

24.04.89

26

Б.94

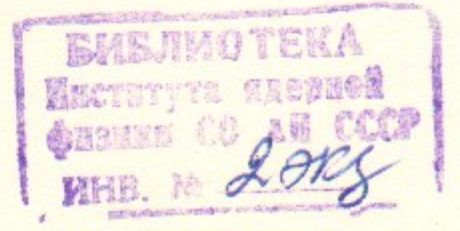
1989



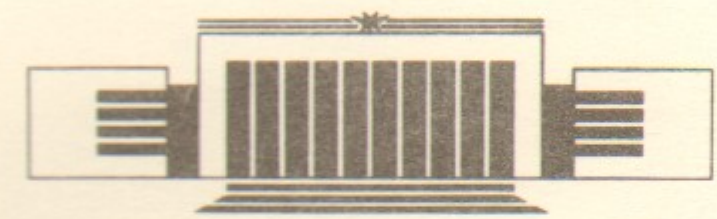
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ
ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. I.



ПРЕПРИНТ 88-139



НОВОСИБИРСК

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. I.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию стохастических явлений при взаимодействии ленгмюровской волны ($E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_\phi/V_T = 16$) с ионно-звуковой (случай I-I: $\tilde{\alpha}/n_0 = 0,2$; $\lambda_i/r_d = 50$; $N_i = \lambda_e/\lambda_i = 2$).

Конверсия ленгмюровской волны на ионно-звуковой приводит к генерации гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Затухание поля определяется захватом электронов основными гармониками конверсии ($\beta = 1, 2$) и развитием стохастической неустойчивости движения электронов (образованием стохастических слоев) в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e + N_i$ и $N_e - 2N_i$. Развитие стохастических слоев приводит к ускорению части электронов и образованию "ближних" хвостов функции распределения. Практически вся энергия ленгмюровских волн поглощается хвостами.

Стохастический слой в районе области захвата ионно-звуковой волны сосредоточен вблизи сепаратрисы и не пересекается со стохастическими слоями гармоник конверсии.

Для сравнения рассмотрен случай I-0 ленгмюровской волны в однородной плазме. Показана роль ионных нелинейностей (образования фронтов плотности и скорости, двойных электрических

LANGMUIR-ION-SOUND WAVE INTERACTION. STOCHASTIC
PHENOMENA. I.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

A b s t r a c t

The numerical experiments (PJC-method) were made to study the stochastic phenomena by the interaction of Langmuir wave ($E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_{ph}/V_T = 16$) and ion-sound wave (case 1-1: $\tilde{n}/n_0 = 0,2$; $\lambda_i/r_d = 50$; $N_i = \lambda_e/\lambda_i = 2$).

The conversion of the Langmuir wave on the ion-sound wave leads to the excitation of Langmuir wave modes $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. The damping of the electric field is determined by the trapping of the electrons by the main ($\beta = 1, 2$) conversion modes and by the stochastic instability of the electron motion (the stochastic layers formation) in the trapping regions of the modes $N_e + N_i$ and $N_e - 2N_i$. The evolution of the stochastic layers leads to the acceleration of a part of the electrons and to the formation of the "short" tails of the velocity distribution function.

The stochastic layer of the ion-sound wave is located near the separatrix of the trapping region and does not cross the stochastic layers of the conversion modes.

The Langmuir wave in the homogeneous plasma (case 1-0) is described for comparison with the case 1-1. The role of the ion nonlinearities (the formation of the density and velocity fronts and of the double electric layers) in the evolution of the stochasticity is shown.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. I.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

Настоящая работа является продолжением работы /1/, в которой исследовалось взаимодействие ленгмюровской волны с ионно-звуковой волной (неустойчивость ленгмюровской волны в плазме с синусоидальным возмущением плотности) в случае $\lambda_i \ll \lambda_e$. В работе /1/ было показано, что в ряде случаев взаимодействие ленгмюровской и ионно-звуковой волн приводит к нагреву основной массы электронов плазмы. В настоящей работе более подробно исследуется механизм поглощения энергии электрического поля электронами плазмы. Показывается, что этот механизм связан с захватом электронов и с развитием стохастической неустойчивости движения электронов в поле ионно-звуковой волны и гармоник ленгмюровской волны. В зависимости от соотношения λ_i/λ_e генерируется разный набор гармоник ленгмюровской волны и стохастическая неустойчивость движения электронов проявляется по-разному, приводя или к ускорению небольшого числа электронов (к образованию хвостов функции распределения) или к нагреву основной массы электронов плазмы.

Исследуется монохроматическая ленгмюровская волна с параметрами $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $V_{ph}/V_T = 16$; $\lambda_e/r_d = 100$; длина системы $L/r_d = 100$, так что номер гармоники $N_e = L/\lambda_e = 1$. Ранее было показано, что волна с такими параметрами является слабонелинейной (почти линейной) /26/. Развитие неустойчивости такой волны в однородной плазме с подвижными ионами подробно исследовалось в работах /2/. Было показано, что развивается модуляционная неустойчивость ленгмюровской волны, которая приводит к генерации гармоник волны с волновыми векторами $k^N = 2k_e, 3k_e, \dots$ ($k^N = 2\pi/\lambda^N$) и номером гармоники $N_e = 2, 3, \dots$. В динамическом описании модуляционная неустойчивость проявляется в модуляции волны с начальной длиной модуляции $\Delta x \sim \lambda_e/2$, в образовании впадины плотности с начальным размером $\Delta x \sim \lambda_e/2$ и в концентрации в ней электрического поля. В случае с рассматриваемыми параметрами развитие неустойчивости приводит к образованию неравновесного ленгмюровского солитона и к коллапсу -

сжатие солитона до тех пор, пока не начнется затухание. В работе /36/ показано, что затухание связано с захватом нерезонансных электронов коротковолновыми гармониками модуляционной неустойчивости и с развитием сильной стохастической неустойчивости движения электронов при пересечении областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости. Этот процесс приводит к поглощению энергии электрического поля при ускорении небольшого числа электронов до больших скоростей $V \gtrsim V_{\phi}^I$, что соответствует образованию хвоста функции распределения по скоростям. Температура основной массы электронов практически не меняется.

После затухания поля ленгмюровских волн на краях впадин плотности формируются фронты плотности и скорости (ударные волны) и возникает скачок потенциала — двойной электрический слой /4/. Фронты движутся навстречу друг другу. Это приводит к схлопыванию впадин плотности. Дальнейшее развитие возмущения плотности имеет характер нелинейной ионно-звуковой волны.

В настоящей работе исследуется взаимодействие ленгмюровской волны с ионно-звуковыми волнами разных параметров. Развитие ионно-звуковых волн рассматривалось нами ранее в работе /5/. Взаимодействие ленгмюровских волн с ионно-звуковыми изучалось ранее в работах /1,6/. Начальные параметры ионно-звуковых волн и нумерация случаев в настоящей работе и в работах /1,5, 66/ приведены в таблице I.

Ранее при исследовании бегущих ионно-звуковых волн было показано, что в случае I-I волна является практически линейной, в случаях 2-I, 3-I, волна становится слабонелинейной, а в случае 4-I сильнонелинейной, т.е. с течением времени волна укрупняется. В случае 3-2 волна опрокидывается.

При взаимодействии ленгмюровской волны с ионно-звуковой начальной стадия неустойчивости ленгмюровской волны определяется сравнительной ролью модуляционной неустойчивости и конверсии /6/. В рассматриваемых случаях, когда амплитуда ионно-звуковой волны \tilde{n}/n_0 достаточно велика, основную роль играет конверсия. Как показано в работе /7/, конверсия может рассматриваться как квазирезонансное взаимодействие ленгмюровской и ионно-звуковой волны конечной амплитуды. С другой стороны она может рассматриваться как разложение ленгмюровской волны на гармоники, которые являются собственными волнами неоднородной плазмы. Дисперсионное соотношение периодически неоднородной

Таблица I

Нумерация случаев и начальные параметры ионно-звуковых волн

Случай	I-0	I-1	2-1	3-1	4-1	3-2
N_i	-	2	5	7	10	7
λ_i/r_d	-	50	20	14,3	10	14,3
\tilde{n}/n_0	0	0,2	0,2	0,2	0,2	0,67
V_{ϕ}^i/V_T	-	$9,92 \cdot 10^{-2}$	$9,54 \cdot 10^{-2}$	$9,15 \cdot 10^{-2}$	$8,47 \cdot 10^{-2}$	$9,15 \cdot 10^{-2}$
V_{ϕ}^i/V_T^i	-	5,43	5,23	5,01	4,64	5,01
T^i/T_{oe}	-	80,2	33,4	24,8	18,8	24,8
Случай	3-0	3-5	3-4	3-3	3-2	2-4
в работе	I-0			2-3		
/1/						
Случай	5-0	5-1	5-2	5-3	5-4	-
в работе	2-0		2-2; 3-3			
/66/						
Случай			3-4	3-3	3-2	2-4
в работе	-	-		2-3		
/5/						

$$N_i = \mathcal{L}/\lambda_i = \lambda_e/\lambda_i; \quad V_{\phi}^i = c_s/[1+(k_i r_d)^2]^{1/2}; \quad c_s = \sqrt{T_e/M} = 0,1 V_T;$$

$$k_i = 2\pi/\lambda_i; \quad V_T = \sqrt{T_e/m}; \quad V_T^i = \sqrt{T_e^i/M}; \quad T^i = \lambda_i/V_{\phi}^i.$$

плазмы было исследовано в работе /8/.

Как показано в работах /66,7,9/, в случае $\lambda_i < \lambda_e$ конверсия ленгмюровской волны на возмущениях плотности (ионно-звуковых волнах) приводит к генерации ее гармоник — прямых волн с волновыми векторами $k^N = k_e + \beta k_i$ (номер гармоник $N = N_e + \beta N_i$) и обратных волн с $k^N = k_e - \beta k_i$ (номер гармоник $N = N_e - \beta N_i$), $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Изменение амплитуды гармоник во времени описывается функциями Бесселя порядка β $E_{\beta}^N/E_0 = J_{\beta}(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 t)$, так что в отсутствие затухания $E_{\beta}^N(t)$ не зависит от V_{ϕ} , λ_e , λ_i , λ_e/λ_i . Максимум $E_{\beta}^N(t)$ для данного β не зависит

от \tilde{n}/n_0 и сдвигается в сторону меньших t с ростом \tilde{n}/n_0 .

В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции ленгмюровской волны с начальной длиной модуляции $\Delta x \sim \lambda_i$ и в концентрации электрического поля во впадинах плотности ионно-звуковой волны. В течение плазменного периода T_{oe} максимум поля в разных впадинах достигается в разные моменты времени, так что пик плотности энергии перемещается из одной впадины в другую, пробегая все впадины за T_{oe} . С течением времени этот пик дробится на более мелкомасштабные структуры до тех пор, пока не начнется затухание. 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 самоогла-сованным действием модуляционной неустойчивости и конверсии.

После затухания поля ленгмюровских волн развитие впадин плотности имеет тот же характер, как и в случае модуляционной неустойчивости в однородной плазме.

Механизм затухания исследовался ранее в случаях, когда фазовые скорости основных ($\beta = 1; 2$) гармоник конверсии были достаточно велики /36/. Было показано, что эти случаи подобны случаям модуляционной неустойчивости в однородной плазме - затухание связано с захватом нерезонансных электронов коротковолновыми (большие β) гармониками конверсии и с развитием сильной стохастической неустойчивости движения электронов при пересечении областей захвата гармоник конверсии. Этот процесс приводит к ускорению небольшого числа электронов и образованию хвостов функции распределения по скоростям.

В настоящей работе исследуются случаи, когда фазовые скорости основных гармоник конверсии невелики $V_{\phi}^N/V_T \sim 2-6$. Найдено, что в этих случаях становится существенным захват электронов основными гармониками конверсии $N = N_e \pm N_i$ ($\beta = 1$). Это, однако, не приводит к полному затуханию электрического поля, хотя электронами поглощается значительная доля его энергии. Гармоники конверсии затухают только на начальной стадии $t \lesssim T_B^N/2$ ($T_B^N = 2\pi/k^N \sqrt{e\varphi^N/m}$ - период захваченных частиц). В дальнейшем затухание сменяется периодическими затухающими колебаниями, обусловленными движением захваченных частиц. Дальнейшее затухание в этих случаях связано со стохастизацией движения электронов в поле гармоник конверсии, ионно-звуковой волны и ос-

новной волны $N_e = 1$ - с развитием стохастической неустойчивости (образованием стохастических слоев) или сильной стохастической неустойчивости.

Теории стохастичности динамических систем посвящено огромное число работ (см., например, /10-13/ и ссылки в наших работах /3а, 14а/). Для нас представляют интерес работы, в которых исследуется движение заряженной частицы в поле двух или многих волн.

Достаточно подробно исследован случай движения отдельной частицы в поле двух волн /10-12, 15-18/. Упрощая результаты теории, можно сказать, что характер движения частицы в поле двух волн существенно зависит от критерия Чирикова $\alpha = (V_3^{(1)} + V_3^{(2)}) / (V_{\phi}^{(1)} - V_{\phi}^{(2)})$, где $V_3^{(1),(2)}$ - амплитуды захвата первой и второй волны, $V_{\phi}^{(1),(2)}$ - их фазовые скорости. Если $\alpha < 1$, т.е. области захвата не пересекаются, движение частицы становится стохастическим только в так называемом стохастическом слое. При малой амплитуде волн стохастический слой сосредоточен в районе сепаратрис /15/. В зависимости от параметров волн характер стохастического слоя меняется /16/, но частица не переходит из одной области захвата в другую.

Если критерий Чирикова выполнен $\alpha > 1$, т.е. области захвата (более точно - стохастические слои) двух волн пересекаются, развивается сильная стохастическая неустойчивость (large scale stochasticity) /10-12, 17, 18/. При этом движение частицы становится стохастическим в большой области фазового пространства, так что частица может переходить из одной области захвата в другую.

Стохастическая неустойчивость движения частицы проявляется в том, что траектории частицы на фазовой плоскости при малом изменении начальных координат (или траектории частиц с малым различием начальных координат) расходятся экспоненциально. Для частиц, движущихся вблизи сепаратрисы, характерным признаком стохастической неустойчивости является переход частицы из захваченной в пролетную и обратно через случайные промежутки времени /14/, а также различие траекторий частиц с близкими начальными координатами.

Близко к случаю двух волн лежит случай волны, промодулированной по амплитуде. В работах /19, 20/ показано, что модуля-

ция волны (в частности модуляция при движении захваченных частиц) приводит к стохастической неустойчивости движения частиц — к образованию стохастического слоя в районе сепаратрисы.

Случай движения частицы в поле многих волн (в волновом пакете) рассматривался в работах /10-12, 15, 21, 22/ и других. Казалось бы не вызывает сомнения, что в этом случае сильная стохастическая неустойчивость будет развиваться в той области фазового пространства, где пересекаются области захвата (стохастические слои) разных волн. Однако, авторы работы /22/, рассматривая пакет с некоторыми специальными ограничениями (амплитуды волн в пакете одинаковы, $\Delta\omega$, Δk для соседних волн одинаковы), приходят к выводу, что это не так. Нами ранее были проведены численные эксперименты, в которых исследовалось движение пробных частиц (электронов) в поле пакета ленгмюровских волн в плазме с неподвижными ионами /3а/. Было найдено, что частицы странствуют по областям захвата в том районе фазового пространства, где области захвата пересекаются, и не проникают в районы, где они не пересекаются (во всяком случае за не очень большое время $\lesssim 20 T_{oe}$). При этом движение частиц имеет характер стохастического.

Именно такие случаи наблюдались нами при развитии модуляционной неустойчивости ленгмюровской волны и при развитии конверсии, если генерировались длинноволновые гармоники конверсии с большими фазовыми скоростями /3а, 3б/.

В настоящей работе наблюдается промежуточный случай, когда стохастическая или сильная стохастическая неустойчивость движения электронов развивается в поле нескольких волн — ионно-звуковой, основных гармоник конверсии $N_e \pm N_i$, начальной ленгмюровской волны $N_e = 1$. В развитие стохастичности, кроме того вносят вклад гармоники конверсии $N_e \pm \beta N_i$, $\beta > 1$; гармоники модуляционной неустойчивости $N_e > 1$; а также нелинейные эффекты — модуляция амплитуды волн при движении захваченных электронов; ионные нелинейности, в частности, образование двойных электрических слоев, затухание ионно-звуковой волны при захвате ионов.

В настоящей работе исследованы траектории движения электронов с разными начальными координатами. Определены некоторые границы областей фазового пространства, в которых движение электронов имеет характер стохастического. Сделана попытка по-

нять основные механизмы стохастизации движения при разных начальных параметрах ионно-звуковой волны. Рассмотрение проводилось в течение не слишком большого времени $t/T_{oe} \sim 30$. За это время больше 90-95% энергии электрического поля поглощается электронами и успевает установиться новая функция распределения электронов по скоростям. Поскольку нас интересовал механизм затухания поля и механизм нагрева электронов, этого времени было достаточно. Однако для полного развития стохастичности это время может быть недостаточным. Определенные нами области, где движение электронов имеет характер стохастического, с течением времени могут расширяться.

Отметим, что нами рассматривается самосогласованная динамическая задача, включающая большое число разных эффектов: неустойчивость заданной ленгмюровской волны при ее взаимодействии с ионно-звуковой волной, затухание гармоник ленгмюровской волны, развитие стохастических эффектов, развитие нелинейных эффектов в ионно-звуковой волне (укручение или опрокидывание, развитие впадин плотности под действием пондеромоторной силы, формирование ударных волн и двойных электрических слоев). Амплитуды волн в этом случае постоянно меняются. Эта задача существенно отличается от модельных задач, обычно рассматриваемых в работах по стохастичности. Однако, мы будем использовать некоторые представления из этих работ такие, как стохастическая и сильная стохастическая неустойчивость, стохастический слой и т.п. При этом следует иметь в виду, что к стохастической неустойчивости движения частиц может приводить целый набор механизмов, причем роль различных механизмов меняется во времени.

Основной результат, полученный в настоящей работе, заключается в том, что затухание ленгмюровских волн и нагрев электронов связаны с захватом электронов гармониками конверсии и с развитием стохастической или сильной стохастической неустойчивости движения электронов в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии. Этот вывод отличается от обычного предположения о том, что затухание определяется затуханием Ландау (если, конечно, не называть затуханием Ландау любое взаимодействие частиц с полем, приводящее к затуханию поля).

Работа разбита на несколько частей. В частях I-III подробно рассмотрено развитие неустойчивости ленгмюровской волны и сто-

частические эффекты в случаях I-I - 4-I, 3-2 с разными начальными параметрами ионно-звуковой волны. В части IV проведен сравнительный анализ разных случаев в сопоставлении с результатами по нагреву электронов плазмы из работы /1/.

Численный эксперимент выполнялся методом частиц в ячейках. Рассматривалась одномерная система длиной $L/r_d = 100$ с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур $T_e/T_i = 30$ и отношением масс $M/m = 10^2$. Из-за ограниченности числа счетных частиц ($N_e = N_i = 10^4$) функции распределения электронов и ионов обрезаны на скорости $V \sim \pm 2 V_T$ и $V \sim \pm 2 V_T^i$ соответственно.

Для задания бегущей ленгмюровской волны в начальный момент времени задаются синусоидальные возмущения плотности и скорости электронов, соответствующие линейной монохроматической волне. Отметим, что в некоторых предыдущих работах /2,36/ задавалась нелинейная укрупненная волна, отличающаяся от данной заданием гармоник $N = 2 N_e$, $3 N_e$ малой амплитуды. Ранее было проверено, что развитие неустойчивости линейной и "нелинейной" волн различается только несущественными деталями.

Для задания ионно-звуковой волны в начальный момент времени задаются синусоидальные возмущения плотности электронов и ионов $\tilde{n}_e(x) = \tilde{n}_i(x)$ и возмущение скоростей, соответствующее фазовой скорости ионно-звуковой волны $V_\phi^i = c_s / [1 + (k_i r_d)^2]^{1/2}$.

Относительные фазы ленгмюровской и ионно-звуковой волны (Рис. I) выбраны так, чтобы максимум поля в ленгмюровской волне $E(x)$ совпадал с одним из максимумов плотности в ионно-звуковой волне $\tilde{n}(x)$. При этом возмущение скорости в ленгмюровской волне $\tilde{V}(x)$ равно нулю там, где максимальна сепаратриса электронов, захваченных в ионно-звуковую волну $V(x) = V_\phi^i \pm 2\sqrt{e\phi_0/m} \times \sin k_i(x-x_1)$, где $2\sqrt{e\phi_0/m} = V_z^i$; x_1 - положение узла сепаратрисы.

Такой выбор относительной фазы понадобился нам для того, чтобы задать пробные частицы ($e = m = 0$, e/m то же, что у электронов) в фазе максимальной сепаратрисы $x = x_m$ так, чтобы их начальные скорости V_0 совпадали с невозмущенными V_0^0 . На Рис. 2а показана схема расположения разных групп пробных частиц

(группы от I до 6) в случаях I-I - 4-I. Видно, что в группах I и 2 начальные координаты частиц лежат внутри области захвата, так что в дальнейшем эти частицы должны быть захвачены. В группах 3-6 частицы должны быть пролетными.

Задавались также группы пробных частиц 7 с $V_0^0 = 0$ и разными x_0 , и в некоторых случаях группы 8 и 9 с $V_0^0 = 2V_T$ и $V_0^0 = -2V_T$ и разными x_0 . Из Рис. 2б видно, что их начальные скорости V_0 возмущены полем ленгмюровской волны.

Предельные начальные координаты частиц в группах и число частиц в группах в случае I-I и I-0 приведены в Таблицах 2 и 3.

При исследовании стохастических эффектов изучались траектории на фазовой плоскости $x-V$ движения пробных частиц, иногда электронов. Было проверено, что траектории пробных частиц практически не отличаются от траекторий электронов с теми же начальными координатами. Изучались траектории частиц в лабораторной системе координат или в системе координат той или иной волны. Это позволило четко различать регулярно движущиеся захваченные или пролетные частицы от частиц, движущихся стохастически, и выяснять к какой именно волне или волнам привязано движение частицы. Анализ траекторий частиц с близкими начальными координатами позволил делать вывод о том, имеет ли движение частиц стохастический характер.

Определялись границы стохастических слоев. Стохастический слой рассматривался как область начальных координат x_0 , V_0 частиц, траектории которых имеют стохастический характер. Поскольку анализировалось ограниченное число траекторий (десятки), использовался также анализ движения пробных частиц (сотни) на фазовой плоскости. В некоторых случаях использовался анализ движения электронов на фазовой плоскости. Фазовые плоскости выводились с интервалом $\sim 1-2 T_{oe}$. Отметим, что полные границы стохастических слоев $V_0(x_0)$ не определялись. Определялись отдельные точки на этой кривой - верхняя и нижняя граница V_0 для $x_0 = x_m$ и правая и левая граница x_0 для $V_0^0 = 0$.

В данной работе I исследуется случай I-I с ионно-звуковой волной $N_i = 2$. Параметры ленгмюровской волны: $N_e = 1$; $E_0^2/8\pi n T = 1,6$; $E_0/(m r_d) = 70,4$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_\phi/V_T = 16$. Параметры ионно-звуковой волны: $N_i = 2$; $\tilde{n}/n_0 = 0,20$; $\lambda_i/r_d = 50$;

ТАБЛИЦА 2

Начальные координаты пробных частиц. Случай I-I.

