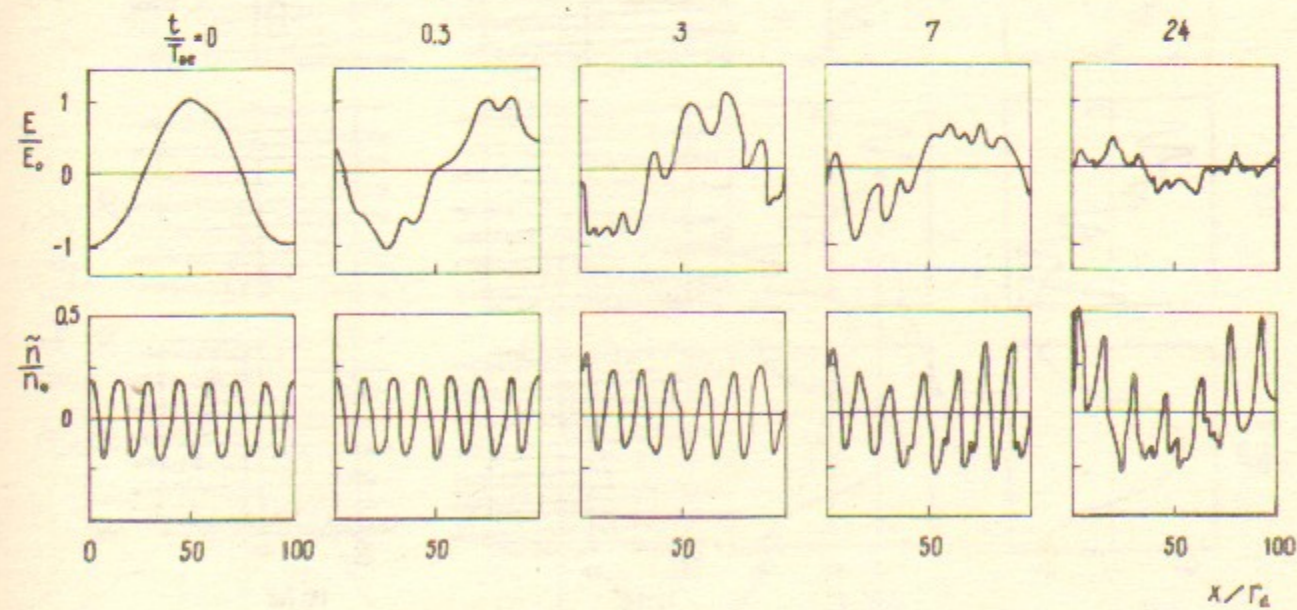


Рис. 14б.

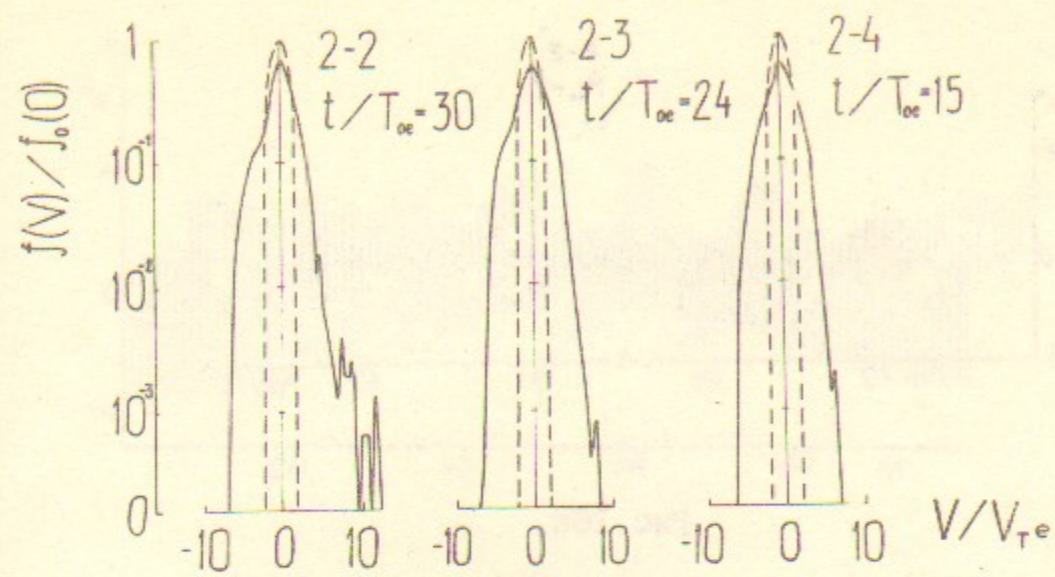
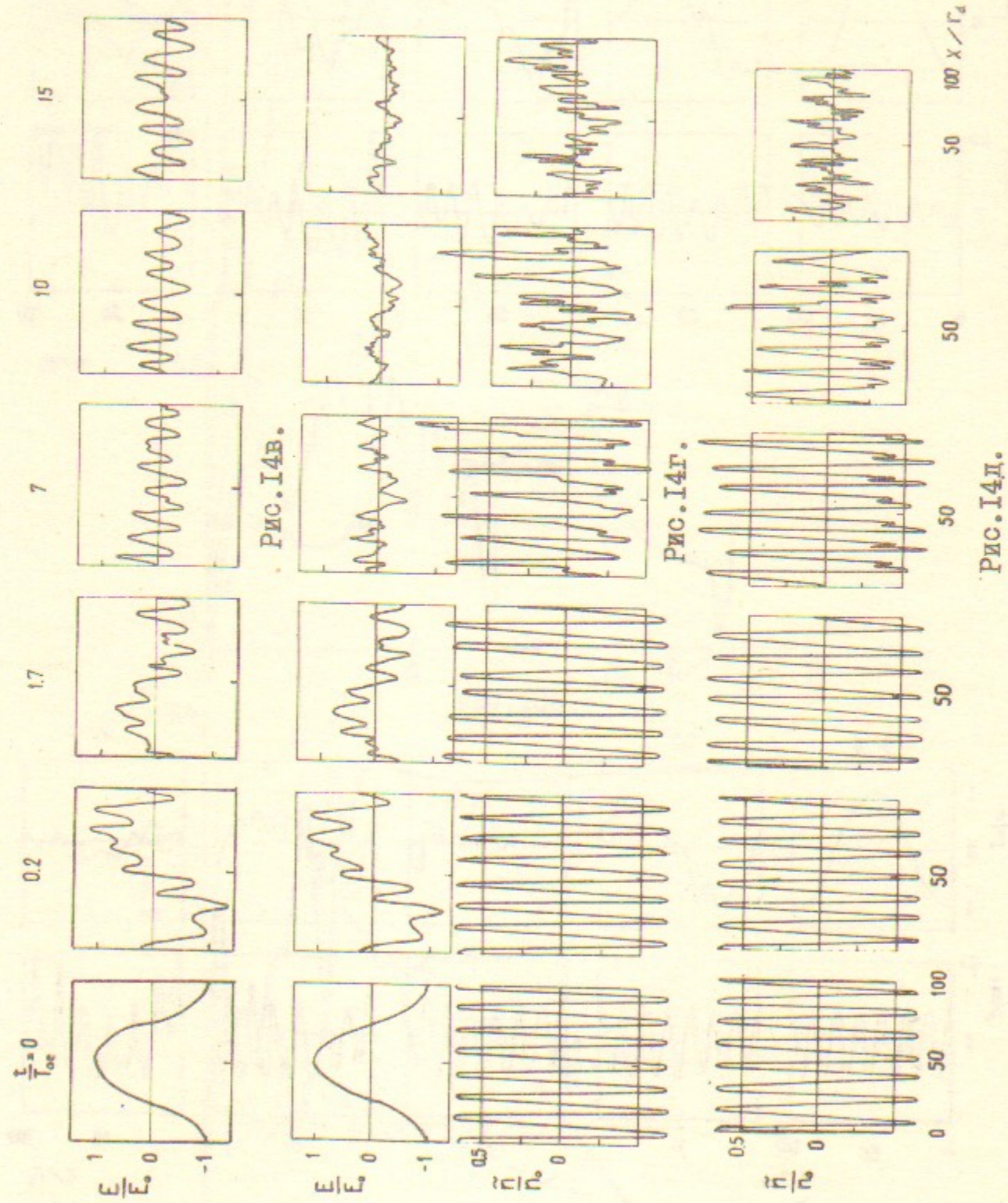


Рис. I5а.