Узлы сепаратрисы $X_1/r_d = 25$; $X_2/r_d = 75$; максимум $X_m/r_d = 50$.
 $(V_{\phi}^i + V_{z_0}^i)/V_T = 0,99$; $(V_{\phi}^i - V_{z_0}^i)/V_T = -0,80$; $V_{\phi}^i/V_T = 9,92 \cdot 10^{-2}$.

Группа	I	2	3	4	5	6	7
Δr	100	2x50	100	100	50	50	100
X_0/r_d	50	50	50	50	50	50	26+73,5
$(X_0 - X_1)/\lambda_i$	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,02+0,97
V_0°	-1+0,98	4,5+2,5 -(4+1,55)	6+12,9	-(6+12,9)	13,3+30	-(13,3+30)	0
V_0°/V_T	-0,159+0,156	0,72+0,40 -(0,64+0,25)	0,96+2,06	-(0,96+2,06)	2,12+4,77	-(2,12+4,77)	0
$V_0^\circ - V_{\phi}^i$	-1,623+0,357	3,88+1,88 -(4,62+2,17)	5,38+12,3	-(6,62+13,6)	12,7+29,4	-(14,0+30,6)	-0,62
$\frac{V_0^\circ - V_{\phi}^i}{V_{z_0}^i}$	-0,290+0,064	0,69+0,36 -(0,83+0,39)	0,96+2,20	-(1,18+2,42)	2,27+5,25	-(2,49+5,47)	-0,11

Пояснения - см. Таблицу 3.

ТАБЛИЦА 3

Начальные координаты пробных частиц. Случай I-0.

Группа	I	2	3	4
Δr	100	2x50	100	100
X_0/r_d	50	50	50	50
V_0°	-1+0,98	4,5+2,5; -(4+1,55)	6+12,9	-(6+12,9)
V_0°/V_T	-0,159+0,156	0,72+0,40; -(0,64+0,25)	0,96+2,06	-(0,96+2,06)

13

V нормировано на r_d / T_{oe} ; V_0° - невозмущенная начальная скорость (для группы I-6 возмущенная начальная скорость $V_0 = V_0^\circ$); $V_{\phi}^i = c_s / [1 + (k \cdot r_d)^2]^{1/2}$ - фазовая скорость ионно-звуковой волны; $c_s = \sqrt{T_e / M}$; $V_{z_0}^i = 2 \sqrt{\epsilon \eta_0^i / \mu_0}$.

$V_{\phi}^i/V_T = 9,92 \cdot 10^{-2}$. Этот случай рассматривался ранее в работах /1/ (случай 3-5) и /66/ (случай 5-1).

Для сравнения приводятся некоторые кривые и траектории частиц для случая I-0, в котором задавалась ленгмюровская волна в однородной плазме. Параметры ленгмюровской волны те же, что в случае I-1. Этот случай был подробно рассмотрен ранее в работах /2а/, /2б/ (случай 4), /2в/ (случай 9), /3б/ (случай I-2). Хотя в этих работах задавалась "нелинейная" (укрученная) волна, результаты практически не отличаются от случая I-0. Некоторые кривые для случая I-0 приведены в работе /1/ (случай I-0). Поэтому в данной работе мы не будем приводить полное описание этого случая.

На Рис.3-8 приведены кривые, описывающие развитие неустойчивости ленгмюровской волны.

Рис.3а,б - зависимость от времени энергии электрического поля W_E и энергии электронов $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ (W_e^0 - тепловая энергия электронов, W_e^0 - начальная энергия ленгмюровской волны) для случаев I-1 и I-0. Рис.4а,б - зависимость от времени верхней ($V_{\phi}^N + V_{\beta}^N$) и нижней ($V_{\phi}^N - V_{\beta}^N$) границы области захвата основной волны $N_e = 1$, ионно-звуковой волны $N_i = 2$ (или $N_i = 1$), основных гармоник конверсии и модуляционной неустойчивости для случаев I-1 и I-0 (для $N_e = 1$ приведена только ($V_{\phi}^N - V_{\beta}^N$), для $N_e = -1 - (V_{\phi}^N + V_{\beta}^N)$).

Рис.5 - распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени (фильм, для случая I-1 (Рис.5а,б) и I-0 (Рис.5в)). Рис.6,7 - фазовые плоскости электронов и ионов в разные моменты времени для случая I-1. Рис.8а,б - функция распределения электронов по скоростям в $t/T_{oe} \sim 30$ для случаев I-1 и I-0.

Напомним, как развивается неустойчивость ленгмюровской волны в случае I-0. В этом случае определяющую роль играет модуляционная неустойчивость, которая приводит к модуляции волны, образованию впадины плотности, концентрации в ней электрического поля, росту впадины и плотности энергии поля. Рост плотности поля продолжается до $t/T_{oe} \sim 14$ (см. /1/ Рис.2, случай I-0; Рис.5в), после чего начинается затухание (рис.3б). В спектральном описании модуляционная неустойчивость проявляется в последовательном возбуждении гармоник $N_e = 2, 3, \dots$ до тех пор,

пока гармоники $N_e \sim 4-6$ не начинают захватывать электроны. В это время области захвата гармоник модуляционной неустойчивости пересекаются (Рис.4б). В результате развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов в районе областей захвата гармоник $N_e \sim 1-6$ /3б/. Эта неустойчивость приводит к ускорению небольшого числа электронов до больших скоростей, т.е. к формированию "дальнего" хвоста функции распределения с максимальной скоростью $v_{max}/V_T \sim 20,4$ (Рис.8б). Ускорение электронов приводит к затуханию поля. К $t/T_{oe} \sim 25$ электронами поглощается $\approx 0,95$ начальной энергии волны (Рис.3б). Температура электронов при этом практически не меняется: $T_e(v_T) \sim 1,1$; $T_e(1,7v_T)/T_e^0 \sim 1,0$; $T_e(v_T), T_e(1,7v_T)$ - температура, определенная по ширине $f(v)$ на уровне 0,6 или 0,4 $f(0)$, соответствующем для максвелловской $f(v)$ интервалу $v/v_T \sim (-1)-1$ или $(-1,7)-1,7$.

После начала затухания поля впадина плотности (амплитуда ионно-звуковой волны на Рис.4б) продолжает нарастать, достигая максимума в $t/T_{oe} \sim 30$ (см. /1/ Рис.4а случай I-0 и Рис.5в здесь). С ростом впадины возрастает роль вторичной конверсии, которая проявляется, в частности, в возбуждении обратных волн $N_e = (-1), (-2), (-3) \dots$ (Рис.4б). Стохастическая неустойчивость движения электронов на этих волнах приводит к образованию хвоста функции распределения в области $v < 0$ с $v_{min}/V_T \sim -10,4$ (Рис.8б). Ускорение электронов в области $v > 0$ и $v < 0$ приводит к затуханию поля ленгмюровских волн (Рис.3б).

Развитие впадины плотности после заметного затухания поля ленгмюровских волн сопровождается формированием в $t/T_{oe} \sim 20-25$ на краях впадины ударных волн и двойных электрических слоев. После схлопывания впадины развивается нелинейная ионно-звуковая волна (в спектральном описании ей соответствует более широкий спектр ионно-звуковых волн) /2а/.

Рассмотрим случай I-1. В этом случае основную роль играет конверсия ленгмюровской волны на ионно-звуковой волне (на возмущении плотности), приводящая к возбуждению гармоник ленгмюровской волны прямых $N = N_e + \beta N_i$ и обратных $N = N_e - \beta N_i$ волн $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Параметры ионно-звуковой волны и нескольких гармоник конверсии приведены в таблице 4. Основную роль в этом случае играют гармоники $N_e + N_i = 3$ и $N_e - 2N_i = -3$. В таблице приведены максимальные амплитуды (амплитуды захвата

ТАБЛИЦА 4.

Параметры ионно-звуковой волны и гармоник конверсии
Случай I-I

β	N	$\frac{\lambda}{r_d}$	$\frac{V_{\phi}^N}{V_T}$	$\frac{t_{max}}{T_{oe}}$	$\frac{V_{\beta m}^N}{V_T}$	$\frac{V_{\phi}^N + V_{\beta m}^N}{V_T}$	$\frac{V_{\phi}^N - V_{\beta m}^N}{V_T}$	$\frac{T_{\theta}^N}{T_{oe}}$	$\frac{t}{T_{oe}}$	$\frac{V_{\beta \pm}^N}{V_T}$	$\frac{V_{\phi}^N + V_{\beta \pm}^N}{V_T}$	$\frac{V_{\phi}^N - V_{\beta \pm}^N}{V_T}$
N_i	2	50	0,0992	0	0,89	0,99	-0,80	17,9	28	0,93	1,03	-0,84
$N_e + \beta N_i$	1	33,3	5,61	2,9	4,4	10,0	1,2	2,4	28	1,2	6,8	4,5
$N_e + \beta N_i$	2	5	20,0	3,64								
$N_e + \beta N_i$	3	7	14,3	2,87								
$N_e - \beta N_i$	1	100	-16,1	2,1	7,5	-8,6	-23,5	4,3	28	1,2	-14,9	-17,3
$N_e - \beta N_i$	2	33,3	-5,61	3,8	3,4	-2,2	-9,0	3,1	28	1,1	-4,5	-6,7
$N_e - \beta N_i$	3	5	20,0	-3,64								

t_{max} - момент, когда максимальна амплитуда гармоник конверсии; $V_{\beta m}^N = 2\sqrt{e\varphi_m^N}$ в
 $t = t_{max}$; $V_{\beta m}^i = V_{\beta 0}^i$; $V_{\beta \pm}^N = 2\sqrt{e\varphi_{\pm}^N}$ в $t/T_{oe} \sim 30$.

и границы захвата $V_{\phi}^N \pm V_{\beta m}^N$) и моменты времени t_{max} , в который они достигаются, а также $V_{\beta \pm}^N$ и $V_{\phi}^N \pm V_{\beta \pm}^N$ в $t/T_{oe} \sim 30$ для ионно-звуковой волны и основных гармоник конверсии. Изменение границ захвата $V_{\phi}^N \pm V_{\beta}^N$ этих волн, гармоники модуляционной неустойчивости $N_e = 2$ и основной волны $N_e = 1$ показано на Рис.4а (предполагается, что фазовые скорости всех волн постоянны $V_{\phi}^N = const$). Из Рис.4а видно, что энергия основной волны $N_e = 1$ быстро перекачивается в гармоники конверсии $N_e = 3$ и обратные волны $N_e = (-1)$ и (-3) . Гармоника модуляционной неустойчивости $N_e = 2$ нарастает только до малой (в сравнении с Рис.4б) величины. Несмотря на большую амплитуду гармоник конверсии в $t \sim t_{max}$, их области захвата не пересекаются с областью захвата ионно-звуковой волны.

В динамическом описании конверсия проявляется в концентрации поля во впадинах плотности (Рис.5а). В течение плазменного периода распределение поля $E(x)$ меняется, максимум поля перемещается из одной впадины в другую (Рис.5б). Плотность энергии периодически достигает максимума в данной впадине через $\sim 0,5 T_{oe}$ (на Рис.5б $t/T_{oe} \sim 4,02; 4,52; 5,07$). Максимальная плотность поля достигается в районе дна впадины плотности в области минимума $\tilde{n}(x)$. Напомним, что минимумы $\tilde{n}(x)$ совпадают с узлами сепаратрисы захваченных электронов в ионно-звуковой волне (Рис.1). Таким образом, конверсия приводит к возмущению поля ионно-звуковой волны в узлах сепаратрисы.

Максимальная плотность энергии электрического поля во впадинах достигается в $t/T_{oe} \sim 4$ (см. /66/ Рис.14б случай 5-I и Рис.5), после чего начинается затухание (Рис.3а). Концентрация поля приводит к вторичной модуляционной неустойчивости, так, что впадины плотности нарастают (см. /66/ Рис.15б случай 5-I и Рис.5а), а на фазовой плоскости ионов появляется возмущение $V(x)$ пондеромоторной силой (Рис.7, $t/T_{oe} \sim 7$). Отметим, что это возмущение приводит к появлению обратной ионно-звуковой волны, так что ионно-звуковая волна приобретает характер стоячей. После затухания поля на краях впадин формируются ударные волны. Это проявляется в укрупнении $\tilde{n}(x)$ на краях впадин в $t/T_{oe} \approx 8-12$ (Рис.5а) и в появлении фронтов скорости (Рис.7, $t/T_{oe} \approx 12$). На этих фронтах возникают двойные электрические слои. Фронты движутся навстречу друг другу и встречаются в $t/T_{oe} \sim 24-26$.

При встрече фронтов впадина схлопывается. Как видно из Рис.7, появляется небольшое число ускоренных ионов.

По фазовым плоскостям электронов (Рис.6) видно, что начало затухания связано с захватом электронов основными гармониками конверсии $N_e = 3$ (захват развивается в $t/T_{oe} \gtrsim 2$) и $N_e = -3$ ($t/T_{oe} \gtrsim 4$). Захваченные электроны завершают \sim половину оборота, в течение которого они ускоряются и поглощают энергию, к $t/T_{oe} \sim 4$ (в $N_e = 3$) и $t/T_{oe} \sim 6$ (в $N_e = -3$) (Рис.6). Однако, это не приводит к полному затуханию поля (Рис.3а). Поле затухает только к $t/T_{oe} \gtrsim 15-20$. К этому времени электронами поглощается $\gtrsim 0,95$ начальной энергии поля W_E^0 . По фазовым плоскостям электронов видно, что примерно за это же время происходит перемешивание электронов на фазовой плоскости в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e = 3$ и $N_e = -3$.

По функциям распределения в $t/T_{oe} \sim 30$ (Рис.8а) видно, что $f(v)$ электронов в области малых скоростей несколько отличается от начальной. Температура электронов, определенная по ширине функции распределения на уровне $v \sim v_T$ или $v \sim 1,7 v_T$ несколько меньше начальной — $T_e/T_e^0 \sim 0,9-0,95$. По $f(v)$ видно, что энергия поля поглощается ускоренными электронами — "ближними" хвостами $f(v)$ в области $v > 0$ и $v < 0$, причем $v_{max}/v_T \sim 10,7$, $v_{min}/v_T \sim -13,4$. Отметим, что в случае I-I максимальная скорость электронов существенно меньше, чем в случае I-0.

Для изучения стохастических эффектов и для того, чтобы понять механизм поглощения энергии поля электронами, исследовались траектории движения на фазовой плоскости пробных частиц (электронов). Траектории частиц с разными начальными координатами показаны на Рис.9-17 (случай I-I) и на Рис.18-24 (случай I-0). Цифры на траекториях показывают моменты времени, когда частица имеет данные x и v . Начальные координаты групп пробных частиц приведены в таблицах 2,3, координаты отдельных частиц — на рисунках. Напомним, что узлы сепаратрисы ионно-звуковой волны для электронов находятся на $x_1/r_d = 25$ и $x_2/r_d = 75$, а максимум сепаратрисы на $x_m/r_d = 50$.

Начнем рассмотрение с групп I,2 и 7 (Рис.2а,б). Начальные координаты частиц этих групп расположены в области захвата ионно-звуковой волны. Можно ожидать, что все эти частицы будут

захвачены ионно-звуковой волной. Действительно, значительная часть их оказывается захваченной. Несмотря на возмущение траектории полем основной волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии средние за плазменный период T_{oe} точки траекторий лежат внутри области захвата и совершают циклическое движение (Рис.9г,10а,в,г,11а,в,г). Однако, анализ траекторий частиц группы 7 с $v_0^0 \sim 0$ и разными x_0 показывает, что есть частицы, которые выходят из захвата. Начальные координаты этих частиц лежат в некоторой области x_0 вблизи узлов сепаратрисы. Такие траектории показаны на Рис.9а,б,в. Некоторые частицы, выйдя из захвата, становятся пролетными с $v > 0$ (Рис.9б) или $v < 0$ (Рис.9г), а некоторые вновь захватываются в соседнюю (Рис.9а) или в одну из последующих областей захвата. Траектории частиц с близкими начальными координатами в этой области x_0 оказываются различными и расходятся на фазовой плоскости (Рис.17а), причем некоторые частицы остаются захваченными (Рис.9г). Траектории такого типа указывают на стохастический характер движения частиц /14/. В рассматриваемом случае I-I таких частиц немного. Их начальные координаты лежат вблизи узлов сепаратрисы $(x_0 - x_1)/\lambda_i \sim 0-0,4$ и $0,7-1,0$. Все частицы группы 7 в центральной области x_0 и практически все частицы из групп I и 2 ($x_0 = x_m$, разные v_0) остаются захваченными (во всяком случае в интервале времени до $t/T_{oe} \sim 30$). Вид функций распределения частиц в группах 7 и I показан на Рис.25а,б (пунктир — $f_0(v)$). Напомним, что границы области захвата ионно-звуковой волны на $x = x_m (v_{\phi}^i + v_z^i)/v_T \sim 1$, $(v_{\phi}^i - v_z^i)/v_T \sim -0,8$.

Характер траекторий частиц в группах 7, I и 2 позволяет сделать вывод о существовании области стохастического движения электронов на фазовой плоскости в районе сепаратрисы ионно-звуковой волны, т.е. о существовании стохастического слоя. Мы нашли внутренние границы этого слоя $(x_0 - x_1)/\lambda_i \sim 0,4$ и $0,7$ для частиц с $v_0^0 \sim 0$. Внутренние границы стохастического слоя по v для частиц с $x_0 = x_m$ можно определить по частицам, выходящим из захвата и движущимся стохастически в группах I и 2. Однако оказывается, что практически все частицы из этих групп остаются захваченными. Только в конце рассматриваемого интервала времени ($t/T_{oe} > 20-25$) 5 частиц из двухсот выходят из захвата (Рис.10б, 11б). Если же учитывать эти частицы, то внутренними границами слоя по v следует считать сепаратрису. Для

подтверждения этого вывода мы воспользуемся траекториями с вторичным захватом типа траектории (Рис.9а). Действительно, траектории частиц, движущихся стохастически, лежат в пределах стохастического слоя, так что по скорости на $x = x_m$ у разных траекторий можно определить внутренние границы слоя по v на $x = x_m$. Эти границы приведены в таблице 5. Видно, что они близки к сепаратрисе.

Для определения внешних границ стохастического слоя ионно-звуковой волны рассматривались траектории частиц из групп 3 и 4 с начальными v_0 , лежащими вне области захвата ионно-звуковой волны. Можно было бы ожидать, что эти частицы будут пролетными. Однако оказывается, что часть этих частиц попадает в захват ионно-звуковой волной. Некоторые из них остаются захваченными (Рис.12б,в), а некоторые выходят из захвата, так что частицы из группы 3 попадают в область $v < 0$ (Рис.12а), а частицы из группы 4 - в область $v > 0$ (Рис.12г). В группах 3 и 4 существуют граничные начальные скорости частиц v_{cp} такие, что частицы с $|v_0| > |v_{cp}|$ всегда остаются пролетными относительно ионно-звуковой волны. Часть частиц с $|v_0| < |v_{cp}|$ имеет траектории описанного выше типа, т.е. попадает в захват ионно-звуковой волной и вновь выходит из него. Траектории такого типа указывают на стохастический характер движения частиц, так что граничные v_0 в группах 3 и 4 могут рассматриваться как внешние границы стохастического слоя (верхнего и нижнего) ионно-звуковой волны на $x = x_m$. При определении границ учитывались все частицы из группы 3 ($v_0 > 0$), которые в $t/T_{oe} \sim 30$ имеют скорость $v < v_{\phi}^i$, и все частицы из группы 4 ($v_0 < 0$), имеющие скорость $v > v_{\phi}^i$. Эти границы приведены в таблице 5. На Рис.26 показана область захвата ионно-звуковой волны и стрелки, характеризующие ширину верхнего и нижнего стохастического слоя на $x = x_m$, а также внутренние границы стохастического слоя по x в районе узлов сепаратрисы при $v_0^e = 0$.

Образование стохастического слоя вблизи сепаратрисы ионно-звуковой волны не вызывает особого удивления. Действительно, хорошо известно, что стохастические слои образуются уже в системе двух волн, даже если вторая волна имеет малую амплитуду $/15/$. В рассматриваемом случае кроме ионно-звуковой волны имеются еще основная волна $N_e = 1$ и гармоники конверсии. Как видно из Рис.4а, области захвата ионно-звуковой волны и гармоник кон-

ТАБЛИЦА 5
Границы и ширина стохастических слоев
Случай I-I

	Ионно-звуковая волна		Гармоника $N_e + N_i$		Гармоника $N_e - 2 N_i$	
	v_{cp}/v_T	Δ/v_T	v_{cp}/v_T	Δ/v_T	v_{cp}/v_T	Δ/v_T
Верхняя граница	1,75	0,85			-1,55	3,9
Внешняя / пробные /	0,90	0,91				3,6
Внутренняя / пробные /			10,27 ^{xx}	4,6		
Внешняя / электроны /			5,61 ^x	4,0		
Внутренняя / электроны /					-5,45 ^x	
Нижняя граница						
Внешняя / пробные /	-1,66	0,91	1,65	3,8		
Внутренняя / пробные /	-0,75	0,97		3,3		
Внешняя / электроны /					-11,1 ^{xx}	5,5
Внутренняя / электроны /					-5,61 ^x	5,0

v_{cp} - граница стохастического слоя; Δ - ширина стохастического слоя; $v_{\phi}^i = 2 \sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} \approx \frac{z}{T_{oe}}$
^x - по фазовой плоскости электронов.
^{xx} - по v_{max} или v_{min} электронов.

версии не пересекаются, так что не приходится ожидать развития сильной стохастической неустойчивости. Однако, развитие стохастической неустойчивости, приводящей к образованию стохастического слоя, вполне возможно, что и наблюдается.

В динамическом описании появление стохастических эффектов можно пояснить следующим образом. Как видно из Рис.5а,б, развитие конверсии приводит к концентрации поля в районе узлов сепаратрисы. Поле меняется в течение T_{oe} , проходя через максимумы, минимумы и нули. Траектории частиц, попадающие в район узлов, когда это поле максимально или минимально, сильно возмущаются и могут выйти за пределы области захвата, если частица была захвачена, или наоборот попасть в область захвата, если частица была пролетной. Траектории, попадающие в эту область, когда поле близко к нулю, не возмущаются. Таким образом траектории частиц с близкими начальными координатами x_0, v_0 могут разойтись.

Такие эффекты более вероятны в $t/T_{oe} < 12-15$, пока поле не затухло заметным образом, хотя амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии остаются конечными и позже (Рис.4а). На более поздних стадиях в $t/T_{oe} > 15-20$ вклад в стохастизацию движения электронов могут внести явления, связанные с ионной нелинейностью — формированием фронтов скорости и плотности (ударной волны) и скачка потенциала (двойного слоя) на краях впадин плотности. Здесь труднее предложить наглядную картину, но можно обратить внимание на такие эффекты, как отражение частицы от фронта, изменение ее энергии и, следовательно, траектории в двойном слое и т.п. Мы обратим внимание на подобные эффекты при анализе траекторий случая I-0.

Вернемся к траекториям частиц из групп 3 и 4. Анализ этих траекторий показывает, что стохастические слои образуются также в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e = +3$ и $N_e = -3$.

На Рис.13,14 показаны характерные траектории частиц из группы 3, с $v_0 > (v_{\phi}^i + v_z^i)$, на Рис.15,16 — из группы 4 с $v_0 < (v_{\phi}^i - v_z^i)$. Приведены траектории в лабораторной системе и в системе координат той или иной гармоники конверсии. Частица из группы 3, показанная на Рис.13а,б, сначала является пролетной относительно ионно-звуковой волны и гармоник конверсии, а потом попадает в захват гармоникой $N_e = 5$ ($\beta = 2$). Частица

из группы 3 Рис.13в,г сначала пролетная, затем отражается, захватывается гармоникой $N_e = 3$ ($\beta = 1$) и, наконец, выходит из захвата, набрав большую скорость $\sim 7 v_T$. Частица из группы 3 Рис.14а-г странствует по областям захвата гармоник конверсии $N_e = 9$ ($\beta = 4$), 7 ($\beta = 3$), 5 и 3, свидетельствуя о развитии сильной стохастической неустойчивости в районе областей захвата этих гармоник. Это неудивительно, так как фазовые скорости гармоник конверсии с $\beta > 3$ лежат близко друг к другу (на Рис.4а v_{ϕ}^N отмечены штрихами).

Подобным образом ведут себя и частицы из группы 4. Частица Рис.15а,б сначала пролетная, затем захватывается гармоникой $N_e = -3$ ($\beta = 2$). Частица Рис.15в,г сначала пролетная, затем отражается гармоникой $N_e = -3$ и становится пролетной, набрав скорость $v \sim -7 v_T$. Частица Рис.16а-г странствует по областям захвата гармоник $N_e = -7$ ($\beta = 4$), -5 ($\beta = 3$) и -3 ($\beta = 2$).

Рассмотренные траектории показывают, что движение частиц является стохастическим. Это подтверждается анализом траекторий с близкими начальными v_0 — как видно из Рис.17б,в такие траектории расходятся на фазовой плоскости.

Стохастический слой гармоник конверсии $N = N_e = 3$ и $N_e = -3$ мы будем определять условно, как область начальных v_0 , лежащих вне конечной области захвата, из которой к $t/T_{oe} \sim 30$ частицы попадают в область $v > |v_{\phi}^N|$. Согласно такому определению в этот слой включаются области стохастического движения, связанные с более высокими ($\beta > 1-2$) гармониками конверсии, а не только "свой" слой гармоник $N_e = 3$ и $N_e = -3$.

Анализируя скорости частиц из групп 3 и 4 в $t/T_{oe} \sim 30$, можно определить границы стохастического слоя на $x = x_m$. Граница области v_0 в группе 3, из которой частицы к $t/T_{oe} \sim 30$ попадают в область $v > v_{\phi}^{\text{III}}$ дает нижнюю границу слоя гармоник $N_e = 3$. Граница v_0 в группе 4, из которой частицы попадают в область $v > |v_{\phi}^{\text{III}}|$ дает верхнюю границу слоя гармоник $N_e = -3$. Эти границы приведены в таблице 5, а также показаны на Рис.26. На этом Рис показана область захвата ионно-звуковой волны и границы ее стохастического слоя, а также половина областей захвата гармоник $N_e = 3$ и $N_e = -3$ для максимальной и конечной амплитуды (таблица 4). Стрелками показаны границы стохастического слоя этих гармоник на $x = x_m$.

Из Рис.26 видно, что стохастические слои ионно-звуковой

волны и гармоник конверсии не пересекаются. Это объясняет, почему в этом случае I-I не наблюдается нагрева электронов. Действительно, в области малых скоростей область стохастического движения, которое может привести к быстрому обмену энергией и нагреву электронов, невелика. Основную роль играют стохастические слои гармоник конверсии, не затрагивающие область малых скоростей.

Вернемся к вопросу о границах этих слоев. Мы определили пока только нижнюю границу слоя $N_e = 3$ и верхнюю границу слоя $N_e = -3$. Для того, чтобы определить верхнюю (нижнюю) границы этих слоев, следовало бы задать группы пробных частиц с $V_0 > (V_{\phi}^{III} + V_{\beta t}^{III})$ и $V_0 < (V_{\phi}^{-III} - V_{\beta t}^{-III})$. Мы этого не делали, т.к. интересовались, в основном, областью малых скоростей. Оценку этих границ можно получить по предельным скоростям пробных частиц и электронов в $t/T_{oe} \sim 30$. Действительно, можно предполагать, что траектории частиц, попадающих в область $v > V_{\phi}^{N} + V_{\beta t}^{N}$ или $v > |V_{\phi}^{N} - V_{\beta t}^{N}|$, лежат в стохастическом слое, так что их предельные скорости соответствуют границе слоя. Верхнюю границу слоя гармоник $N_e = 3$ дает максимальная скорость электронов $V_{max}/V_T \sim 10,7$, нижнюю границу слоя гармоник $N_e = -3$ - минимальная скорость электронов $V_{min}/V_T \sim -11,1$ (I частица имеет скорость $v/v_T = -13,1$).

Для того, чтобы определить внутренние границы стохастических слоев, следовало бы задать группы пробных с V_0 в области захвата гармоник $N_e = 3$ и -3 . Этого также не делалось. Оценку этих границ можно получить, анализируя фазовые плоскости электронов. По фазовым плоскостям видно, что даже в $t/T_{oe} \sim 30$ в районе фазовых скоростей V_{ϕ}^{III} и V_{ϕ}^{-III} остается небольшая область фазового пространства, свободная от частиц. Границы этой области на $X = X_m$ и дают внутренние границы стохастического (верхнего и нижнего) слоя (см. таблицу 5). Однако, эти границы близки к соответствующим фазовым скоростям, так что стохастический слой гармоник конверсии практически не имеет внутренних границ и только условно может быть разделен на верхний и нижний.

Что можно сказать относительно механизма образования стохастических слоев гармоник конверсии? По-видимому, нельзя выделить какой-то отдельный механизм из набора возможных. Действительно, к образованию слоя должна привести модуляция амплитуды гармоник конверсии при движении захваченных ею электронов

/19/. Вторая основная гармоника конверсии фактически является обратной волной в стоячей волне, в которой, как известно, возникает стохастический слой /17,18/. Возмущение полем основной волны $N_e = 1$ заведомо приводит к стохастизации движения. Наконец, мы уже обращали внимание на сильную стохастическую неустойчивость в районе областей захвата более коротковолновых гармоник конверсии ($\beta > 1-2$).

В динамическом описании наиболее существенным, по-видимому, является рассеяние электронов по скоростям на пиках электрического поля подобно тому, что наблюдалось на конечной стадии модуляционной неустойчивости в работах /3/, причем здесь величина пиков меняется из-за взаимодействия поля с захваченными частицами.

Для сравнения с траекториями случая I-I (Рис.9-16) приведены траектории случая I-0 (Рис.18-24). Цель сравнения - показать, что вид траекторий случая I-I не является следствием каких-то паразитных воздействий или счетных ошибок. Действительно, случай I-0 не отличается от случая I-I по физическим и счетным параметрам. Единственное отличие - это отсутствие ионно-звуковой волны в начальный момент времени в случае I-0. Кроме того, траектории электронов малой энергии при развитии модуляционной неустойчивости представляют самостоятельный интерес, дополняя траектории ускоренных электронов, анализ которых проведен в работе /36/.

Сравним общий вид траекторий частиц с одинаковыми начальными координатами в случаях I-0 и I-I: группа 1 Рис.18а,в,г и Рис.10а,в,г; группа 2 Рис.19а,в,г и Рис.11а,в,г; группа 3 Рис.20б,в, 21а и Рис.13а, 14а, 13в; группа 4 Рис.23а,в,г и Рис.12в, 15а, 15в. Видно, что траектории в случаях I-0 и I-I существенно различаются. Из этого можно сделать вывод, что счетные ошибки или паразитные воздействия в системе не играют определяющей роли, иначе траектории в случаях I-0 и I-I имели бы одинаковый вид.

Как и следовало ожидать, при развитии модуляционной неустойчивости в однородной плазме на начальном этапе развития до $t/T_{oe} \sim 15-20$ не наблюдается явлений, связанных с захватом электронов в ионно-звуковую волну. Траектории имеют регулярный характер, хотя амплитуда их возрастает по мере роста концентрации поля при модуляционной неустойчивости. Напомним, что область

концентрации поля и впадина плотности находится на $x_m/r_d \sim 30-40/2/$. Из-за периодических граничных условий можно считать, что такие же области находятся на $x = x_m \pm \beta 100 r_d$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$, так что траектории частиц с достаточно большой скоростью могут пройти через несколько таких областей (Рис. 20б, в, г, 21а, 22а, 23в, г, 24а, в). Более медленные частицы лишь однажды оказываются в этой области (Рис. 18а, 19а, б, г, 20а, 23а, б), а некоторые вообще не попадают в нее (Рис. 18б-г, 19в).

Затухание поля ленгмюровских волн (Рис. 3б) в случае I-0 начинается в $t/T_{oe} \sim 14-15$ и определяется сильной стохастической неустойчивостью движения электронов в районе пересекающихся областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости $N_e \sim 1-6$. Этот процесс был подробно рассмотрен ранее /3б/. Здесь мы приведем только траектории Рис. 21, 22 частиц, ускоряющихся до больших скоростей за несколько пролетов области концентрации поля $x = x_m + \beta 100 r_d$. Анализ траекторий этих частиц в системе координат разных волн показывает, что частицы ускоряются, переходя из захвата в захват гармониками $N_e = 5-4-3-2$ (Рис. 21) и $N_e = 5-4-3-2-1$ (Рис. 22).

По мере развития впадины плотности (ионно-звуковой волны) начинает играть роль вторичная конверсия, которая в частности приводит к генерации обратных волн - гармоник $N_e = -1, -2, -3 \dots$ (Рис. 4б). В $t/T_{oe} \gtrsim 20$ в районе областей захвата этих гармоник также развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов. На Рис. 24 приведены траектории частиц, ускоряющихся в области $v < 0$, странствуя по областям захвата гармоник конверсии $N_e = -5, -4, -3$ (Рис. 24а, б) и $N_e = -9, -6, -5, -4$ (Рис. 24в, г).

Существуют предельные начальные скорости электронов, ускоряющихся при взаимодействии с гармониками модуляционной неустойчивости ($v > 0$) или конверсии ($v < 0$). В области $v > 0$ ускоряются электроны со скоростями $v_0 \gtrsim 1,6 v_T$, в области $v < 0$ - электроны со скоростями $v_0 \gtrsim |-1,3 v_T|$. Эти предельные скорости можно рассматривать как внутренние границы областей стохастического движения. Внешние границы этих областей можно оценить по предельным скоростям электронов. Таким образом, в области $v > 0$ область стохастического движения ограничена $v \sim (1,6-20,4) v_T$, в области $v < 0$ - $v \sim (-1,3) - (-10,4) v_T$.

Возмущение плотности и эффекты, связанные с ионной нелинейностью (ударные волны, двойные слои) начинают играть роль в $t/T_{oe} \gtrsim 15-20$. Раньше всех начинают чувствовать возмущение плотности частицы с малой скоростью из группы I. Так частицы Рис. 18б, в, г в $t/T_{oe} \gtrsim 16-20$ захватываются в область положительного возмущения плотности на $x/r_d \sim 55-70$ (см. $\tilde{n}(x)$ на Рис. 5в). Частицы большей скорости из групп 2, 3, 4 в $t/T_{oe} > 20-25$ отражаются на фронтах ударной волны, ускоряясь в двойном слое. Так частицы Рис. 19а, б, 23б ускоряются в двойном слое на фронте плотности с градиентом $grad n > 0$ на $x/r_d \sim 50-60$ (Рис. 5в) в $t/T_{oe} \gtrsim 21-24$, переходя из области $v < 0$ в область $v > 0$. Частицы Рис. 19в, 20а, б тормозятся в двойном слое на фронте плотности с $grad n < 0$ на $x/r_d \sim 10-20$ (Рис. 5в) в $t/T_{oe} \gtrsim 24-25$, переходя из области $v > 0$ в область $v < 0$.

Траектории частиц с малыми начальными скоростями показывают, что в $t/T_{oe} > 20-25$ движение этих частиц приобретает черты стохастического. Действительно, траектории частиц с близкими x_0, v_0 становятся различными и расходятся на фазовой плоскости. Группы I, 2 частиц с близкими начальными скоростями разбрасываются по фазовой плоскости, приводя к уширению функции распределения (Рис. 25в, группа I). Это не приводит к заметному нагреву электронов, так как практически вся энергия волны поглощается ускоренными электронами в $t/T_{oe} < 25$.

Существуют предельные начальные скорости электронов, ускоряющихся или тормозящихся в двойном слое на фронте ударных волн. Из области $v < 0$ переходят в область $v > 0$ частицы с $v_0 \leq | -1,5 v_T |$; из области $v > 0$ в область $v < 0$ - частицы с $v_0 \leq 1,6$. Эти предельные скорости приблизительно определяют область стохастического движения, обусловленного эффектами, связанными с ионной нелинейностью, $v \sim (-1,5) - 1,6 v_T$.

Таким образом, в случае I-0 четко наблюдается эффект ионной нелинейности - ускорение (торможение) частиц в двойном электрическом слое на фронте ударных волн, формирующихся на краях впадин плотности после затухания поля ленгмюровских волн. Траектории при этом имеют характерный вид скачка скорости. Траектории такого же типа имеются и в случае I-I. Например, части-

ца из группы 3 Рис.12а тормозится в $t/T_{oe} \sim 10-12$ на $x/r_d \sim 15$; частица из группы 4 Рис.12г ускоряется в $t/T_{oe} \sim 15-16$ на $x/r_d \sim 20$. По $\tilde{n}(x)$ Рис.5а и траекториям Рис.12а,г видно, что эти частицы попадают в область фронта плотности (двойного слоя) на $x/r_d \sim 10-20$, подходя к нему справа или слева. Таким образом, эффекты, связанные с ионной нелинейностью проявляются и в случае I-I.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгморовских волн в неоднородной плазме. IУ". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-53, 1982.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин.
 - а. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-76, 1978, "Waves and Instabilities in Plasmas", p.71, Palaiseau, 1977
 - б. Физика плазмы 7, 383, 1981.
 - в. Comments Plasma Phys., 6, 21, 1980.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин.
 - а. "Ленгморовские волны большой амплитуды. Стохастическая неустойчивость. I". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-149, 1984; Phys. Lett. 112A, 330, 1985.
 - б. "Ленгморовские волны большой амплитуды. Стохастическая неустойчивость. II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-150; "Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой" стр.221, Ташкент, 1985; Proc.XVII JCPJG, v.1, p.73, Budapest, 1985; Proc.Conf. on Plasma Physics, v.2, p.132, Kiev, 1987.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин.
 - а. "Стоячие ленгморовские волны большой амплитуды. Развитие ионного возмущения". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-80, 1984.
 - б. "Ионные волны большой амплитуды I,II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-88, № 83-89, 1983; Proc. Conf. on Plasma Physics, v.1, p.37,38, Lausanne, 1984
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Ионно-звуковые волны большой амплитуды". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-51, 1982; VI конф. по физике низко-температурной плазмы, т.1, стр. 268, Ленинград, 1983; Proc. XVI JCPJG, v.5, p.738, Düsseldorf, 1983.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгморовских волн в неоднородной плазме. I-III".
 - а. I. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-43, 1981;
 - б. II. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-88, 1981; Proc.Conf. on Plasma Physics, p.420, Göteborg, 1982.

- в. Ш. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-89, 1981.
7. P.K.Kaw, A.T.Kin, J.M.Dawson Phys.Fluids 16, 1967, 1973.
 8. P.Bertrand, M.R.Feix, G.Baumann. J.Plasma Phys. 6, 351, 1971.
 9. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin Physica Scripta 24, 566, 1981.
 10. Г.М.Заславский, Б.В.Чириков. УФН 105; 3; 1971.
Б.В.Чириков. Phys. Reports. 52, 263, 1979.
Б.В.Чириков. Вопросы теории плазмы. Выпуск 13, стр. 3, Энергоатомиздат, Москва, 1984.
 11. А.Лихтенберг, М.Либерман. "Регулярная и стохастическая динамика", Мир, Москва, 1984.
 12. Г.М.Заславский. "Стохастичность динамических систем". Наука, Москва, 1984.
 13. М.И.Рабинович, Д.И.Трубецков. "Введение в теорию колебаний и волн". Наука, Москва, 1984.
 14. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Ленгмюровские волны большой амплитуды. Электронная нелинейность и стохастические эффекты. I, II, III".
а. I-III. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 86-153, № 86-154, № 86-155, 1986.
б. Proc.Conf. on Plasma Physics, V.2, p.128, Kiev, 1987.
в. Proc.XVIII JCRPG, V.2, p.284, Swansea, 1987.
г. УП конф. по физике низко-температурной плазмы. т.1, стр.215, Ташкент, 1987.
 15. Г.М.Заславский, Н.Н.Филоненко. ЖЭТФ, 54, 1590, 1968.
 16. A.B.Rechester, T.H.Stik Phys.Rev. A19, 1656, 1979.
 17. D.F.Escande Phys.Reports 121, 165, 1985.
 18. G.Schmidt Comments Plasma Phys. 7, 87, 1982.
 19. A.Murakami, Y.Nomura, H.Momota J.Phys.Soc. Japan, 51, 4053, 1982.
 20. C.R.Menyul Phys.Rev. A31, 3282, 1985.
 21. A.B.Rechester, R.B.White Phys.Rev.Lett. 44, 1586, 1980.
A.B.Rechester, M.N.Rosenbluth, R.B.White. Phys.Rev. A23, 2664, 1981.
 22. Г.М.Заславский, А.А.Черников. ЖЭТФ, 89, 1632, 1985.

Подписи к рисункам:

- Рис.1. Относительные фазы ленгмюровской и ионно-звуковой волны (схема):
распределение возмущения скорости $\tilde{v}(x)$, распределение электрического поля $E(x)$ в ленгмюровской волне;
распределение возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ в ионно-звуковой волне, сепаратриса электронов в ионно-звуковой волне.
- Рис.2. Сепаратриса электронов в ионно-звуковой волне и начальные координаты пробных частиц (схема).
а. Группы I-6.
б. Группы 7-9.
- Рис.3. Зависимость от времени энергии электрического поля W_E и энергии электронов $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ (W_e^0 - тепловая энергия электронов, W_e^0 - начальная энергия поля ленгмюровской волны).
а. Случай I-I; б. Случай I-0.
- Рис.4. Зависимость от времени верхней ($v_\phi^N + v_z^N$) и нижней ($v_\phi^N - v_z^N$) границы захвата основной волны $N_e = 1$, ионно-звуковой волны ($N_i = 2$) или $N_i = 1$, основных гармоник конверсии и модуляционной неустойчивости.
а. Случай I-I; б. Случай I-0.
Риски - фазовые скорости высоких ($\beta = 2, 3, \dots$) гармоник конверсии с $\beta \geq 2$ или модуляционной неустойчивости; стрелки - границы стохастических слоев.
- Рис.5. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени.
а, б. Случай I-I; в. Случай I-0.
- Рис.6. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени. Случай I-I.
- Рис.7. Фазовые плоскости ионов в разные моменты времени. Случай I-I.
- Рис.8. Функция распределения электронов по скоростям $f(v)/f_0(v)$ в логарифмическом и линейном масштабе, $f(v)/f_0(v)$ в линейном масштабе.
а. Случай I-I, $t/\tau_{oe} \sim 29$; б. Случай I-0, $t/\tau_{oe} \sim 39$.
Пунктир - начальная функция распределения $f_0(v)$.

Рис. 9-24. Траектории пробных частиц (электронов) на фазовой плоскости.

Рис. 9-17. Случай I-I.

Рис. 18-24. Случай I-0.

Цифры на траектории - моменты времени, когда частица имеет данные x и v .

Рис. 25. Функции распределения пробных частиц по скоростям.

а. Случай I-I, группа 7, $t/T_{oe} \sim 28$.

б. Случай I-I, группа I, $t/T_{oe} \sim 28$.

в. Случай I-0, группа I, $t/T_{oe} \sim 28$.

Пунктир - начальная функция распределения.

Рис. 26. Область захвата ионно-звуковой волны, половины области захвата гармоник конверсии ($N_e + N_i$) и ($N_e - 2N_i$) в $t = t_{max}$ и $t/T_{oe} \sim 30$ (пунктир) и границы стохастических слоев (стрелки). Случай I-I.

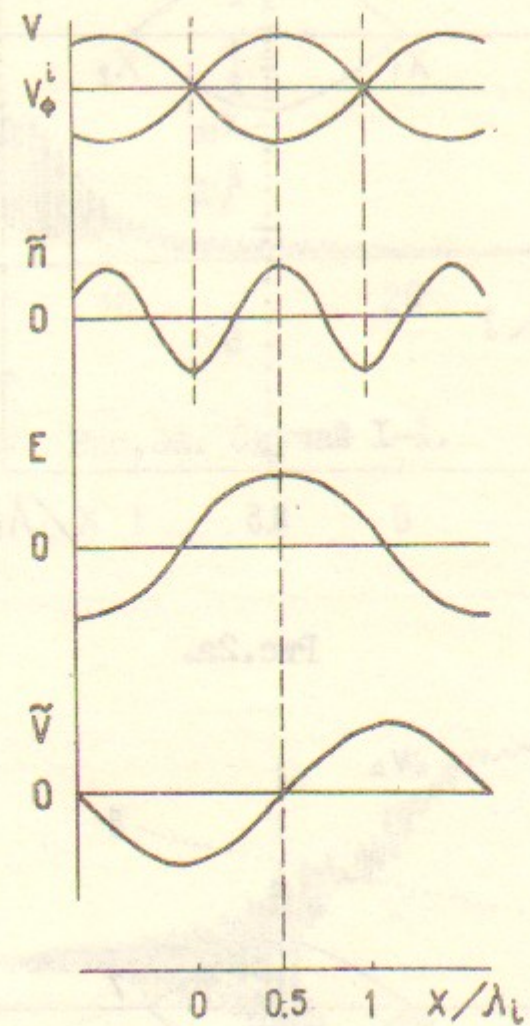


Рис. 1.