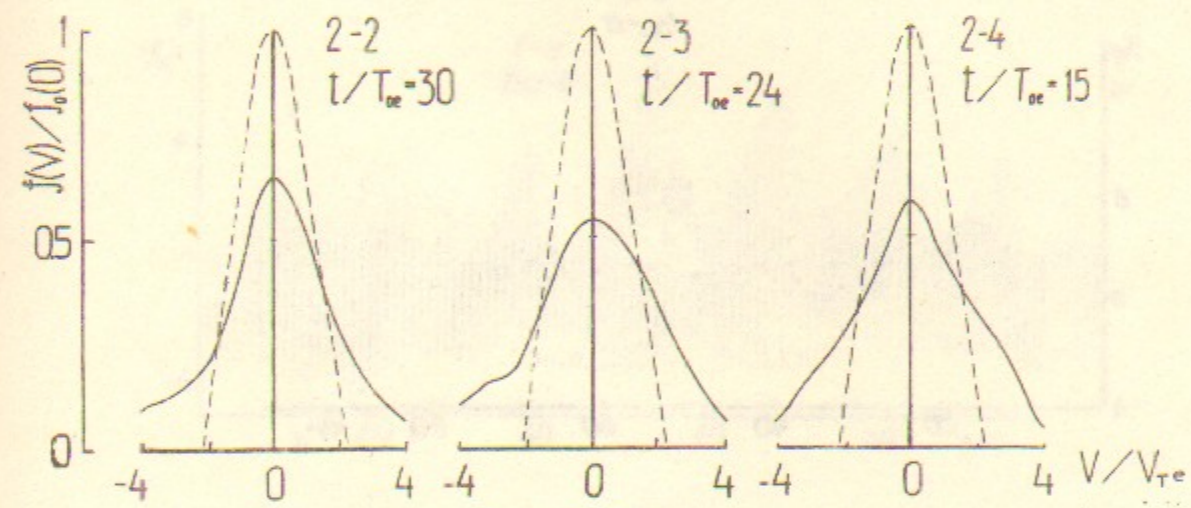


Рис. I5б.

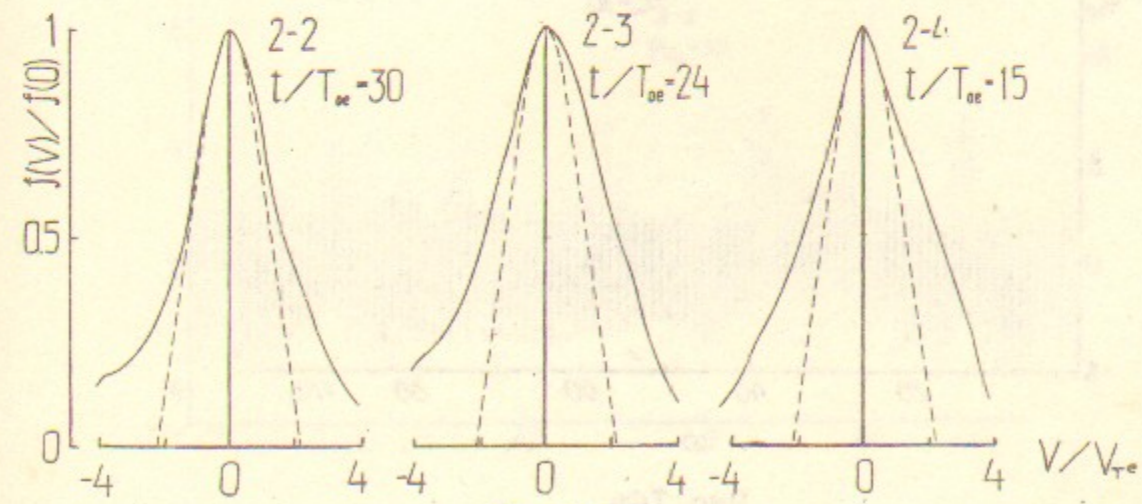


Рис. I5в.

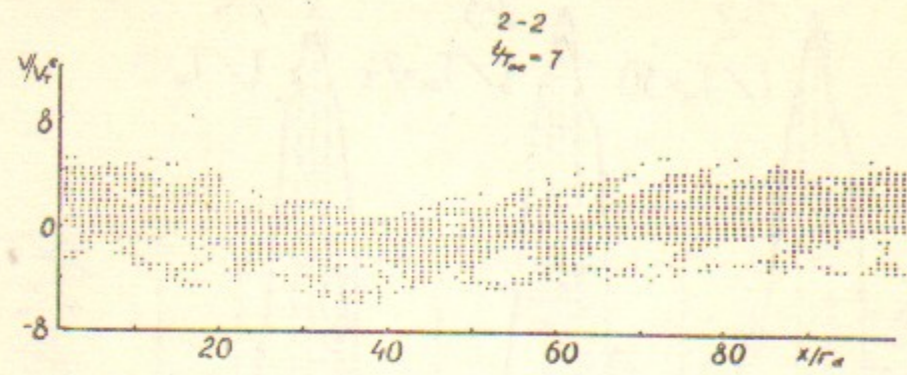


Рис. 16а.

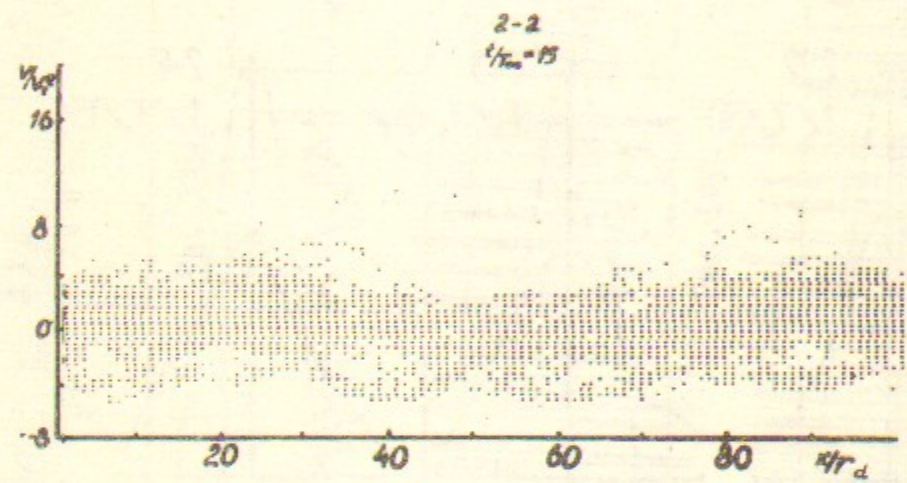


Рис. 16б.

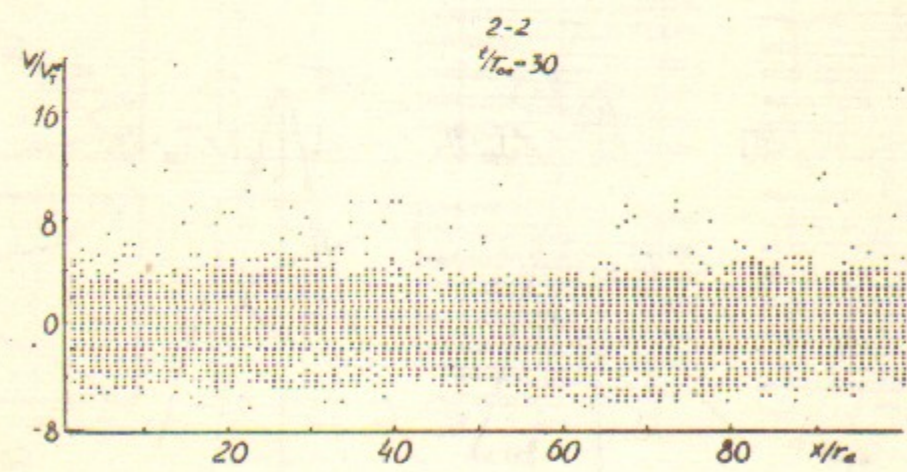


Рис. 16в.