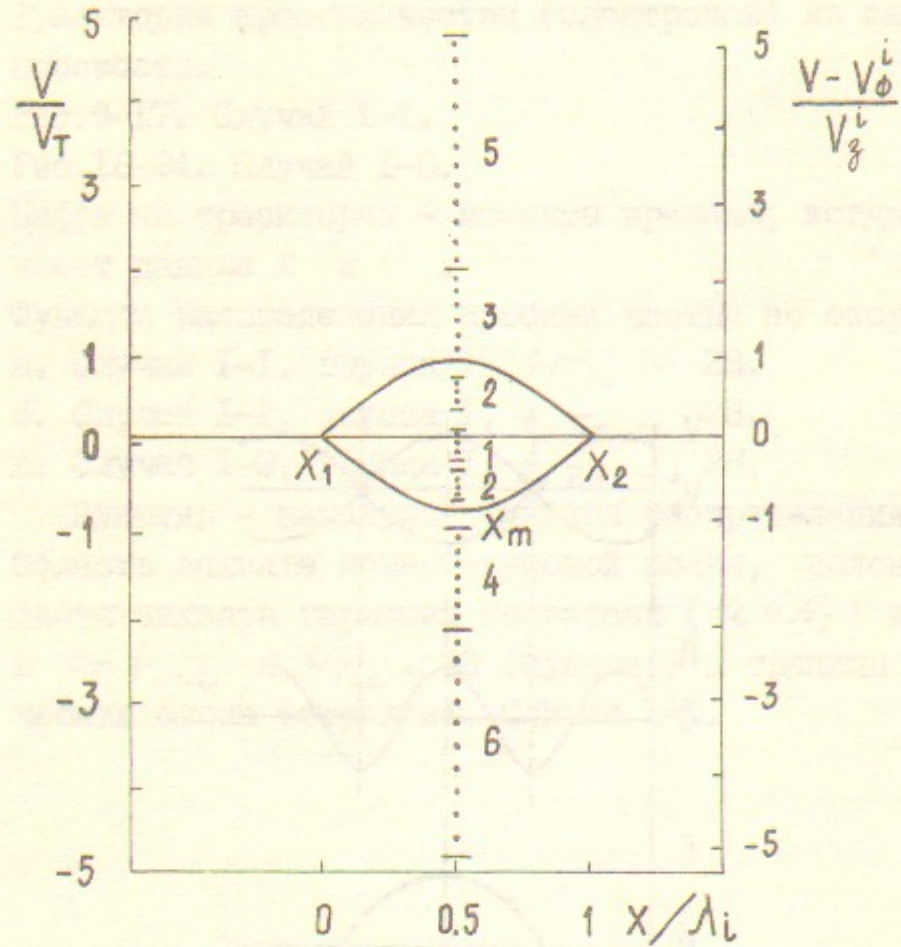


Рис.2а.

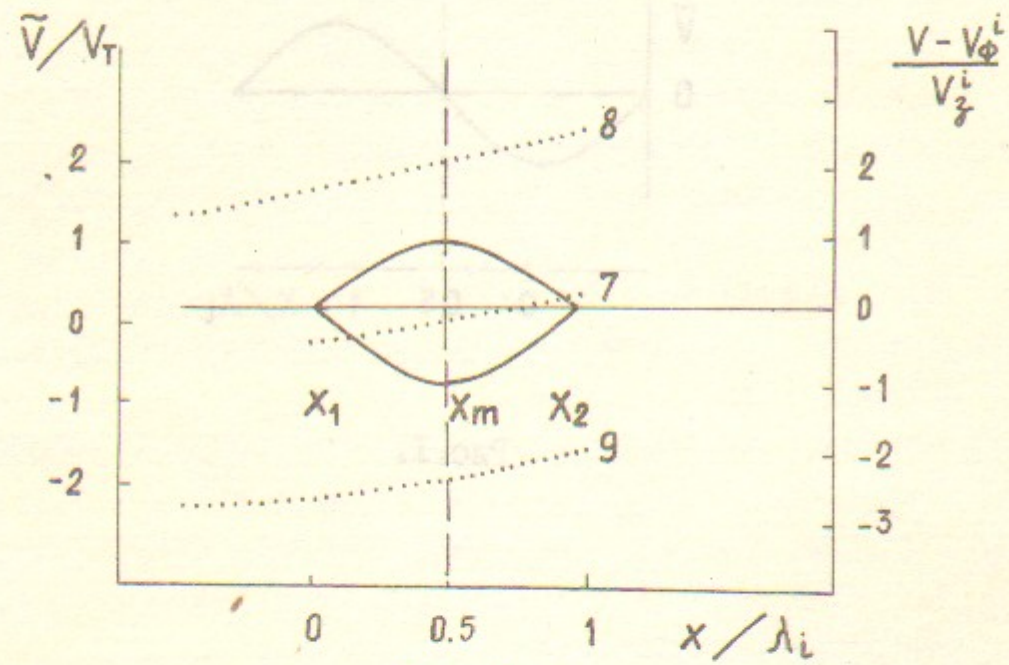


Рис.2б.

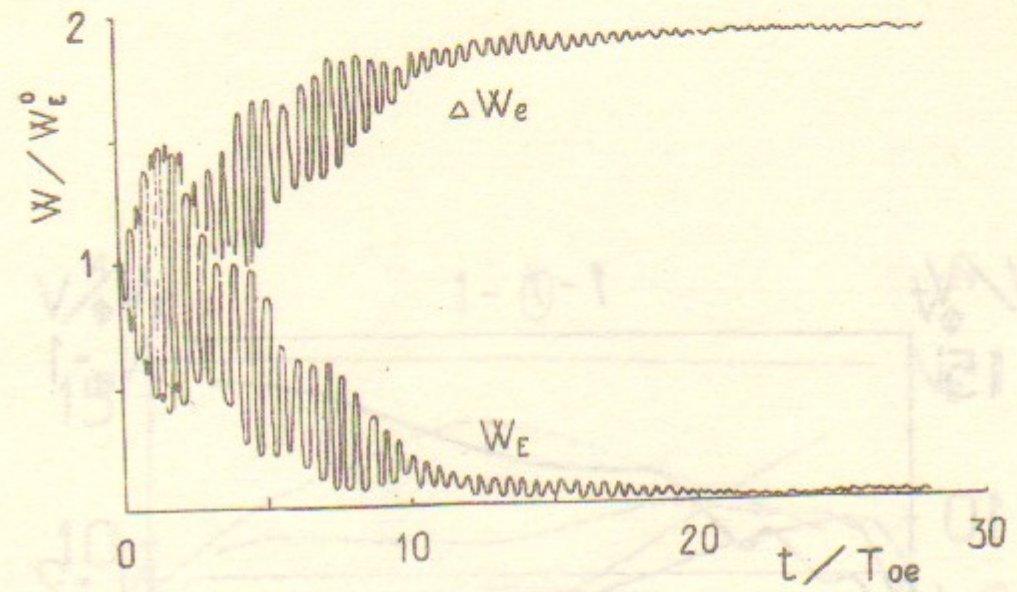


Рис.3а. Случай I-I.

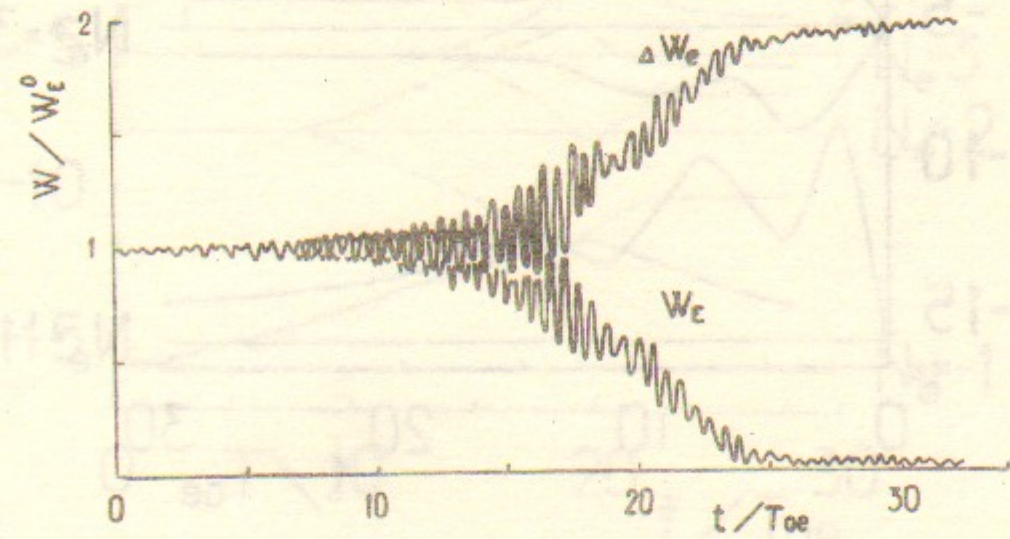


Рис.3б. Случай I-0.

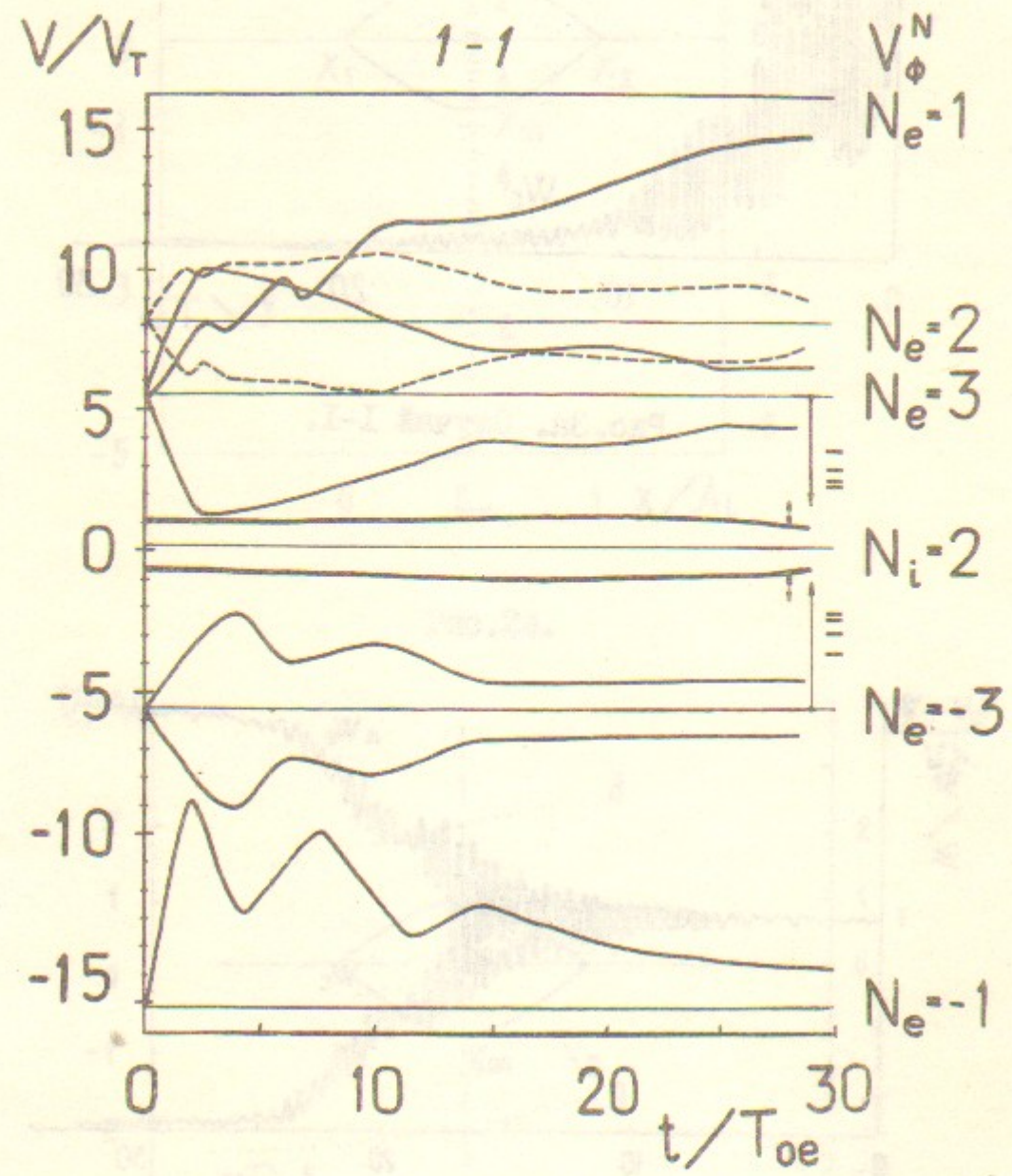


Рис.4а. Случай I-I.

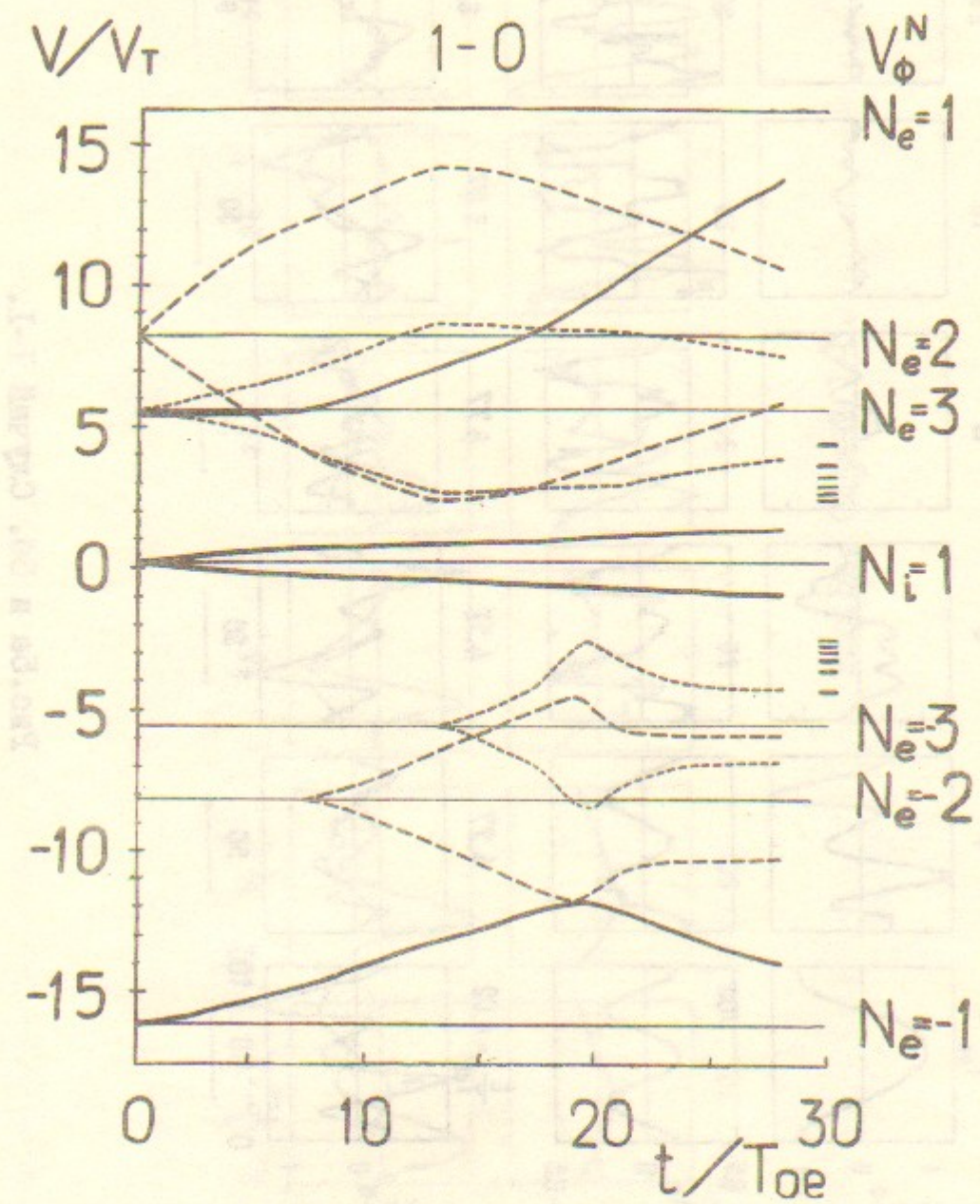


Рис.4б. Случай I-0.

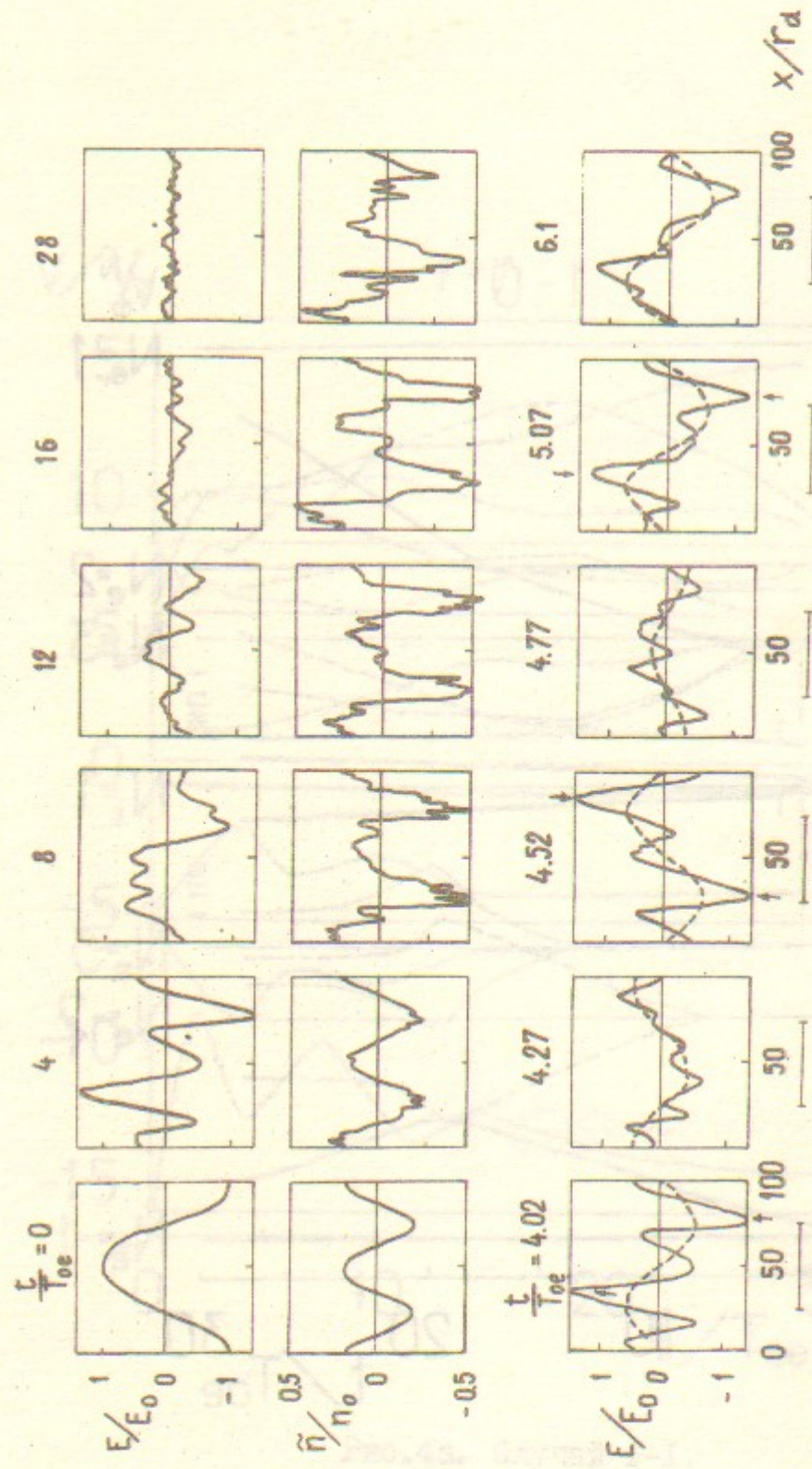


Рис. 5а и 5б. Случай I-I.

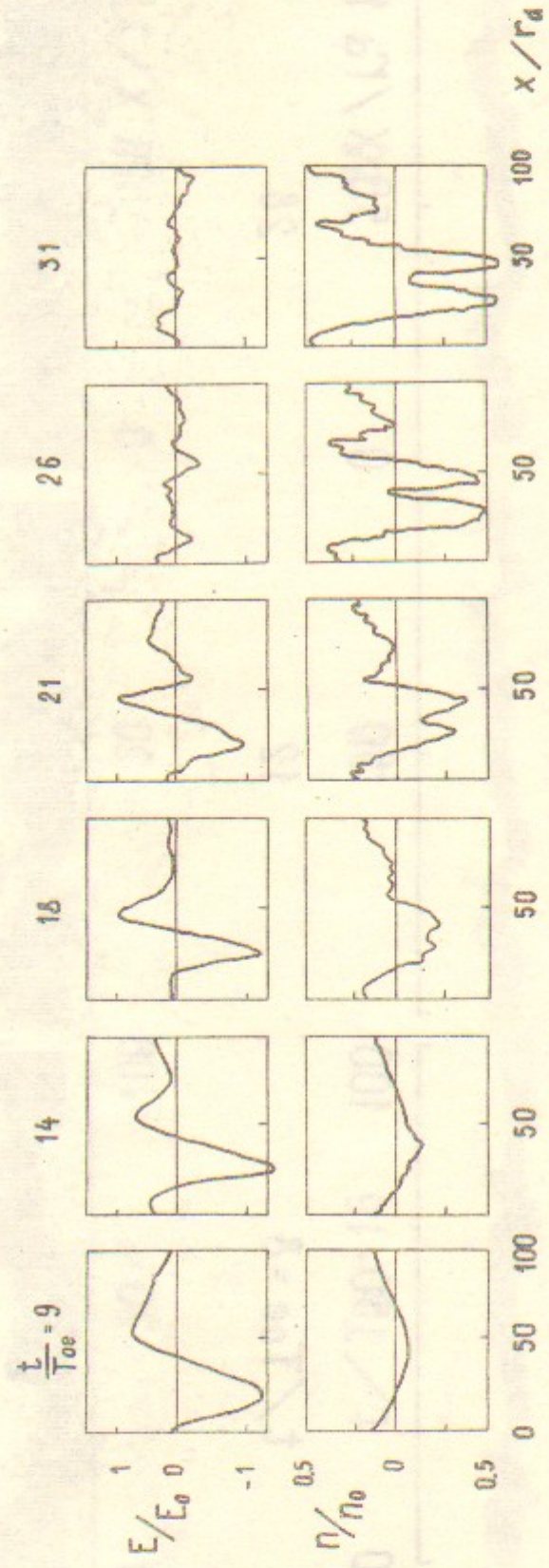


Рис. 5в. Случай I-O.

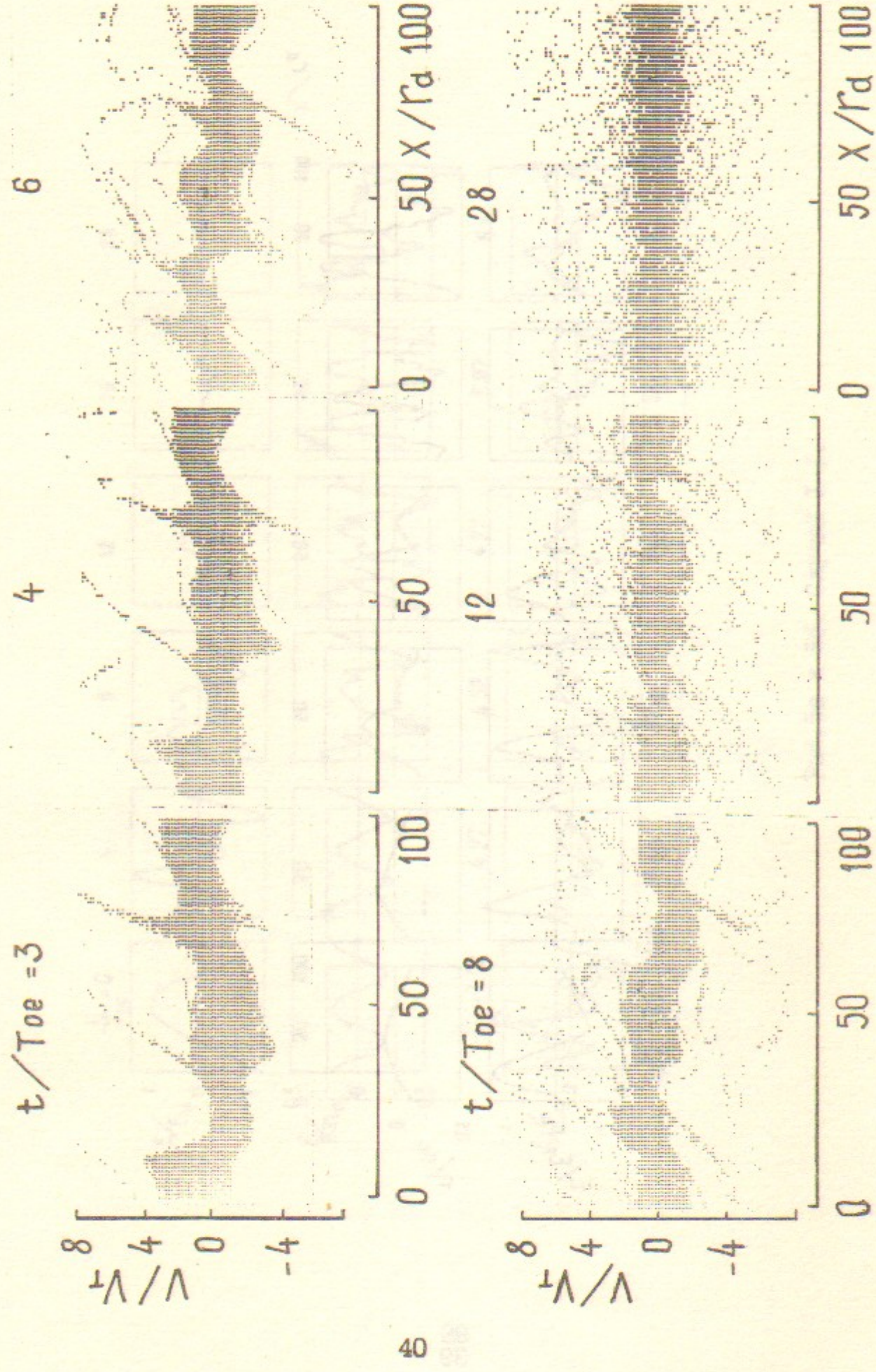


Рис. 6. Случай I-I.

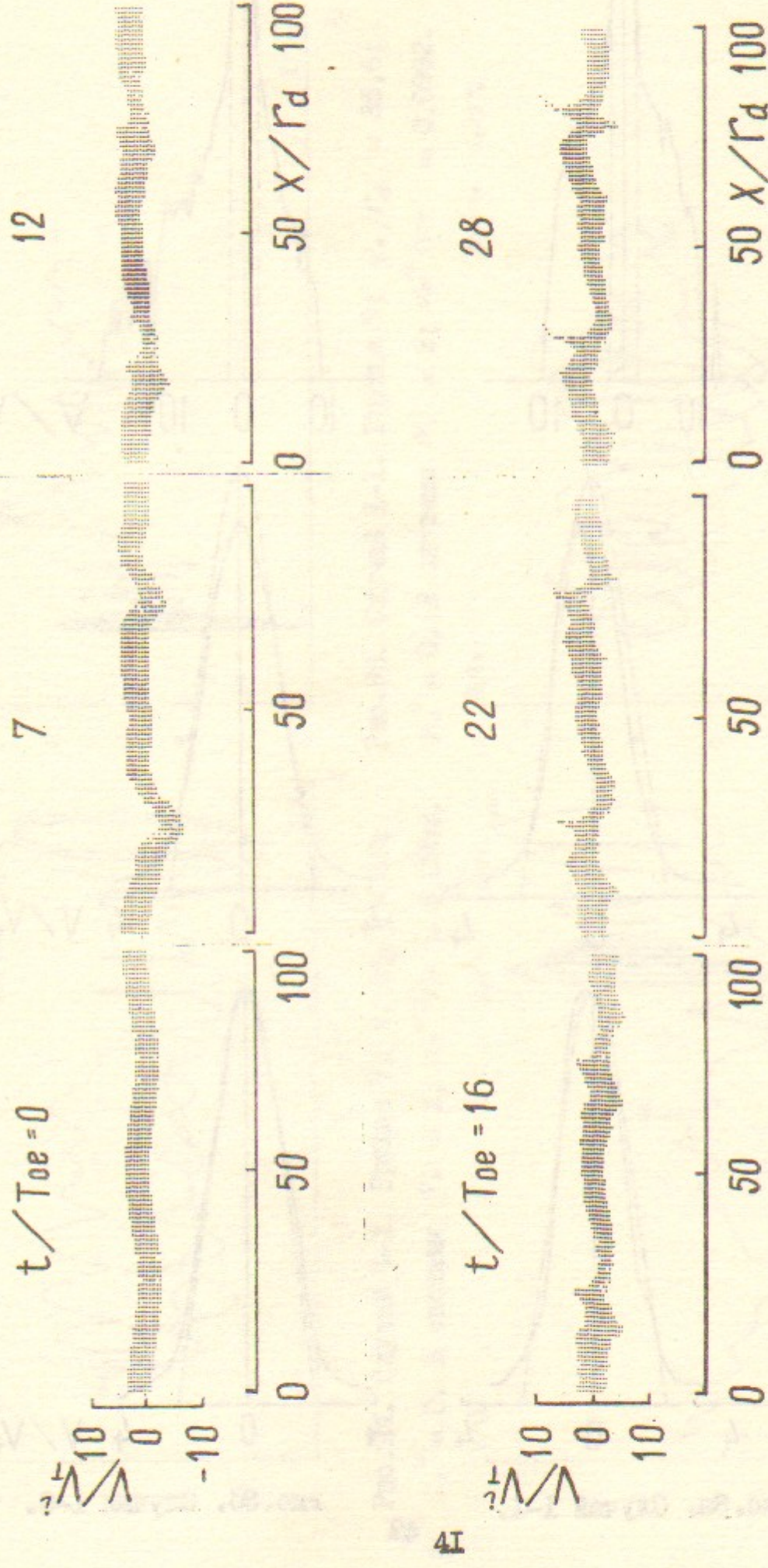


Рис. 7. Случай I-I.

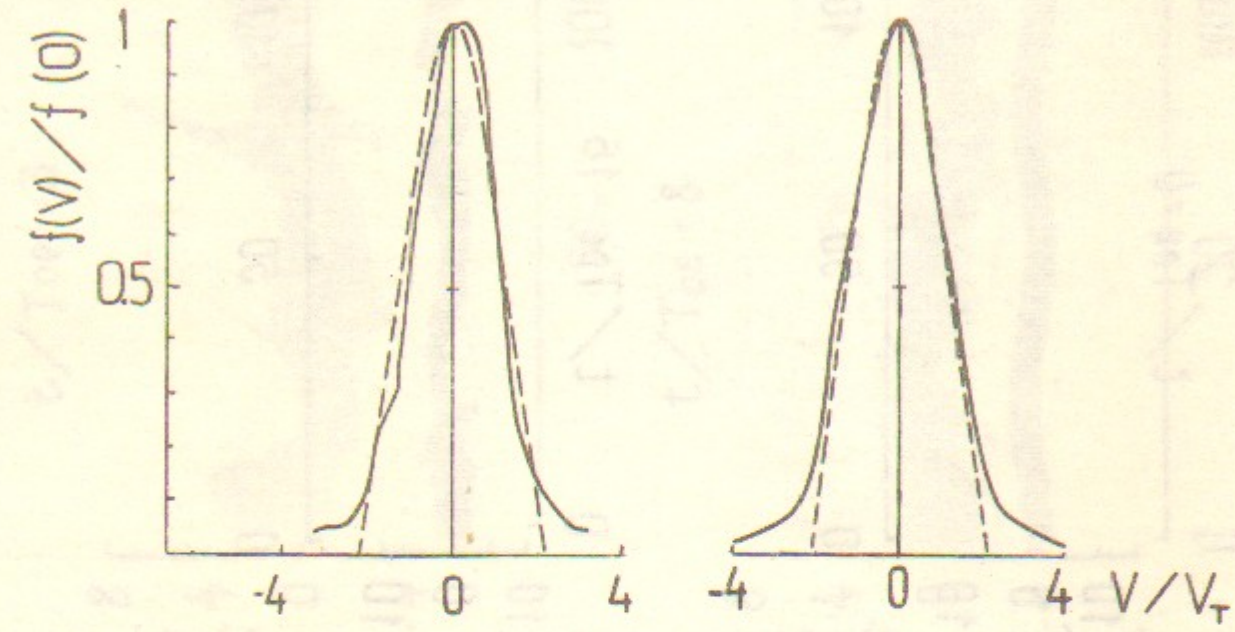
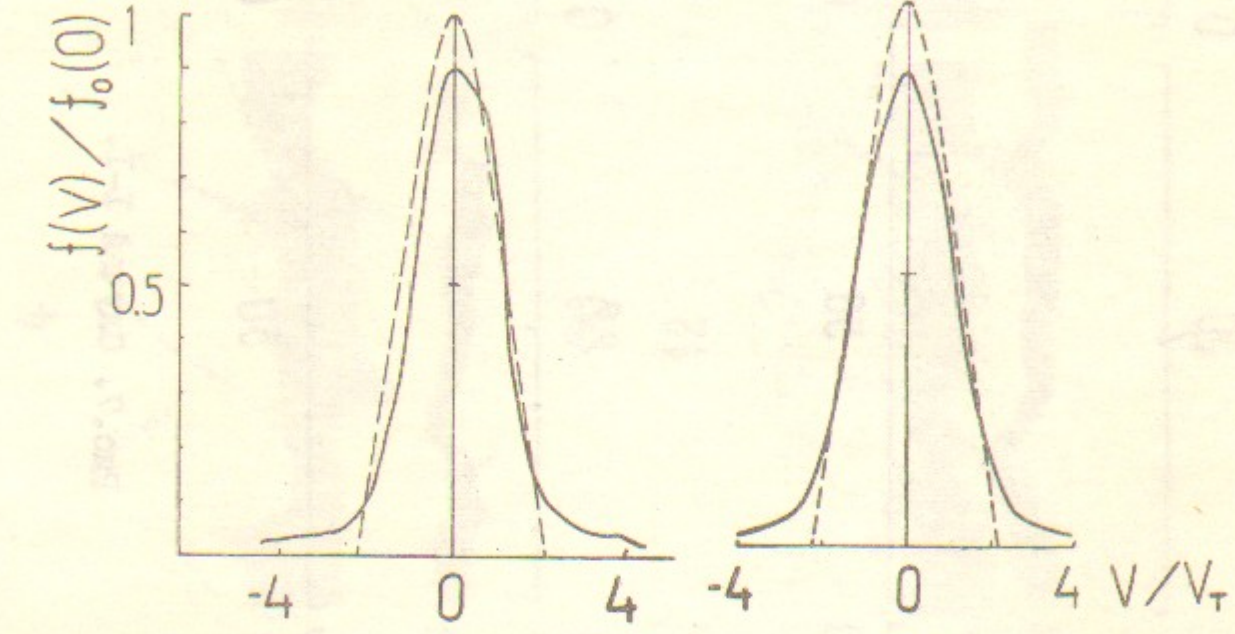
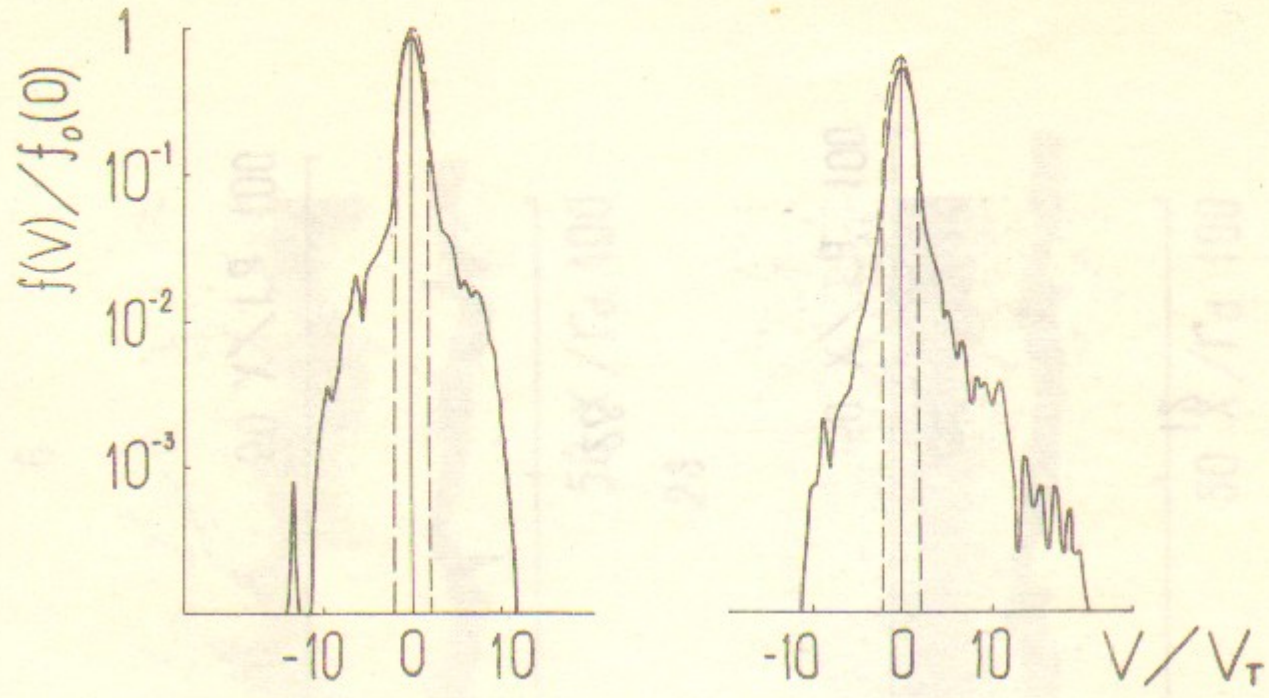


Рис. 8а. Случай I-I.

рис. 8б. Случай I-0.

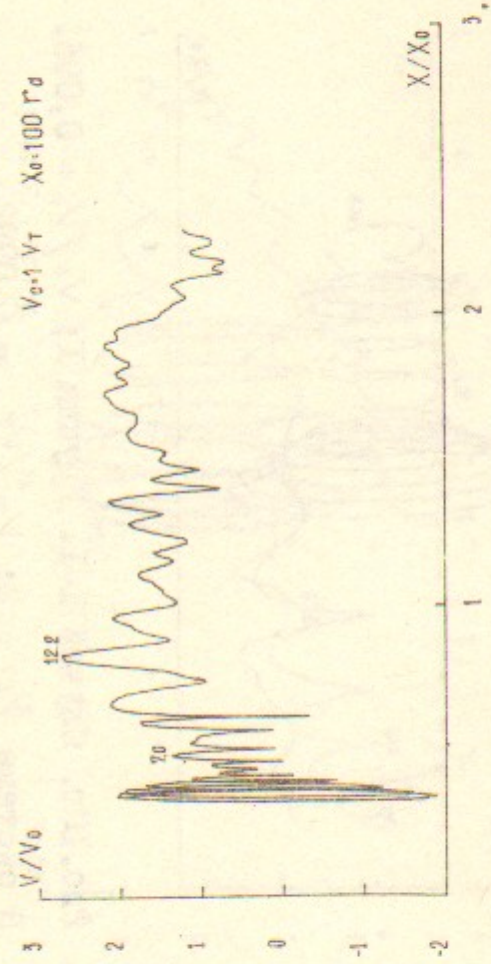


Рис. 9б. Случай I-I. Груша 7; $X_0/\Gamma_d = 35,6$; $V_0^0 = 0$. В системе $N_i = 2$; $V_{\Phi}^N/V_T = 0,0992$.

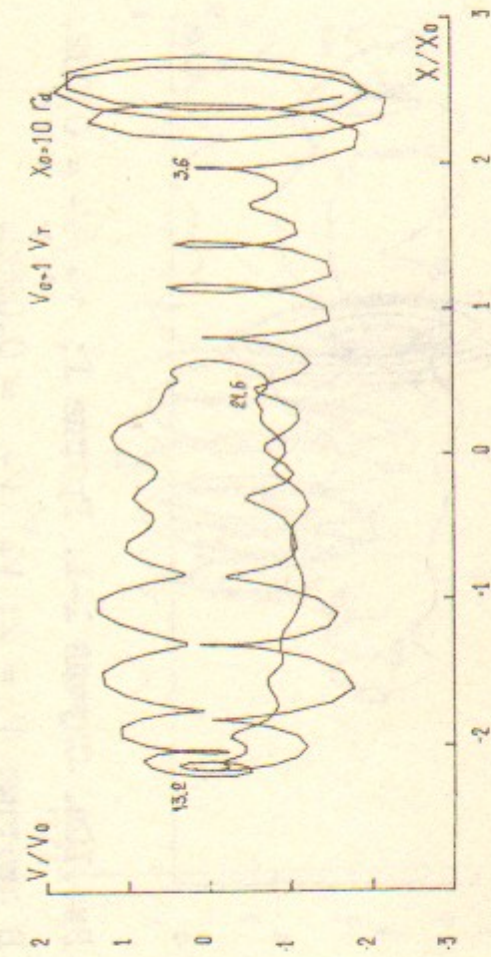


Рис. 9а. Случай I-I. Груша 7; $X_0/\Gamma_d = 26$; $V_0^0 = 0$. В системе $N_i = 2$; $V_{\Phi}^N/V_T = 0,0992$.

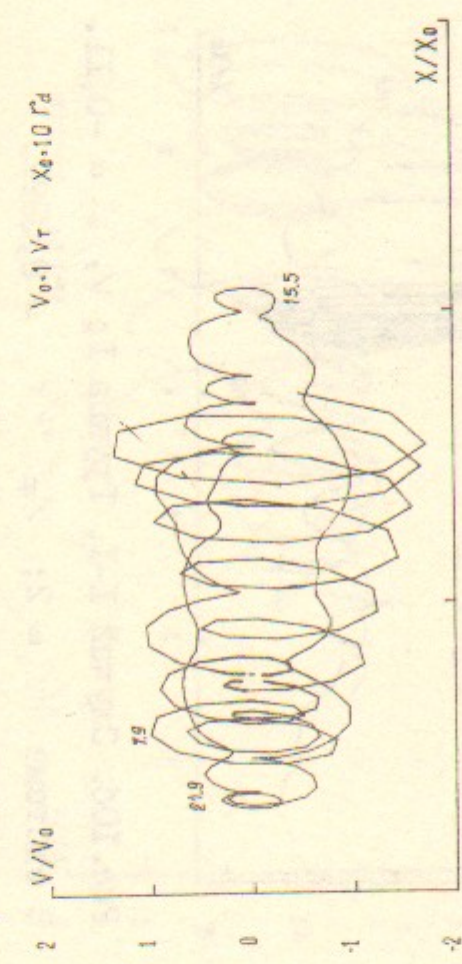


Рис. 9г. Случай I-I. Груша 7; $X_0/\Gamma_d = 57,2$; $V_0^0 = 0$. В системе $N_i = 2$; $V_{\Phi}^N/V_T = 0,0992$.

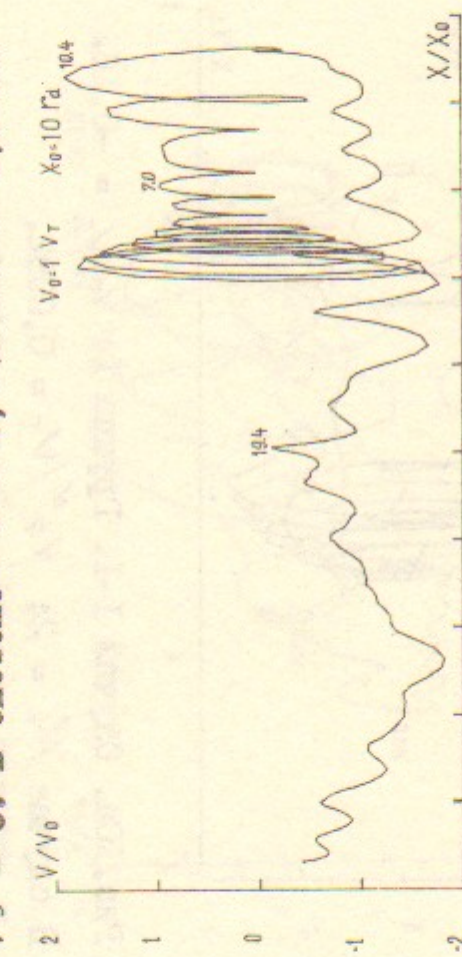


Рис. 9в. Случай I-I. Груша 7; $X_0/\Gamma_d = 42,8$; $V_0^0 = 0$. В системе $N_i = 2$; $V_{\Phi}^N/V_T = 0,0992$.