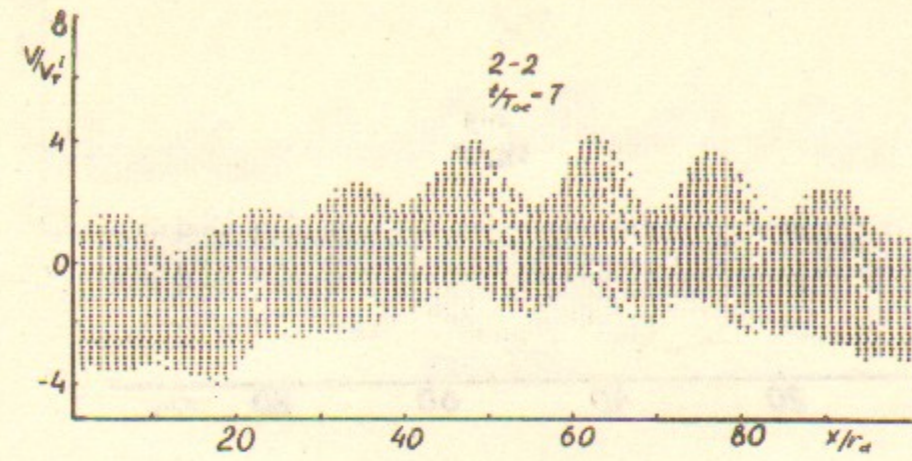


Рис. 16г.

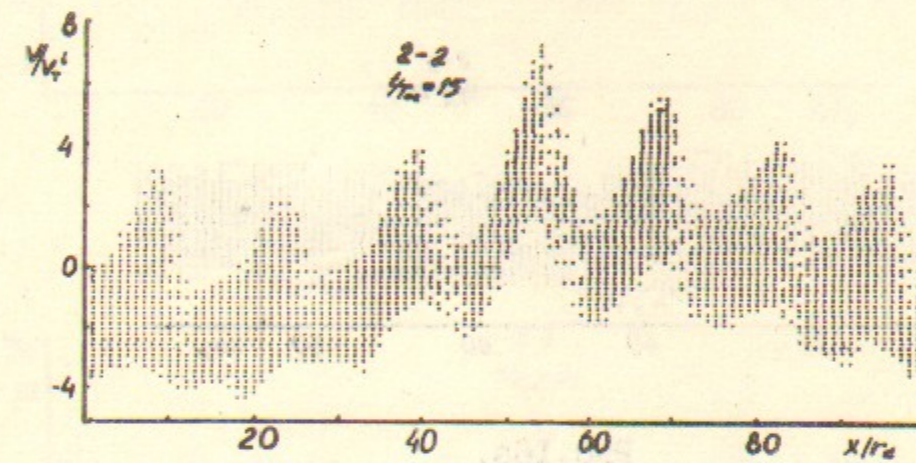


Рис. 16д.

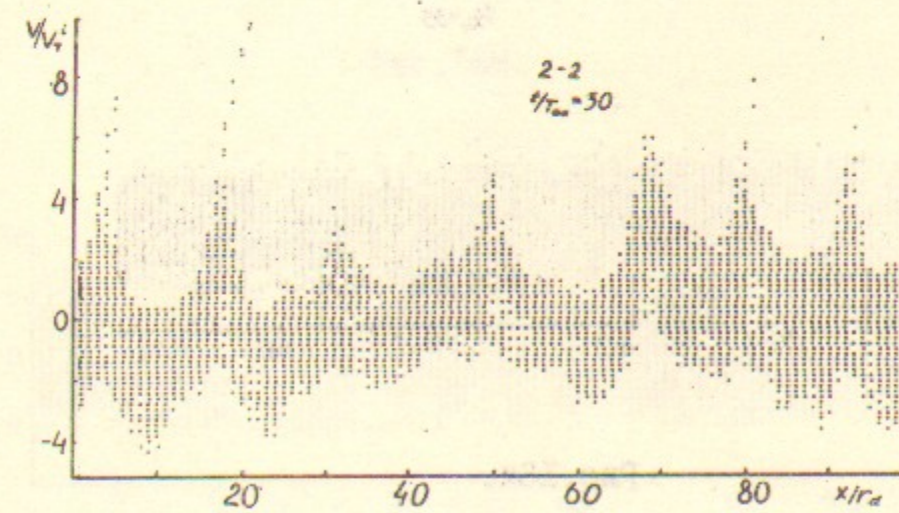


Рис. 16е.

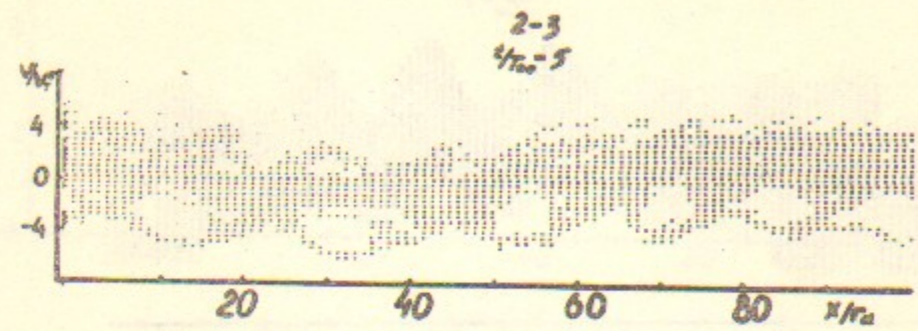


Рис. 16ж.

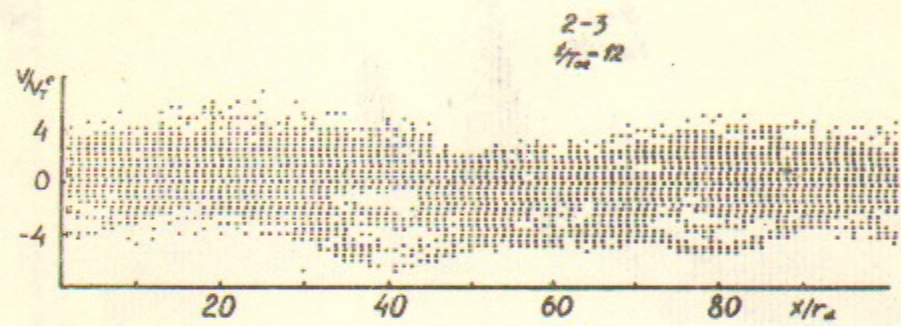


Рис. 16з.

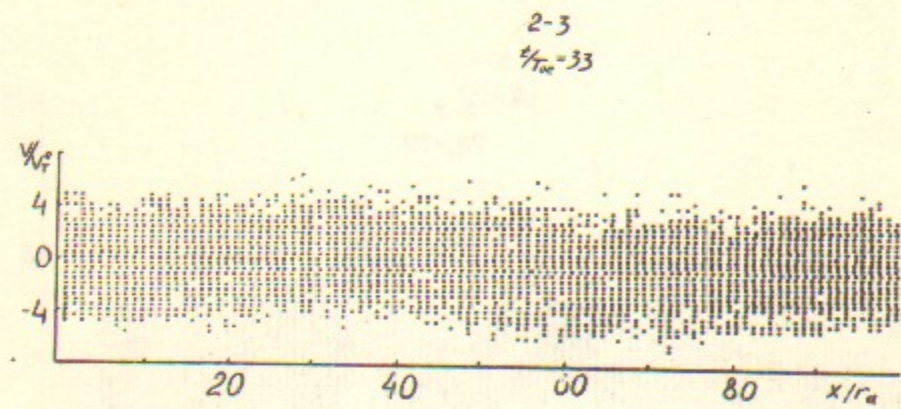


Рис. 16и.