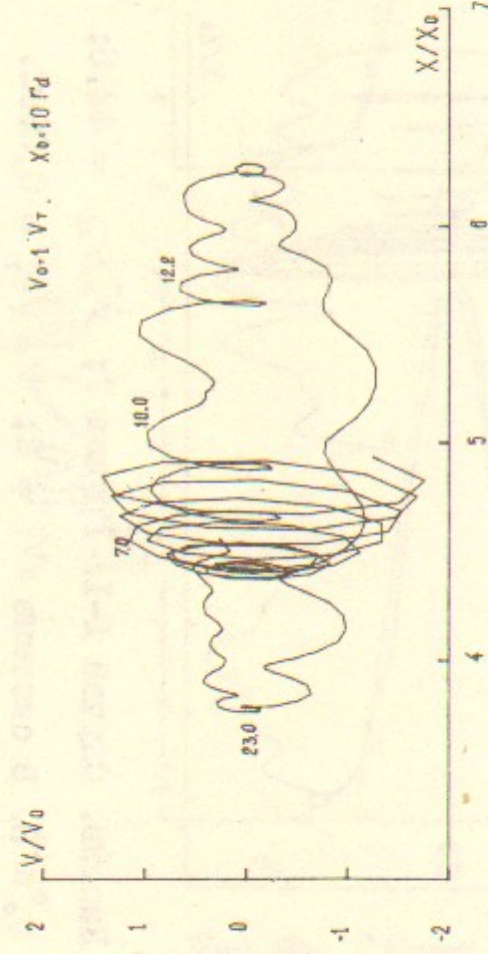


Рис. 10а. Случай I-I. Группа 1; $V_0/V_T = -0,16$.
 В случае $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

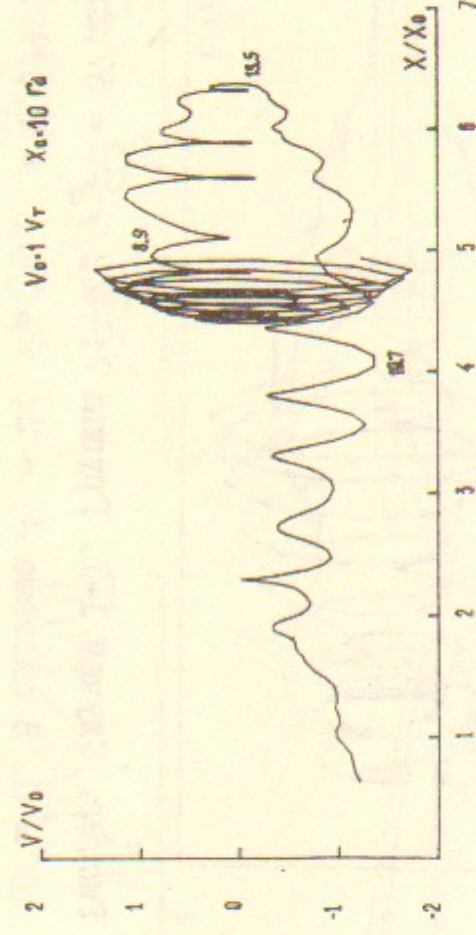


Рис. 10б. Случай I-I. Группа 1; $V_0/V_T = -0,11$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

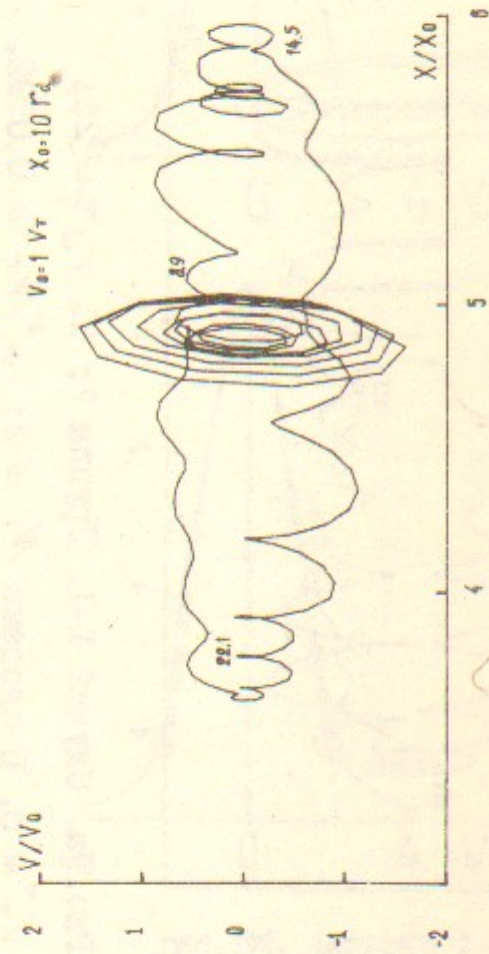


Рис. 10в. Случай I-I. Группа 1; $V_0/V_T = 0,032$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

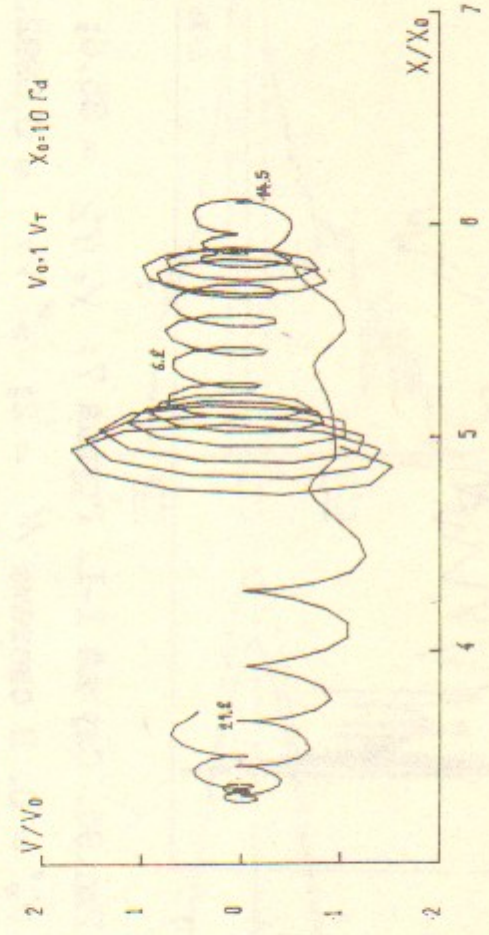


Рис. 10г. Случай I-I. Группа 1; $V_0/V_T = 0,095$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

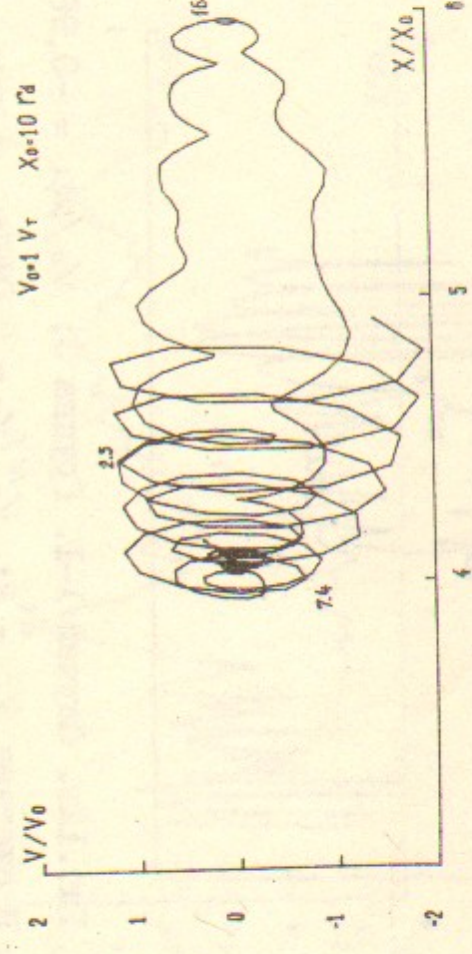


Рис. 11а. Случай I-I. Группа 2; $V_0/V_T = -0,29$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

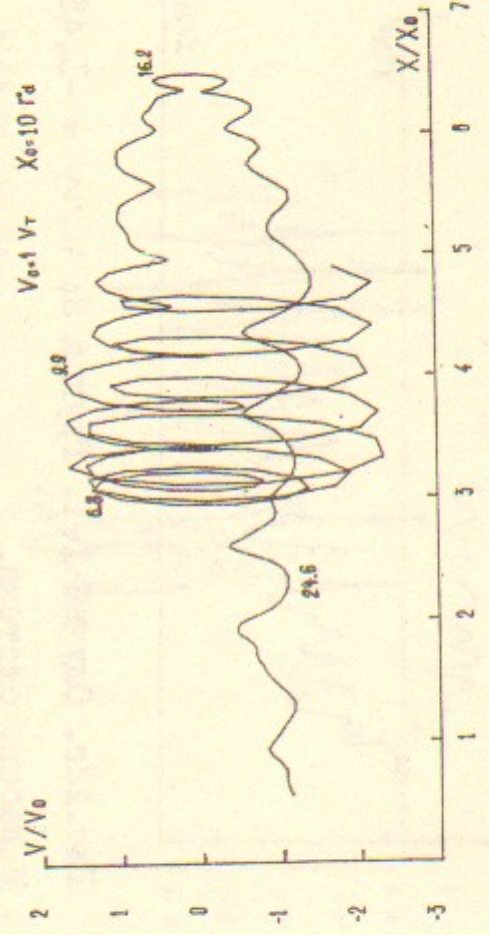


Рис. 11б. Случай I-I. Группа 2. $V_0/V_T = -0,61$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

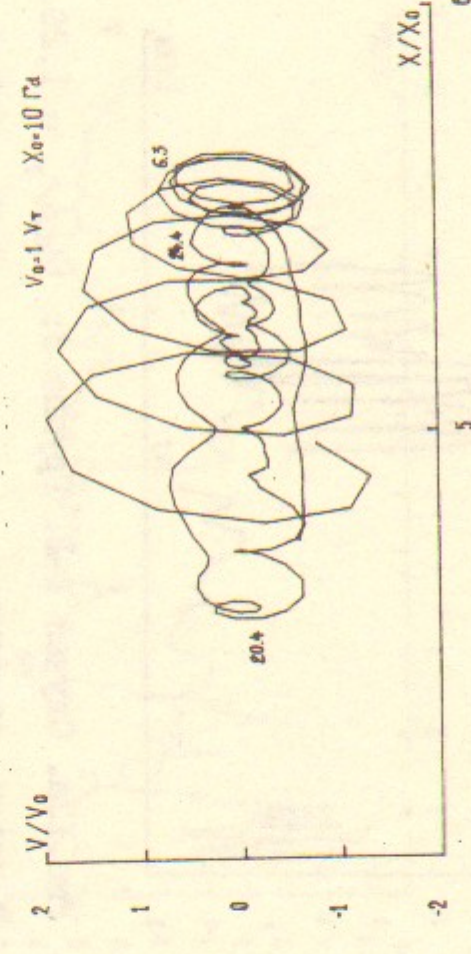


Рис. 11в. Случай I-I. Группа 2; $V_0/V_T = 0,35$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

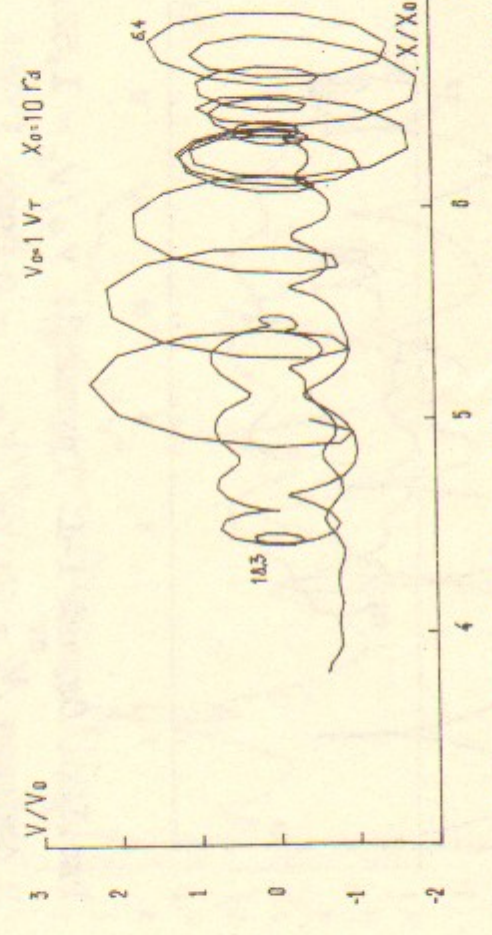


Рис. 11г. Случай I-I. Группа 2; $V_0/V_T = 0,72$.
 В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

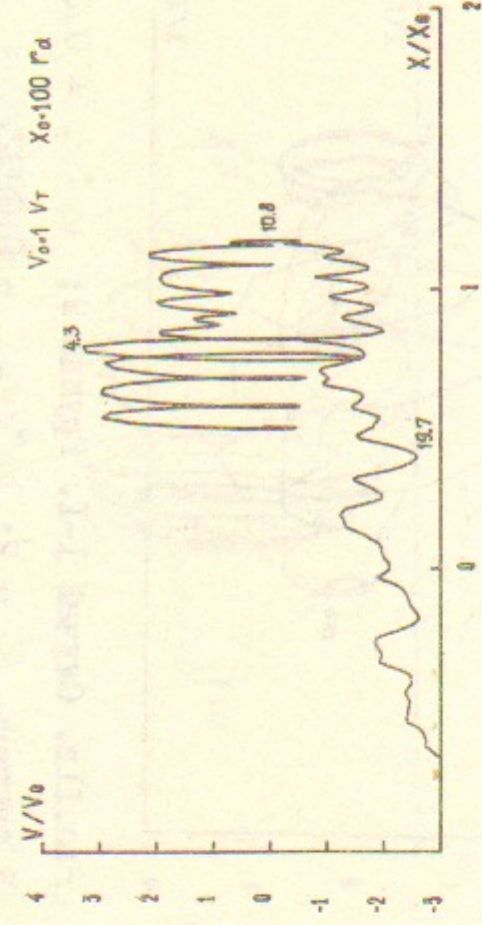


Рис. 12а. Случай I-I. Группа 3; $V_0/V_T = 1,26$.

В лабор. системе.

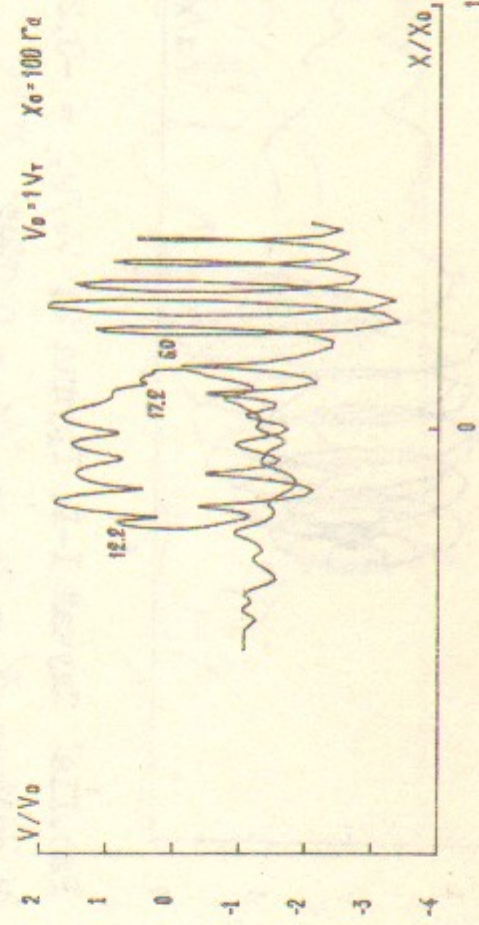


Рис. 12б. Случай I-I. Группа 3; $V_0/V_T = -0,96$.

В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

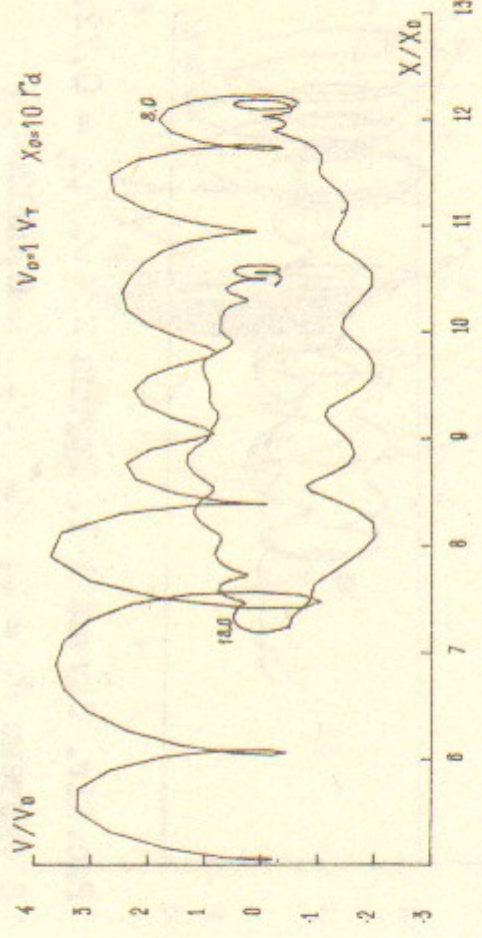


Рис. 12с. Случай I-I. Группа 3; $V_0/V_T = 1,52$.

В системе $N_i = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 0,0992$.

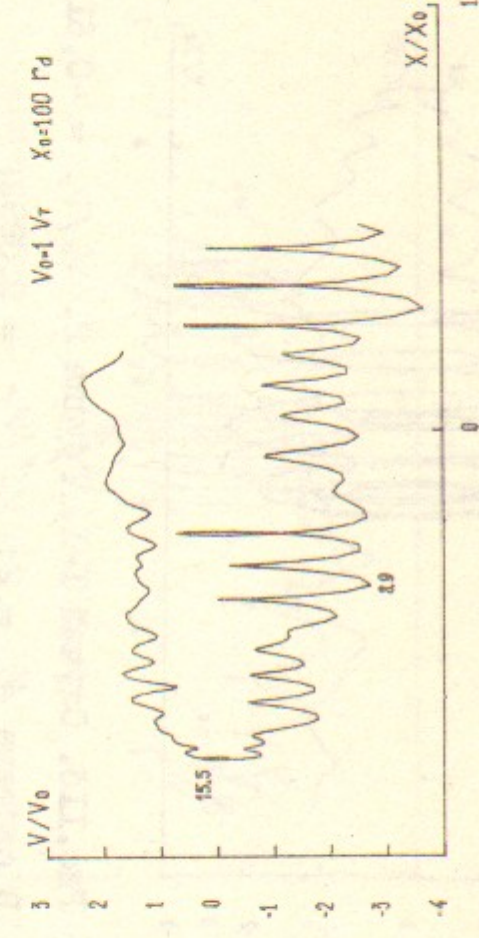


Рис. 12г. Случай I-I. Группа 3; $V_0/V_T = -1,45$.

В лабор. системе.

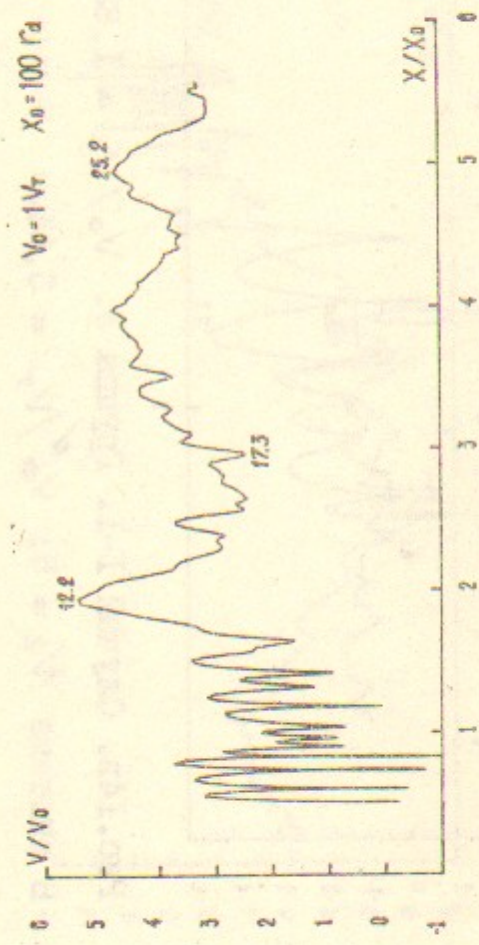


Рис. 13а. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 1,40$.

В лабор. системе.

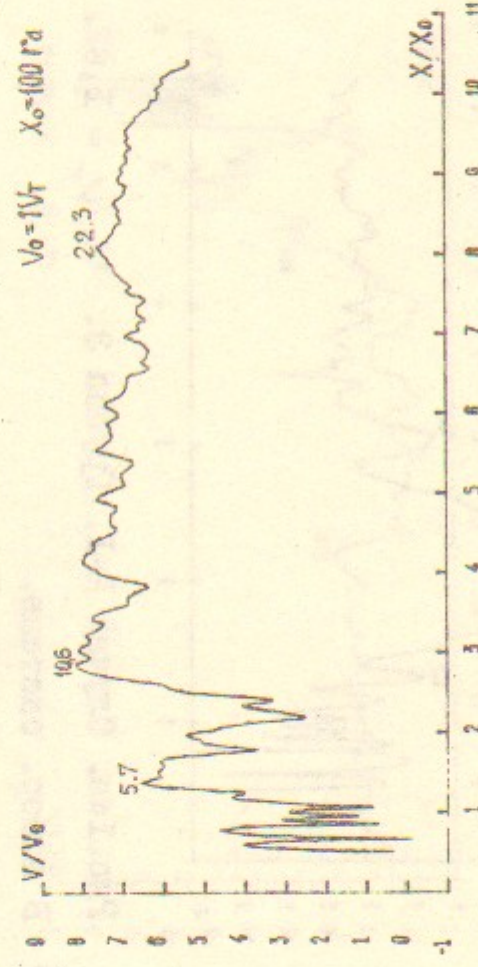


Рис. 13б. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 2,01$.

В лабор. системе.

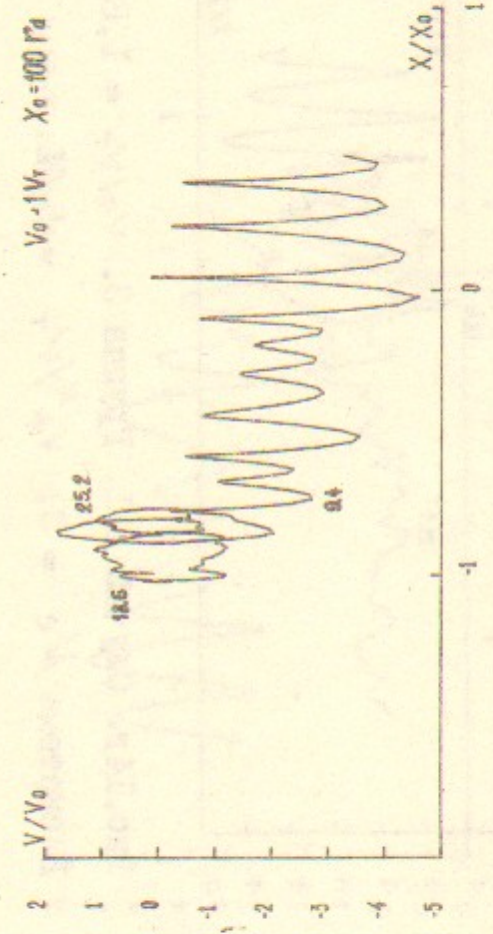


Рис. 13с. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 1,40$.

В системе $N_i = 5$; $V_{\phi}^N/V_T = 3,64$.

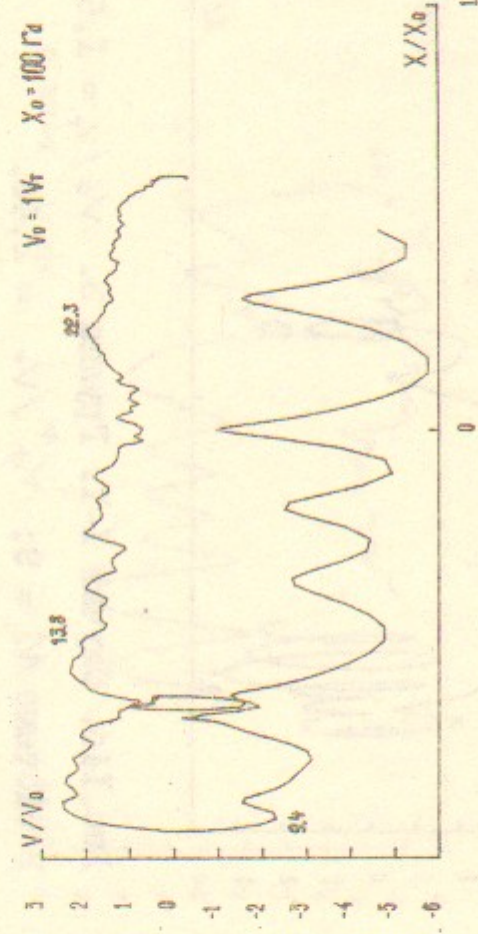


Рис. 13г. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 2,01$.

В системе $N_i = 3$; $V_{\phi}^N/V_T = 5,61$.