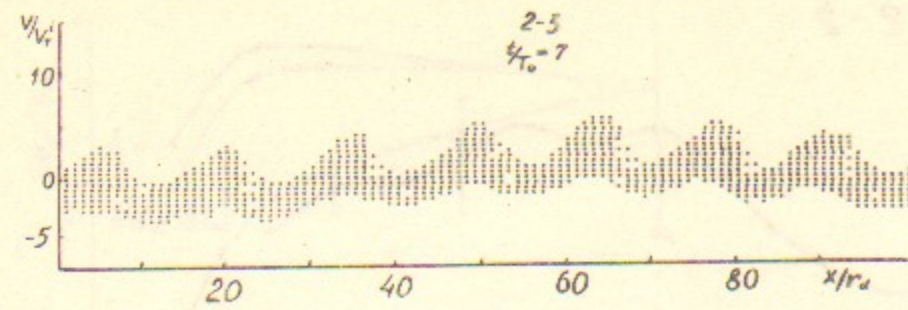


Рис. 16к.

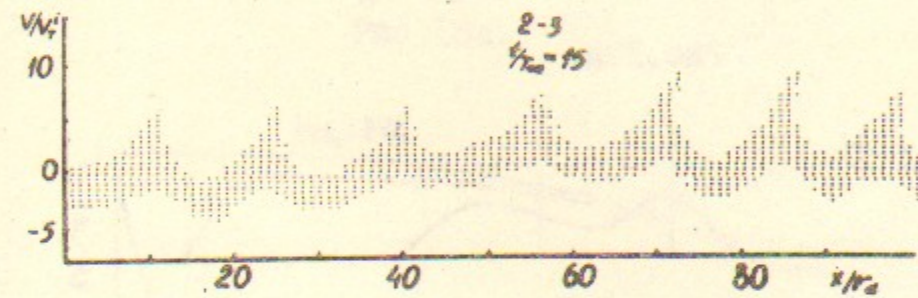


Рис. 16л.

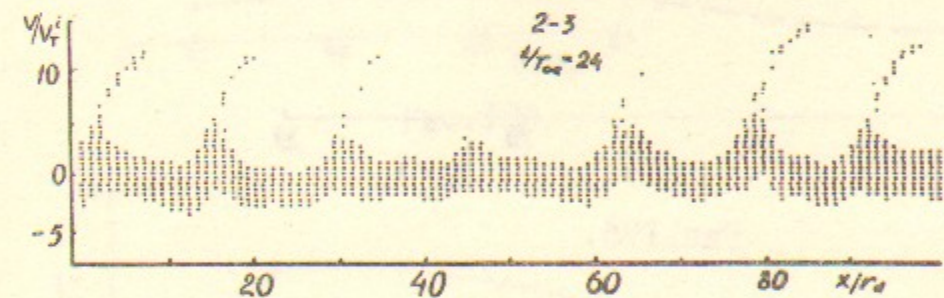


Рис. 16м.

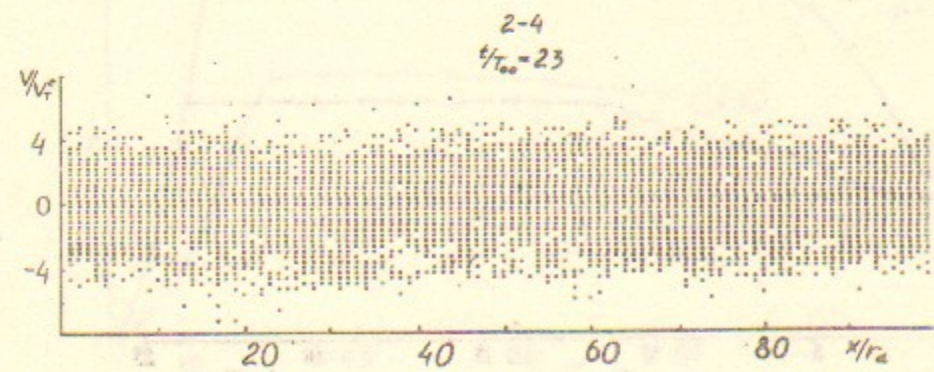


Рис. 16н.

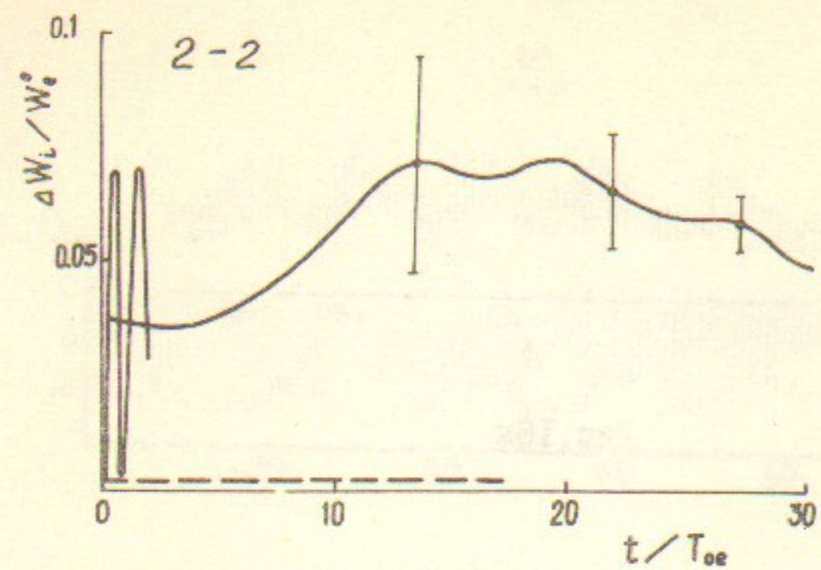


Рис. I7a.

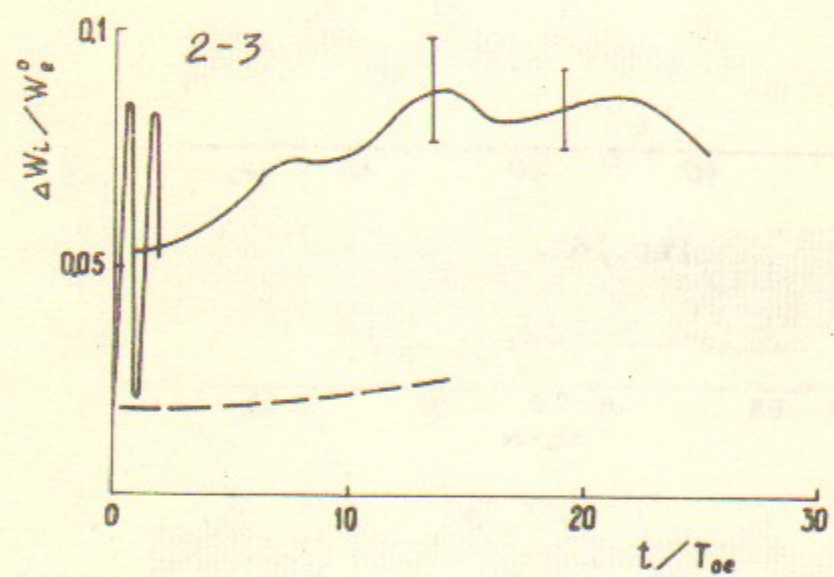


Рис. I7б.

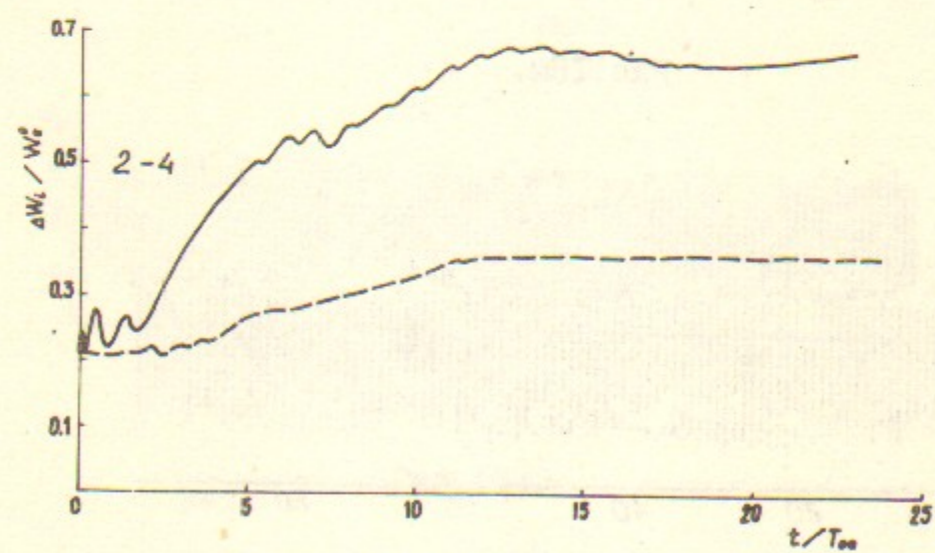


Рис. I7в.

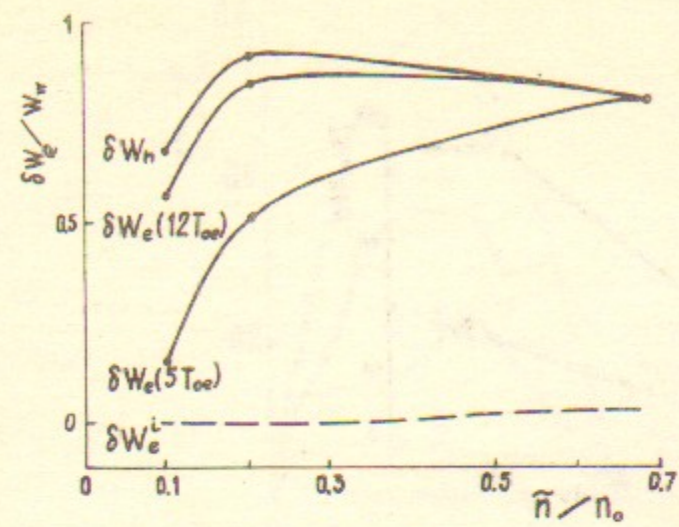


Рис. I8a.

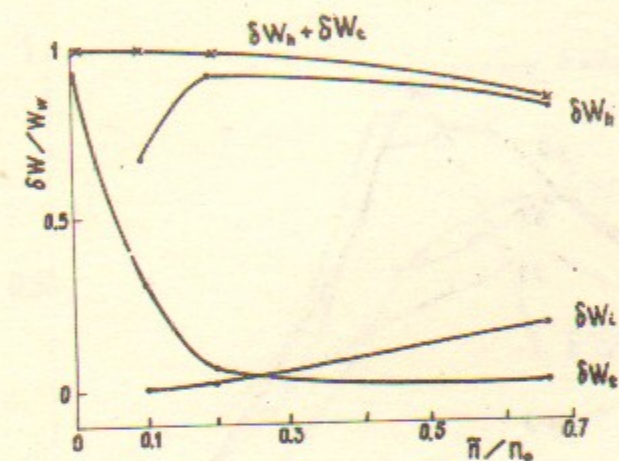


Рис. I8б.

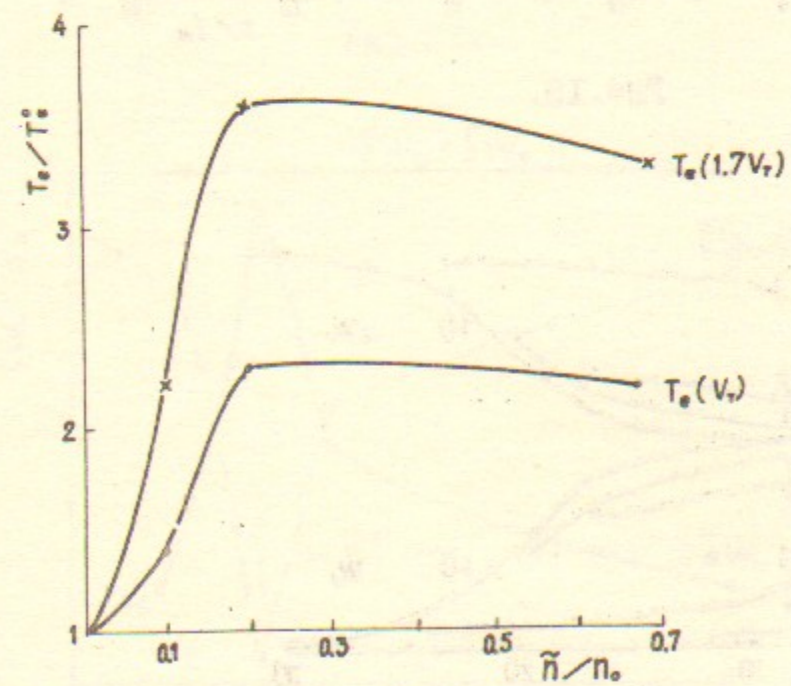


Рис. I8в.

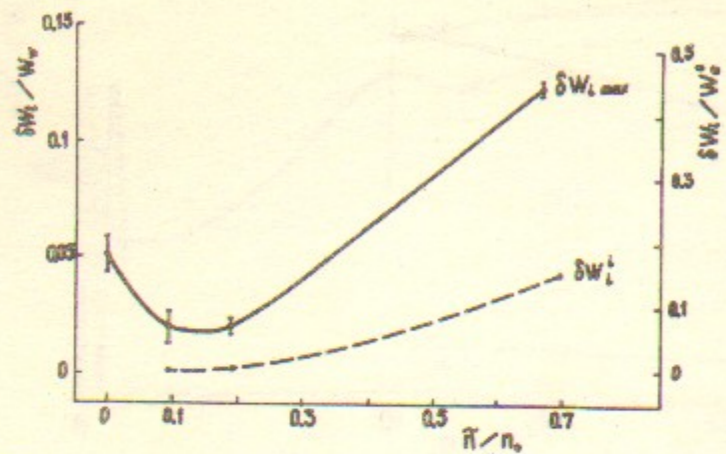


Рис. 18г.

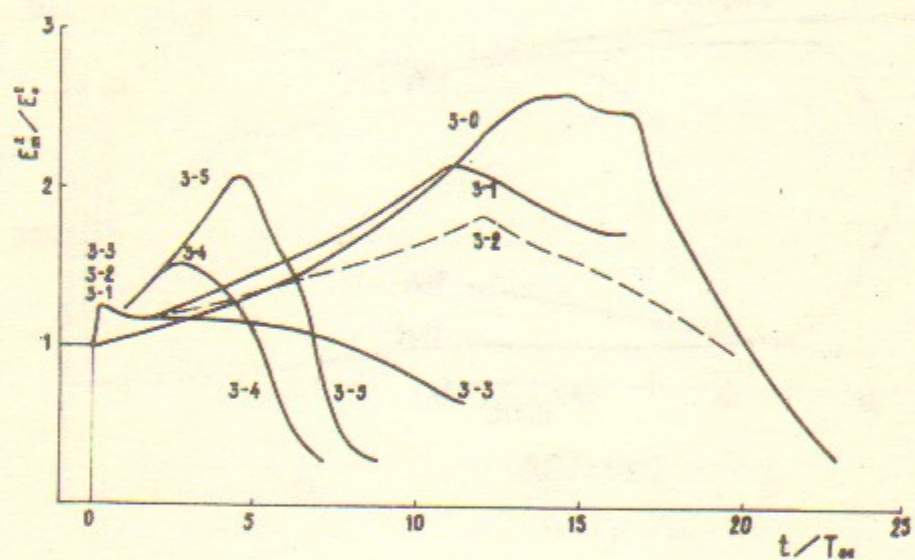


Рис. 19.