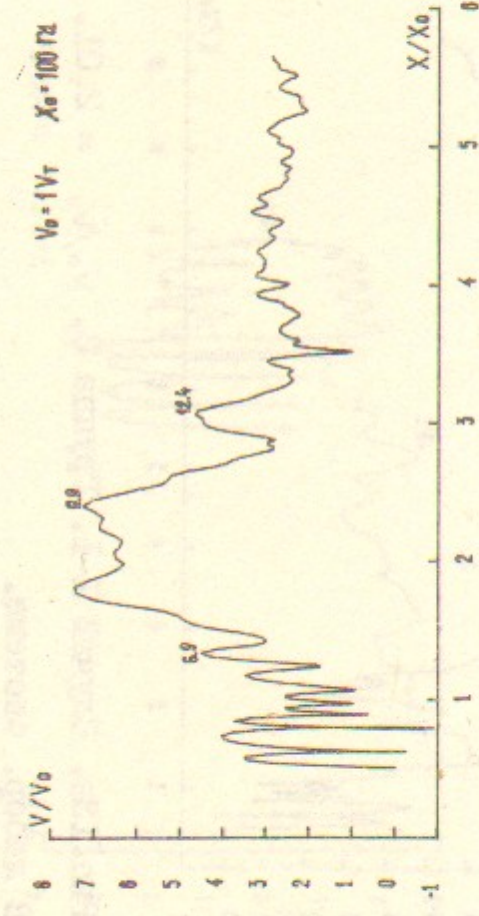


Рис. 14а. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 1,62$.
В лабор. системе.



Рис. 14б. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 1,62$.
В системе $N_e = 5$; $V_\Phi^N/V_T = 3,64$.

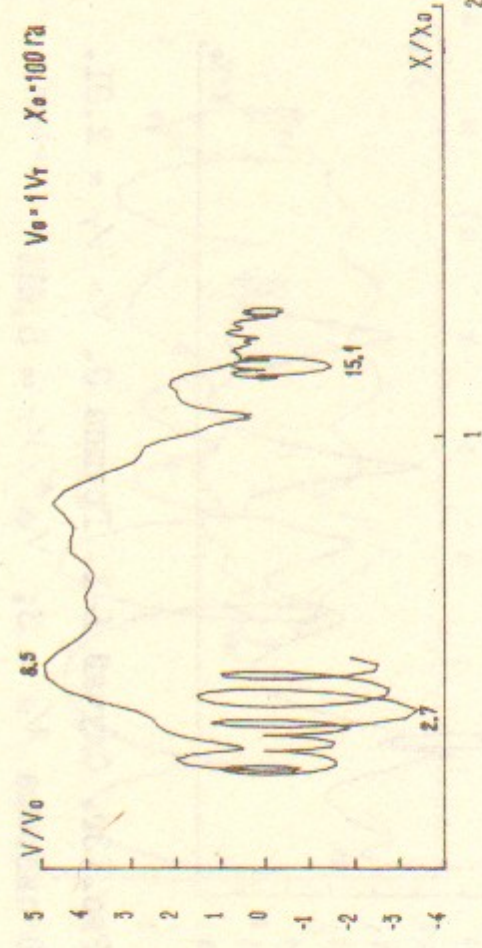


Рис. 14с. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 1,62$.
В системе $N_e = 9$; $V_\Phi^N/V_T = 2,48$.

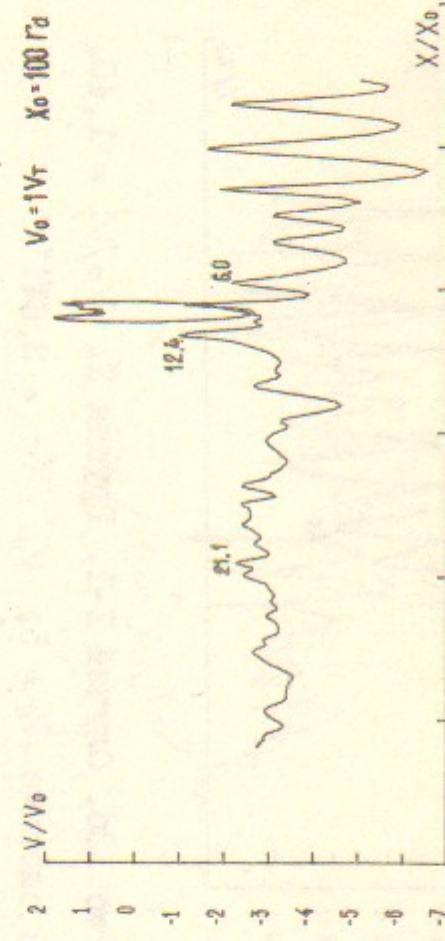


Рис. 14г. Случай I-I. Группа 3. $V_0/V_T = 1,62$.
В системе $N_e = 3$; $V_\Phi^N/V_T = 5,61$.

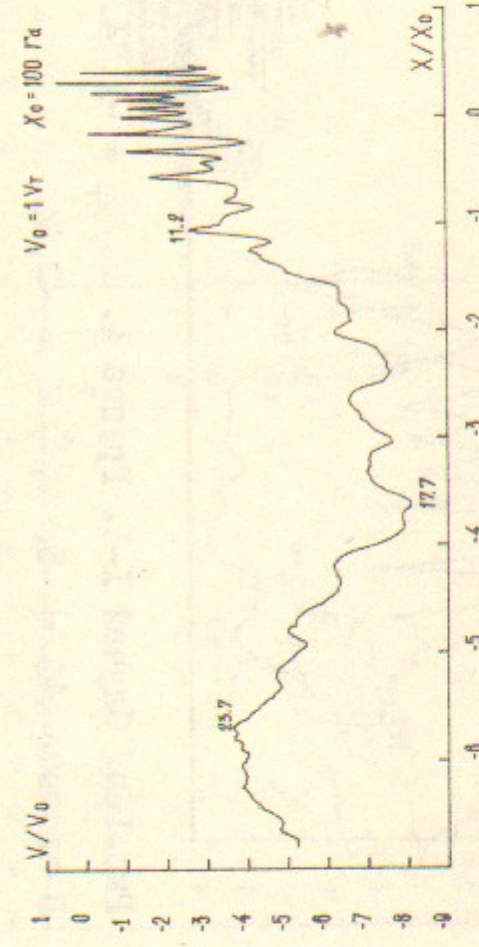


Рис. 15а. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,62$.
В лабор. системе.

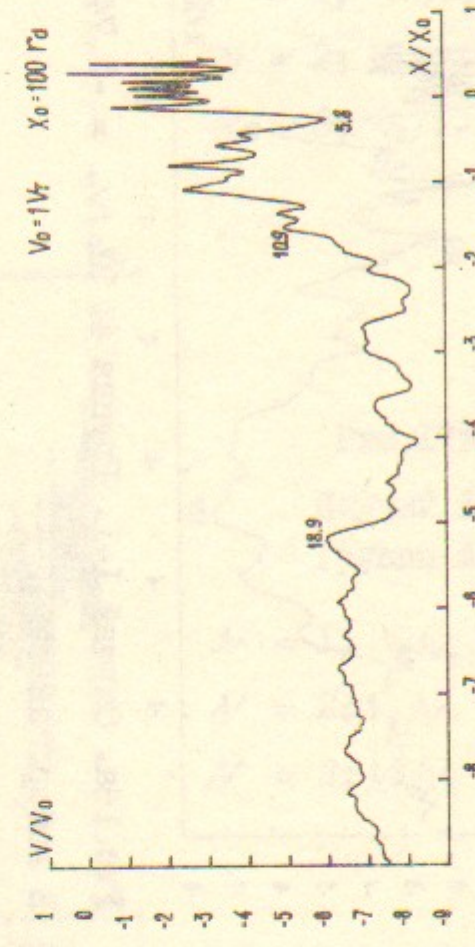


Рис. 15б. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,85$.
В лабор. системе.

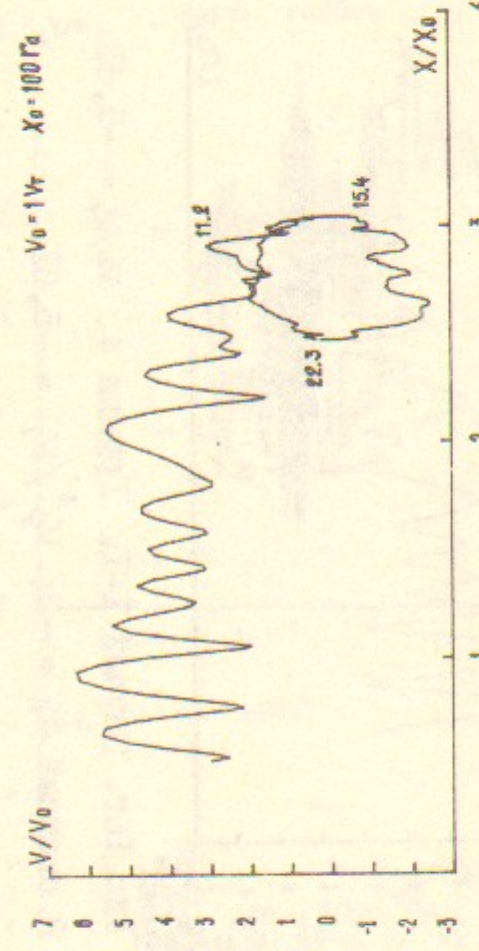


Рис. 15с. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,62$.
В системе $N_e = -3$; $V_\Phi^N/V_T = -5,61$.

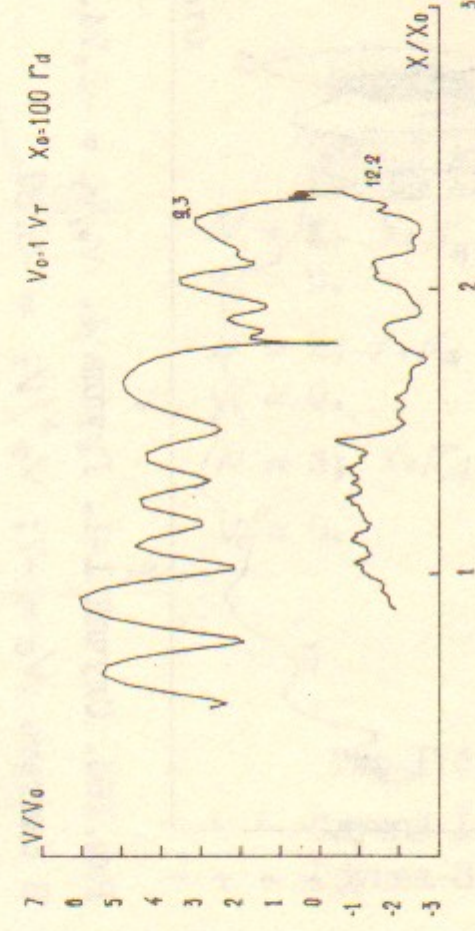


Рис. 15г. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,85$.
В системе $N_e = -3$; $V_\Phi^N/V_T = -5,61$.

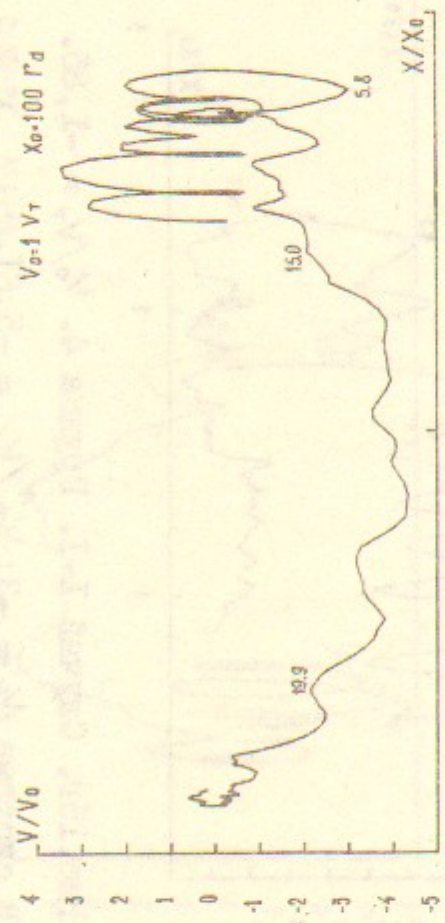


Рис.166. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,74$.
В системе $N_e = -7$; $V_\phi^N/V_T = -2,87$.

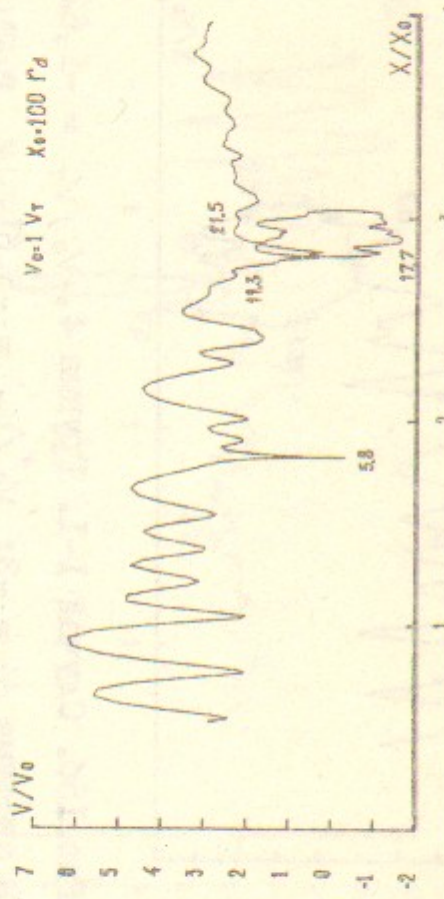


Рис.16г. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -5,61$.
В системе $N_e = -3$; $V_\phi^N/V_T = -5,61$.

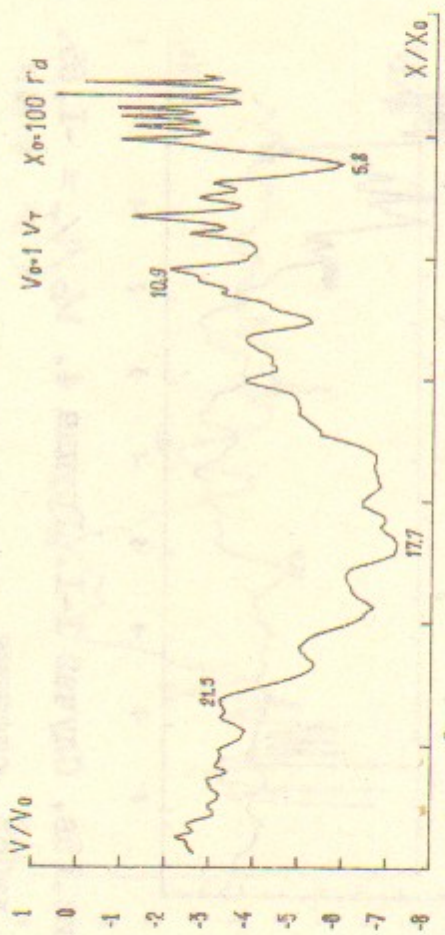


Рис.16а. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,74$.
В лабор. системе.

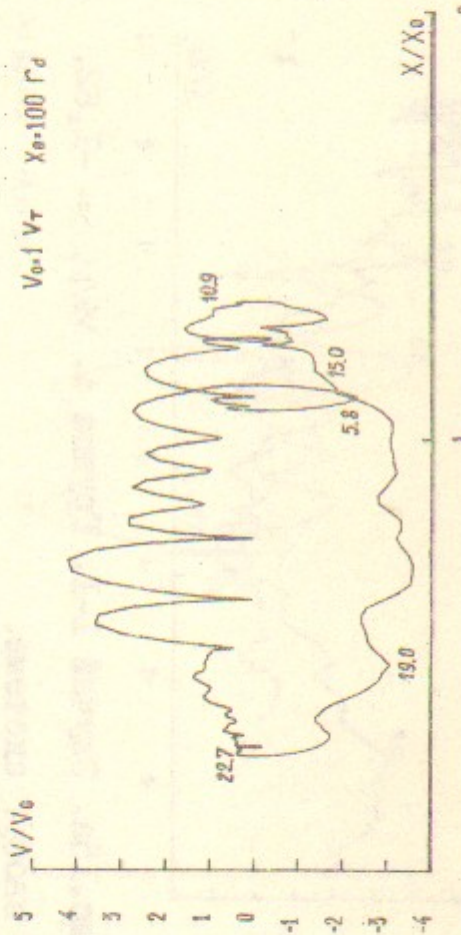


Рис.16б. Случай I-I. Группа 4. $V_0/V_T = -1,74$.
В системе $N_e = -5$; $V_\phi^N/V_T = -3,64$.

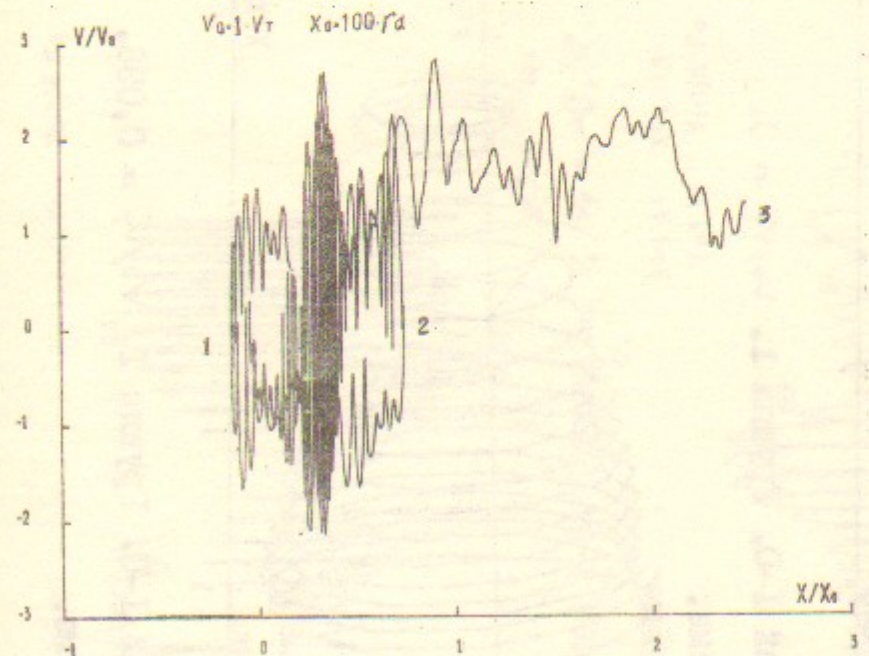


Рис.17а.
Случай I-I.
Группа 7.
 $N = 1$; $X_0/r_d = 26$;
 $V_0^0 = 0$.
 $N = 2$; $X_0/r_d = 30$;
 $V_0^0 = 0$.
 $N = 3$; $X_0/r_d = 35,6$;
 $V_0^0 = 0$.

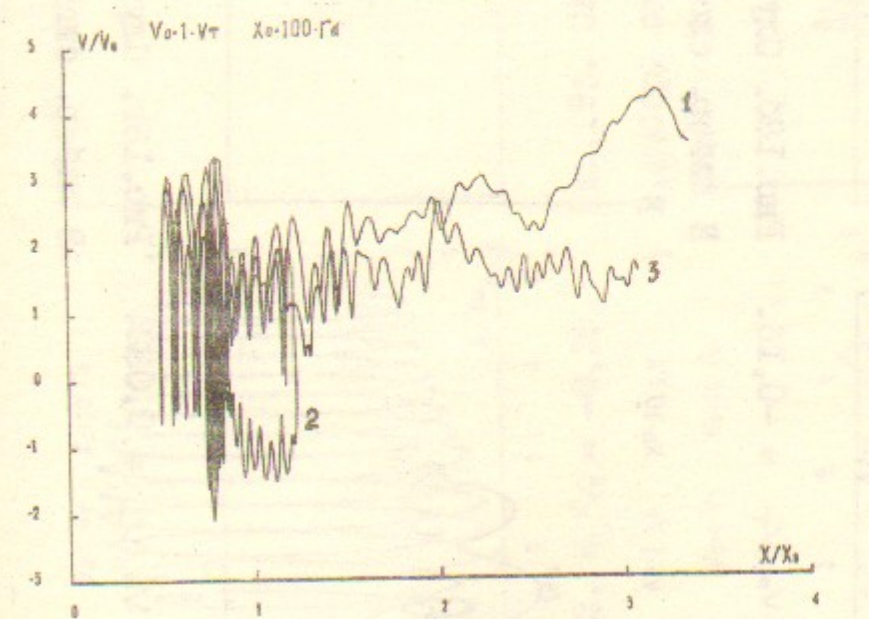


Рис.176.
Случай I-I
Группа 3.
 $N = 1$; $V_0/V_T = 0,96$;
 $N = 2$; $V_0/V_T = 1,18$;
 $N = 3$; $V_0/V_T = 1,29$.

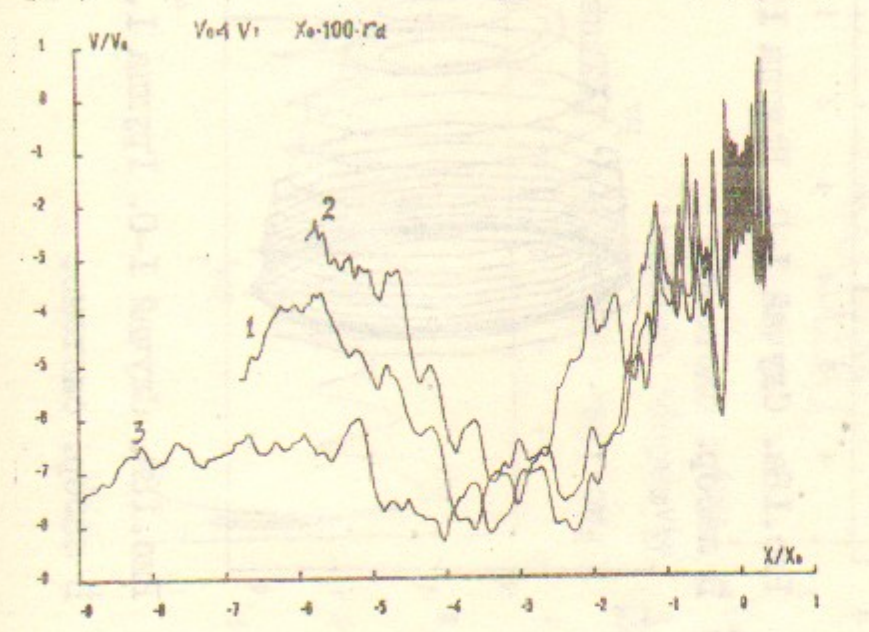


Рис.17в.
Случай I-I.
Группа 4.
 $N = 1$; $V_0/V_T = -1,40$;
 $N = 2$; $V_0/V_T = -1,51$;
 $N = 3$; $V_0/V_T = -1,62$.