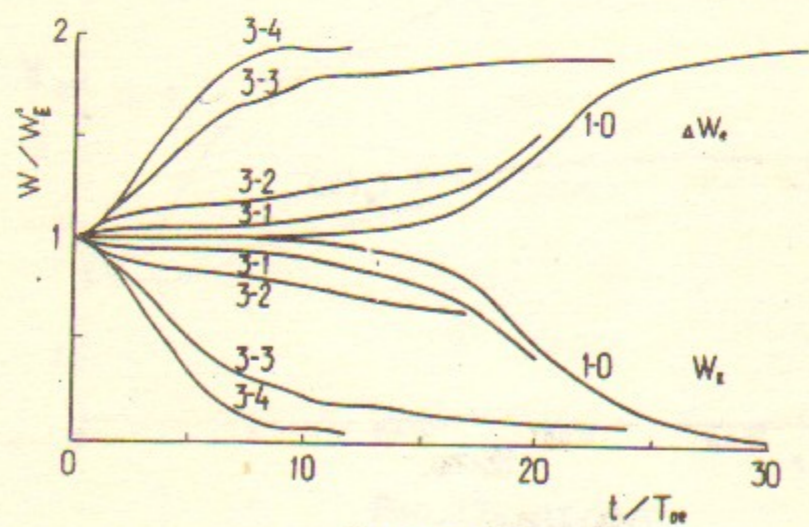


Рис. 20.

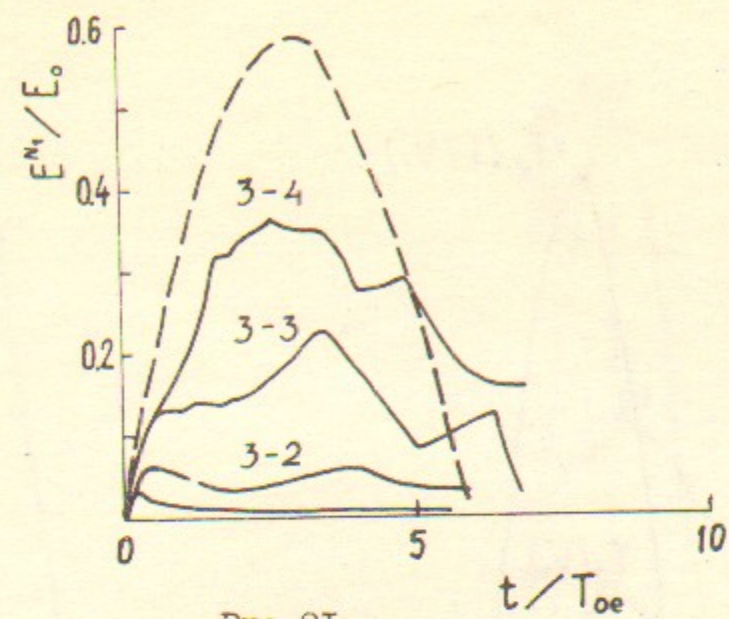


Рис. 21.

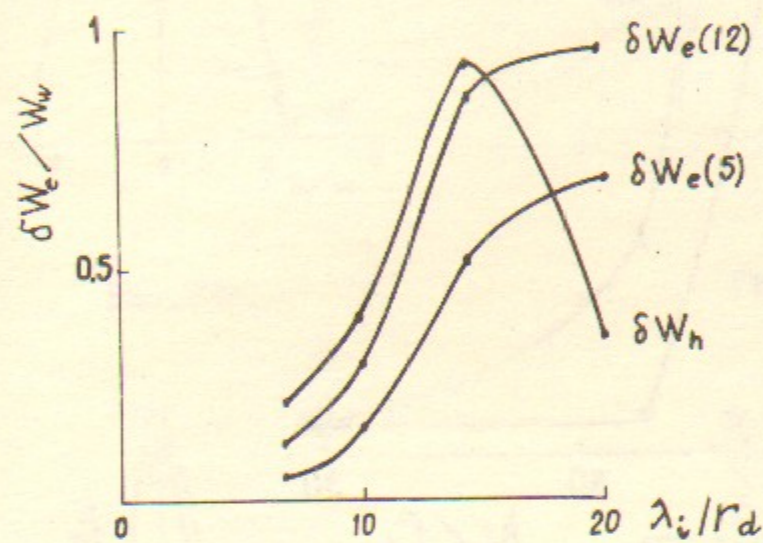


Рис. 22а.

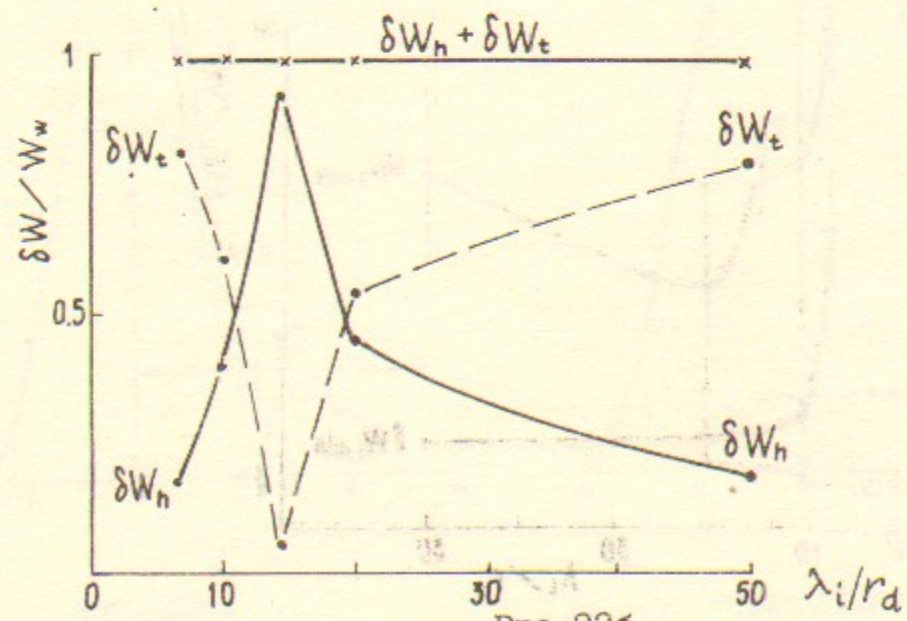


Рис. 22б.

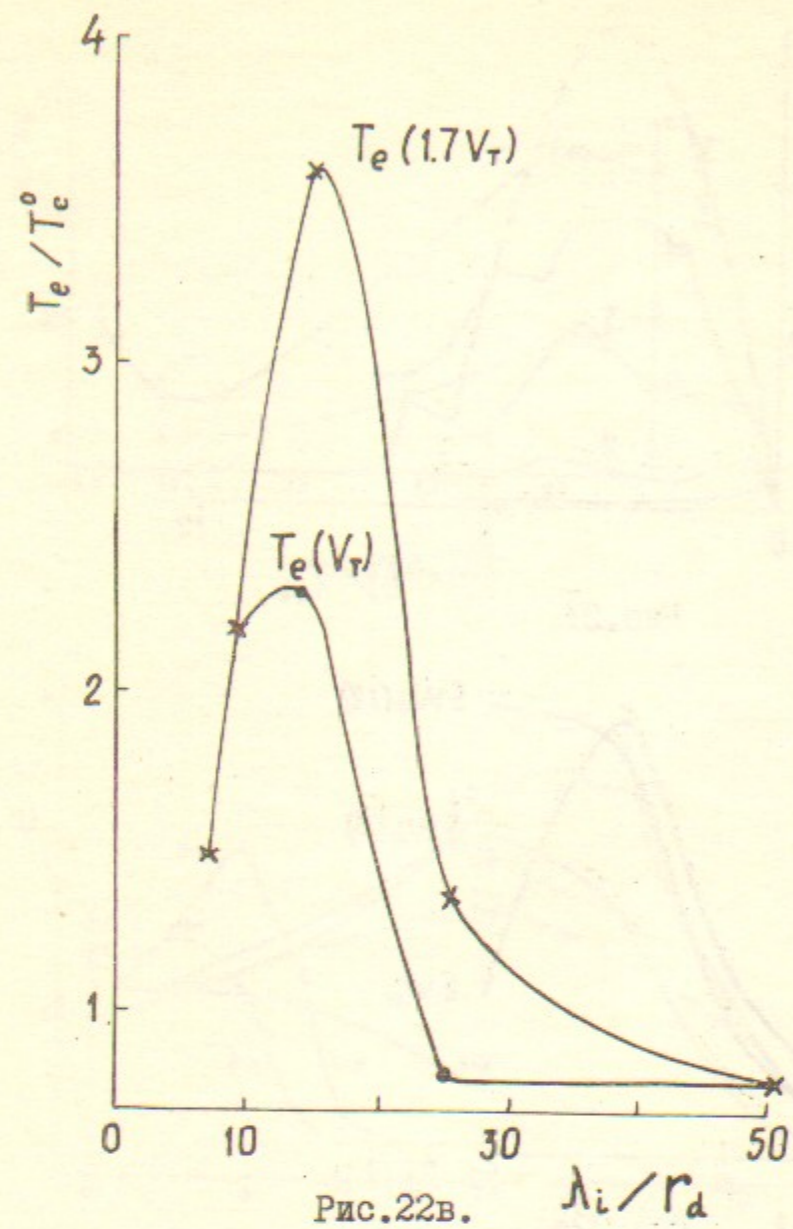


Рис.22в.

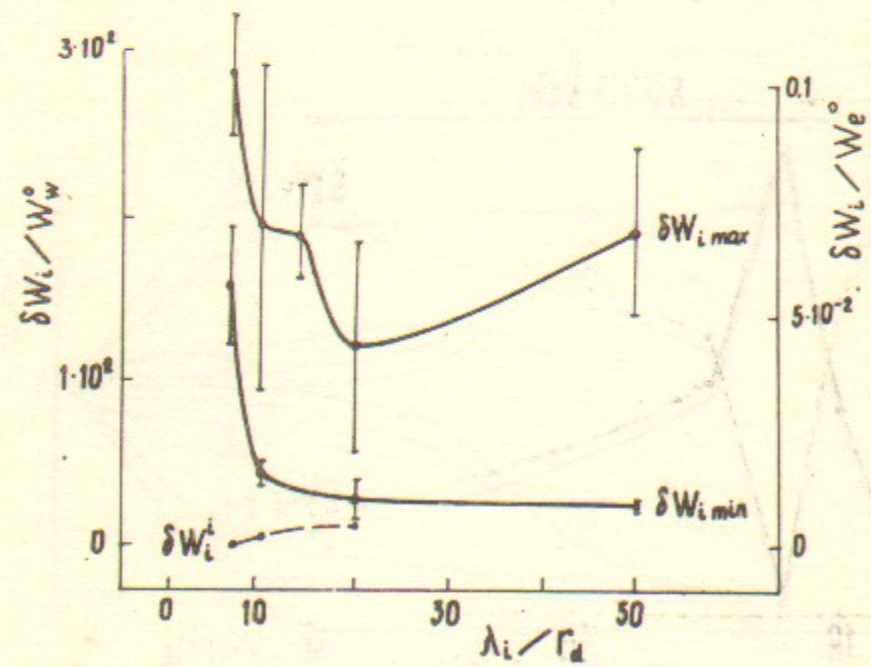


Рис.22г.

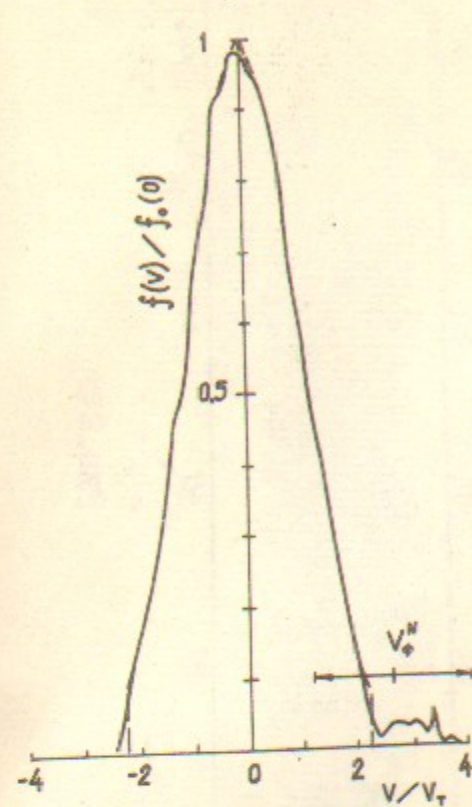


Рис.23а.

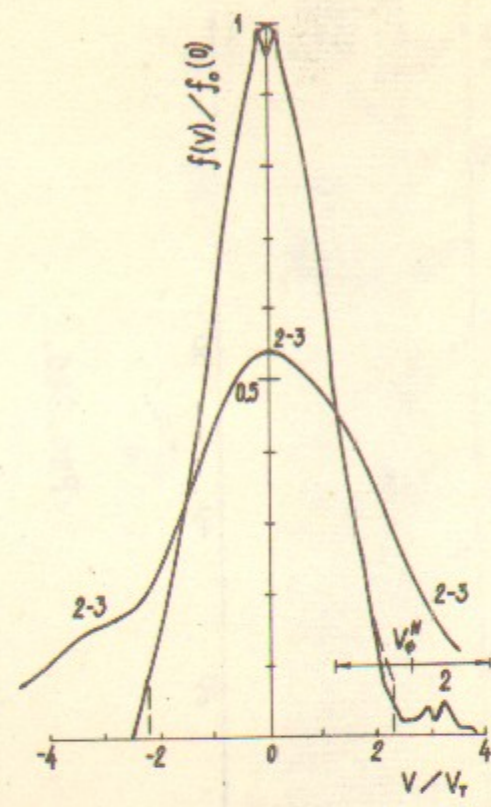


Рис.23б.

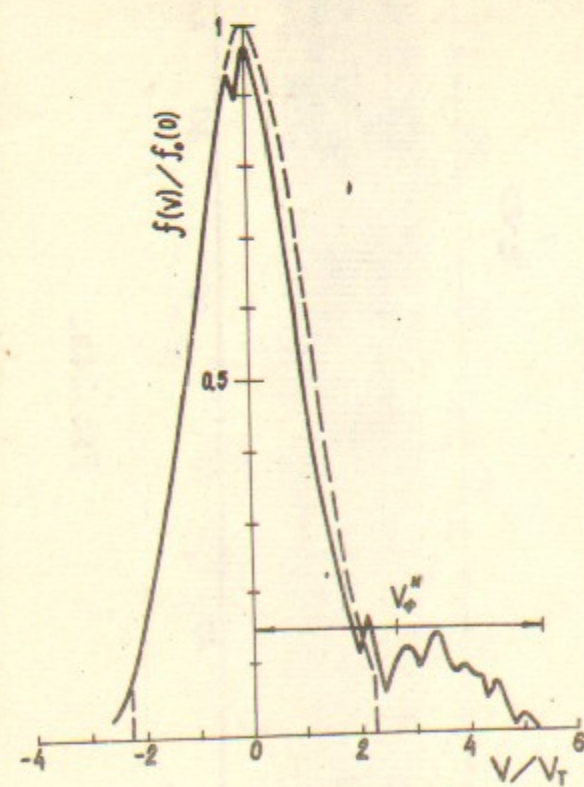


Рис.23в.

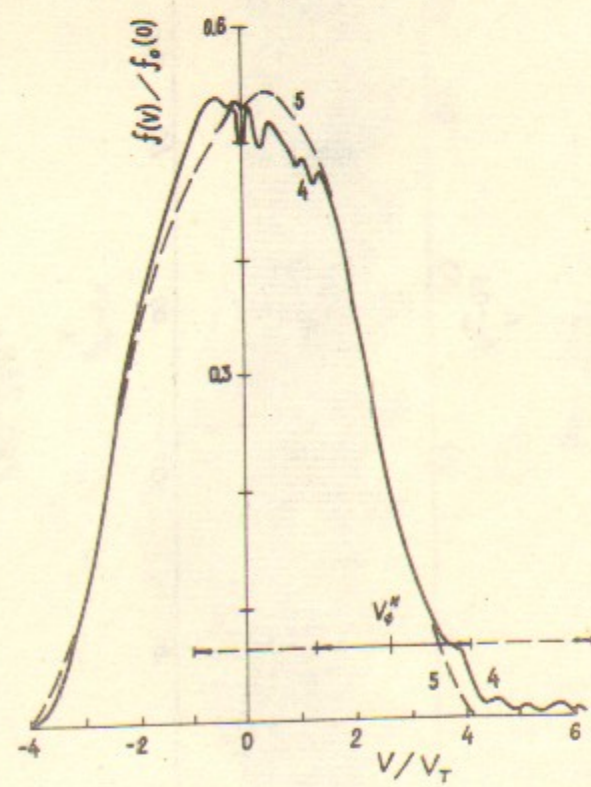


Рис.23г.



Рис. 24а.

$\frac{1}{4} \gamma_{\text{ср}} = 0.5$

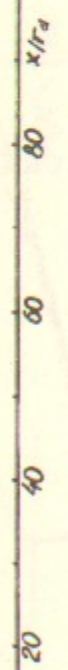


Рис. 24б.

$\frac{1}{4} \gamma_{\text{ср}} = 2.5$

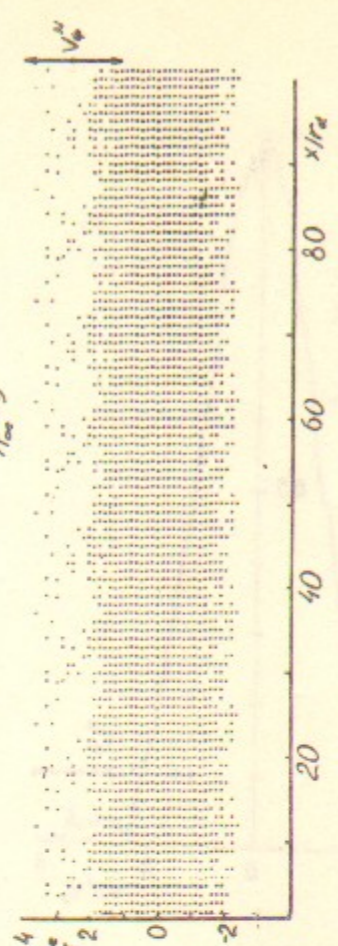


Рис. 24в.

$\frac{1}{4} \gamma_{\text{ср}} = 0.5$

Рис. 24г.



Рис. 24д.

$\frac{1}{4} \gamma_{\text{ср}} = 2.5$

Рис. 24е.

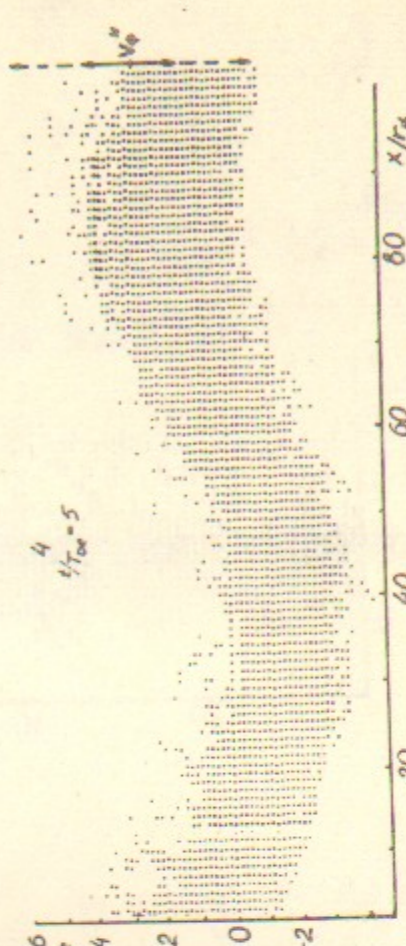


Рис. 24ж.

Рис. 24з.

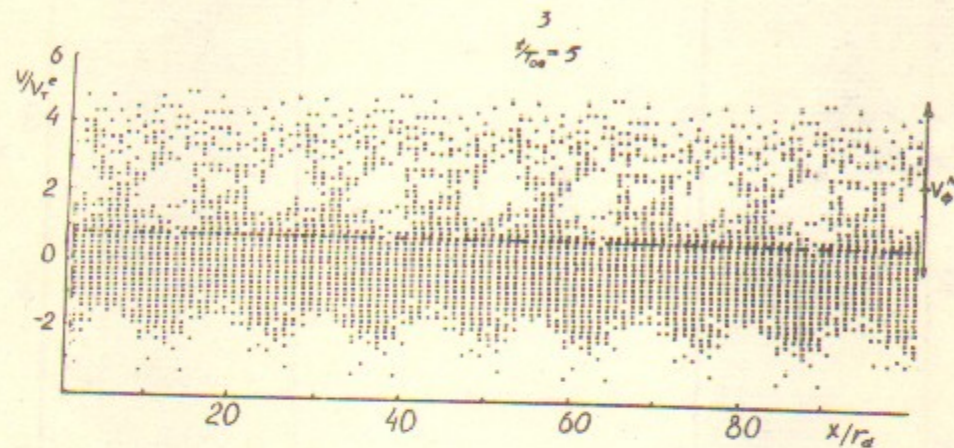


Рис. 24и.

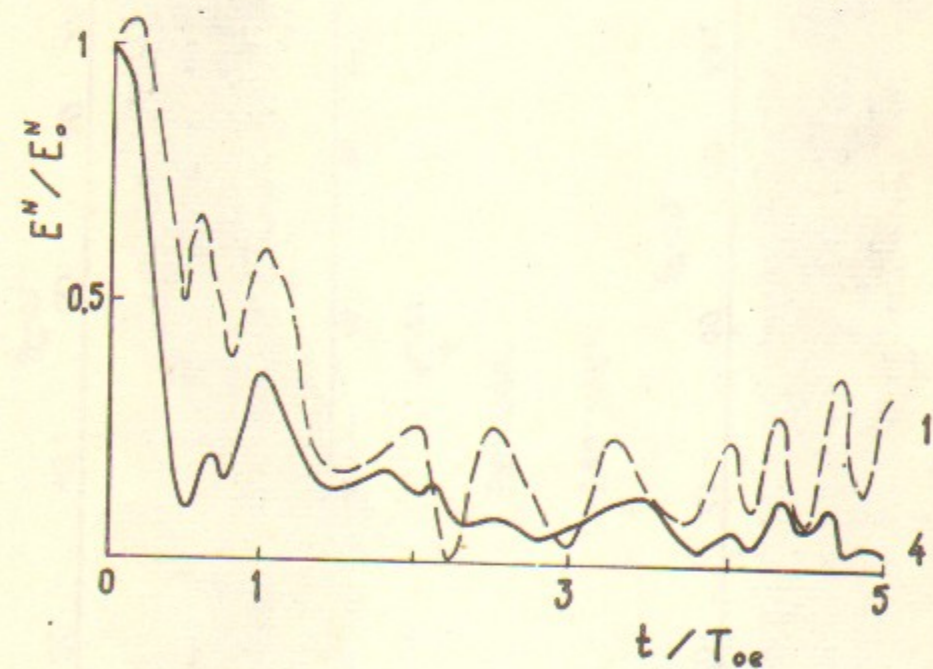


Рис. 25.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. IУ.

Препринт

№ 82-53

Работа поступила - 19 февраля 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. Попов

Подписано к печати 5.5-1982 г. МН 03272

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл. 3,8 печ.л., 3,0 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 53.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90