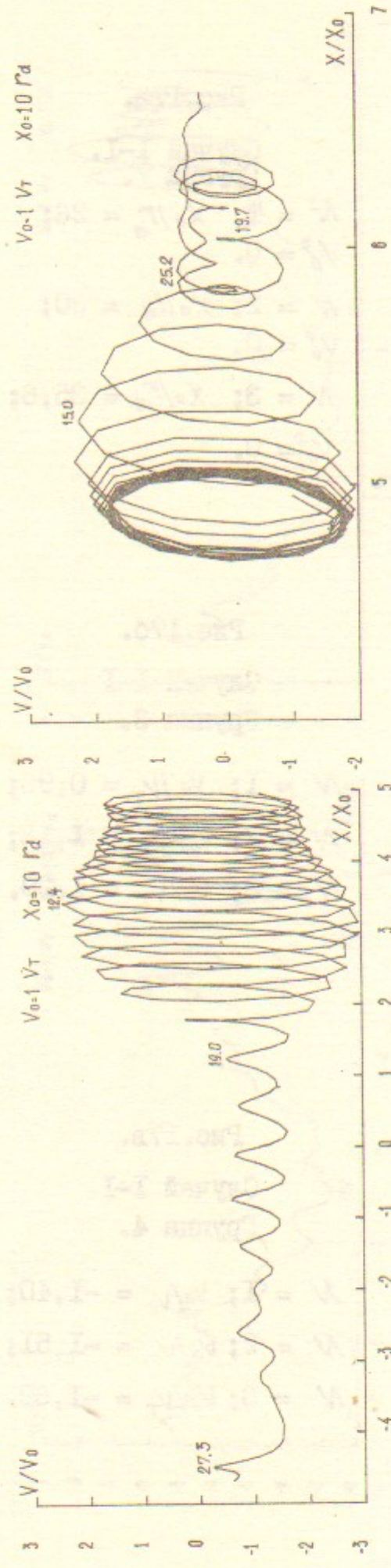


Рис. 186. Случай I-O. Группа 1. $V_0/V_T = -0,16$.

В лабор. системе.

Рис. 186. Случай I-O. Группа 1. $V_0/V_T = 0$.

В лабор. системе.

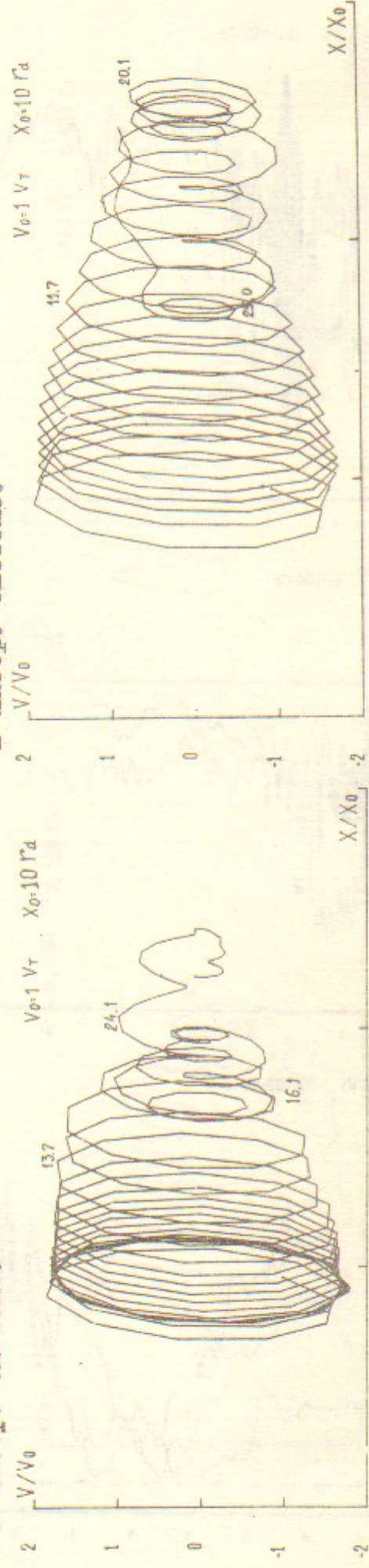


Рис. 187. Случай I-O. Группа 1. $V_0/V_T = 0,032$.

В лабор. системе.

Рис. 187. Случай I-O. Группа 1. $V_0/V_T = 0,096$.

В лабор. системе.

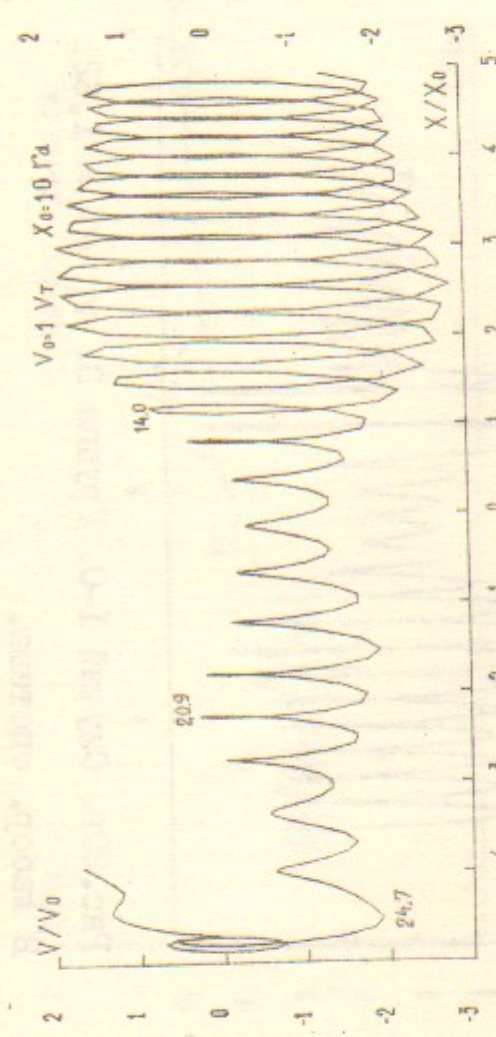


Рис. 199а. Случай I-O. Группа 2. $V_0/V_T = -0,29$.

В лабор. системе.

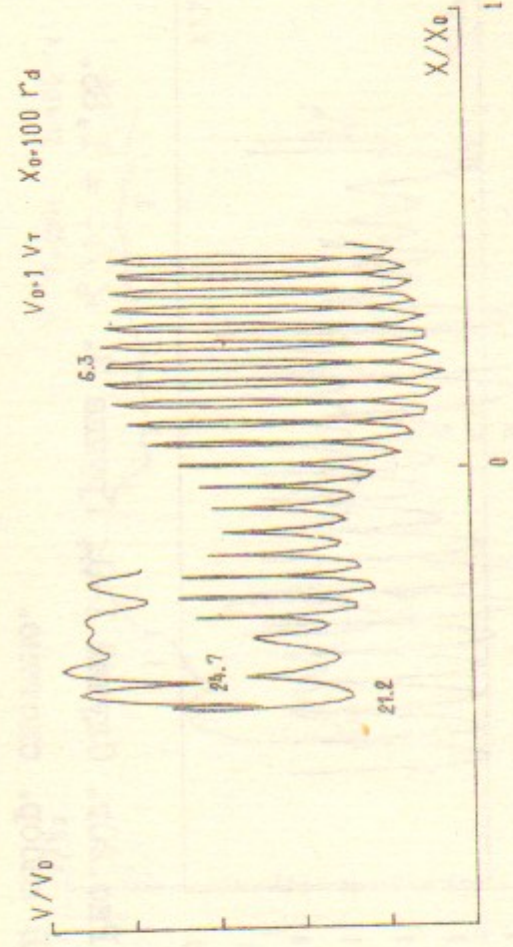


Рис. 196. Случай I-O. Группа 2. $V_0/V_T = -0,57$.

В лабор. системе.

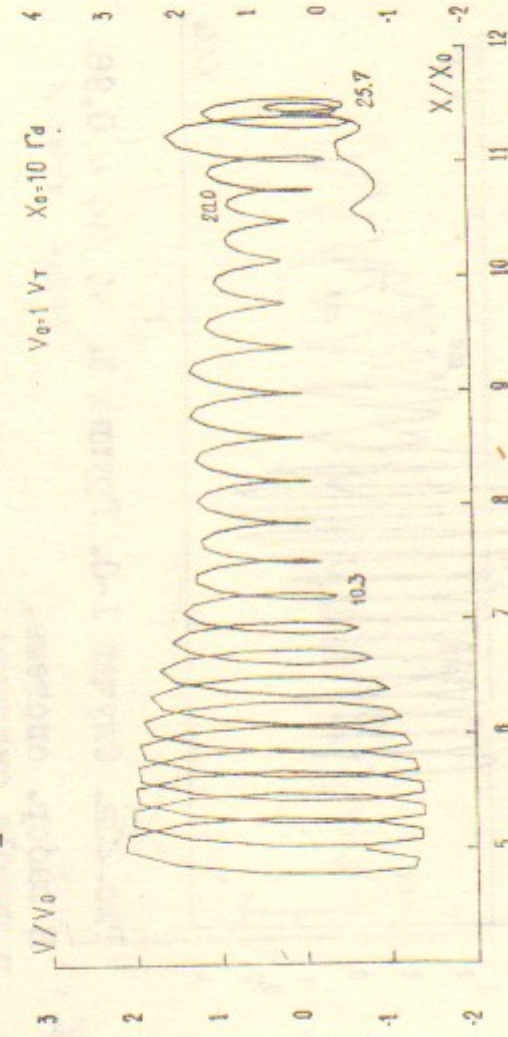


Рис. 199б. Случай I-O. Группа 2. $V_0/V_T = 0,35$.

В лабор. системе.

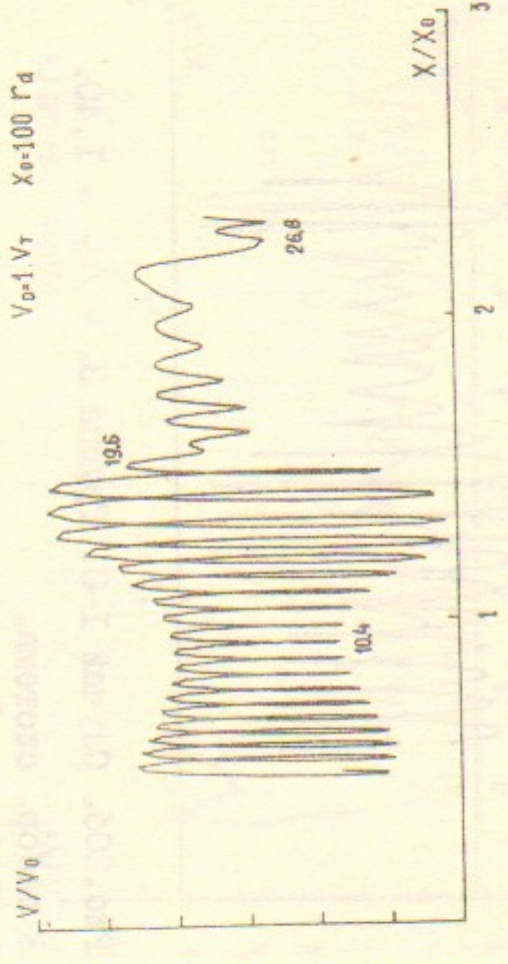


Рис. 197. Случай I-O. Группа 2. $V_0/V_T = 0,72$.

В лабор. системе.

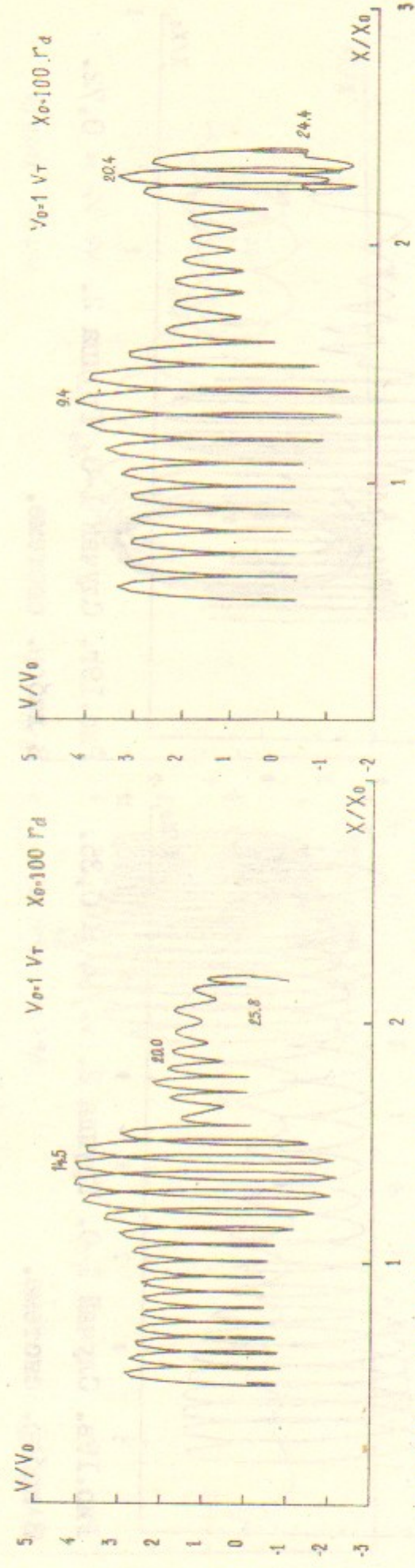


Рис.20а. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 0,96$.
В лабор. системе.

54

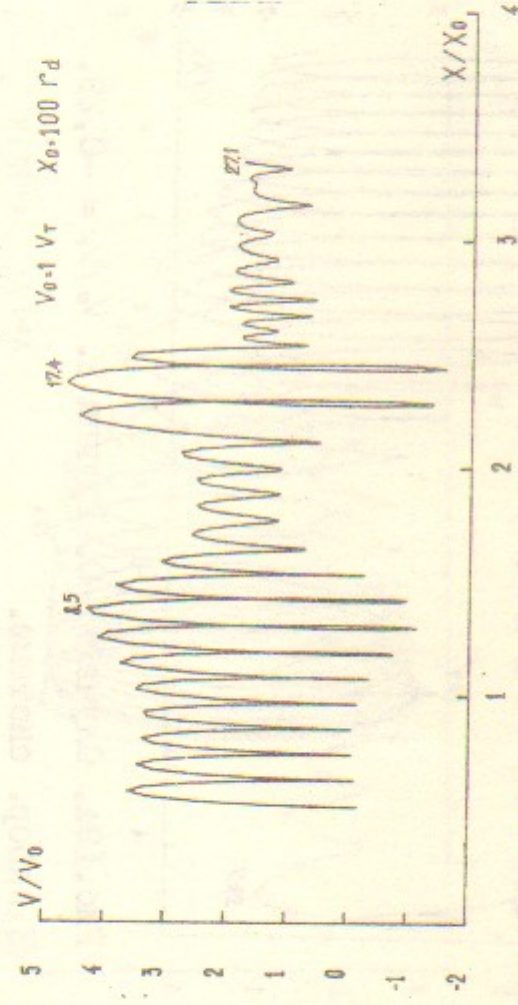


Рис.20в. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 1,62$.
В лабор. системе.

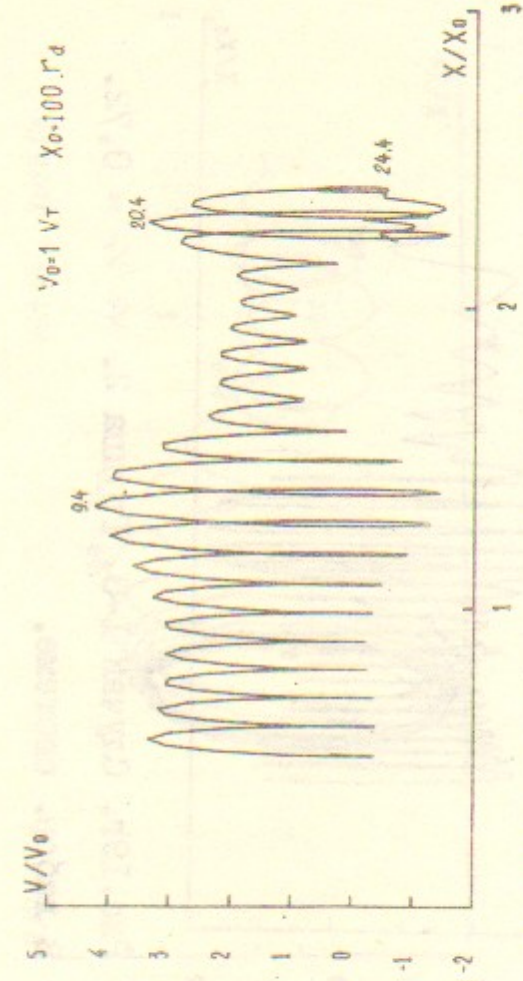


Рис.20б. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 1,40$.
В лабор. системе.

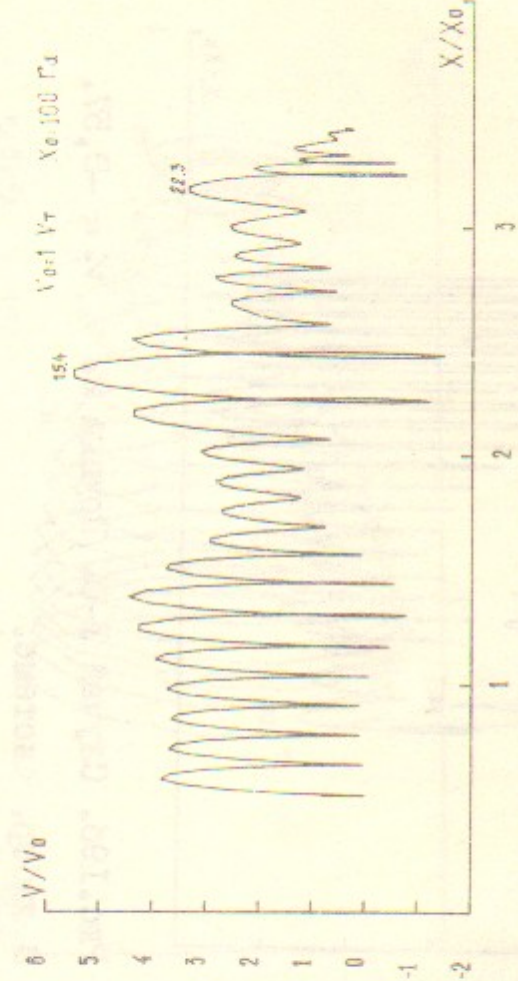


Рис.20г. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 1,85$.
В лабор. системе.

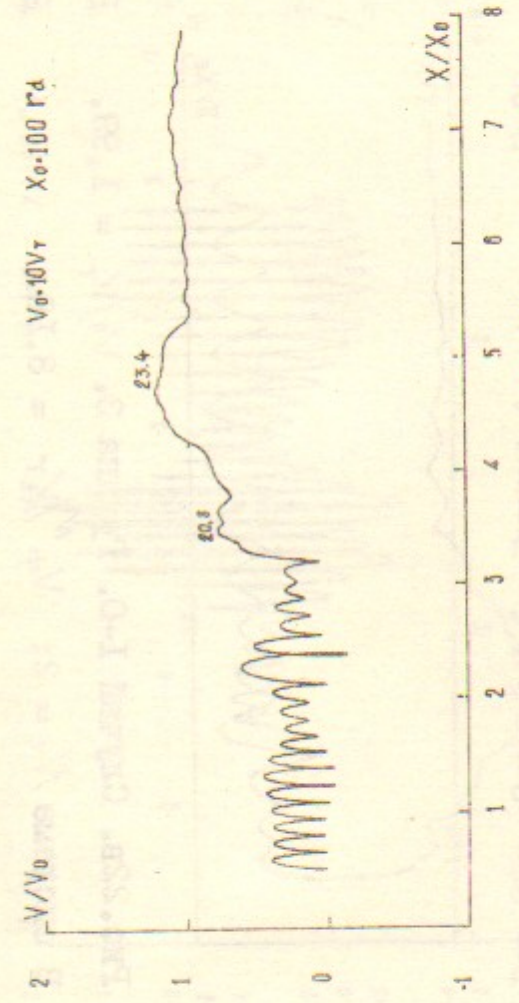


Рис.21а. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 2,01$.
В лабор. системе.

55

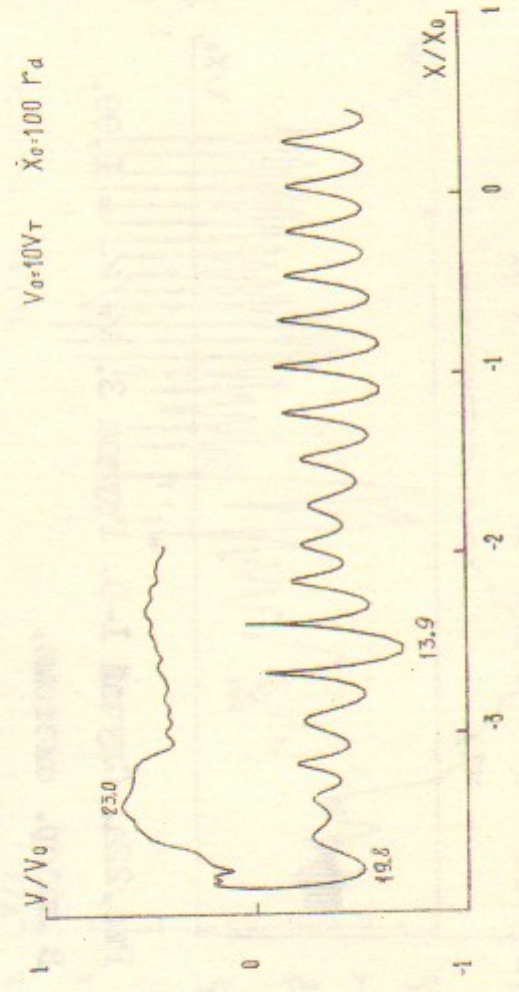


Рис.21в. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 2,01$.
В системе $N_e = 3$; $V_{\phi}^N/V_T = 5,61$.

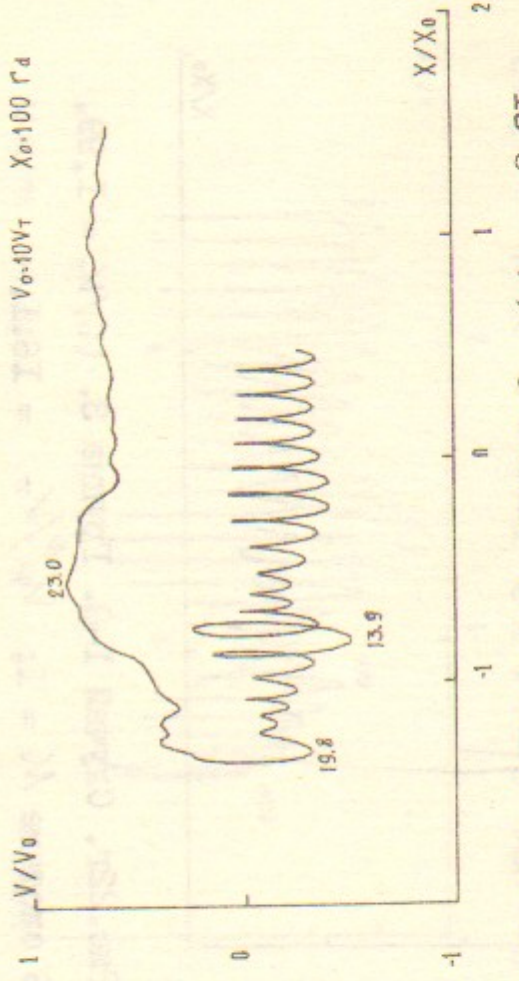


Рис.21б. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 2,01$.
В системе $N_e = 5$; $V_{\phi}^N/V_T = 3,64$.

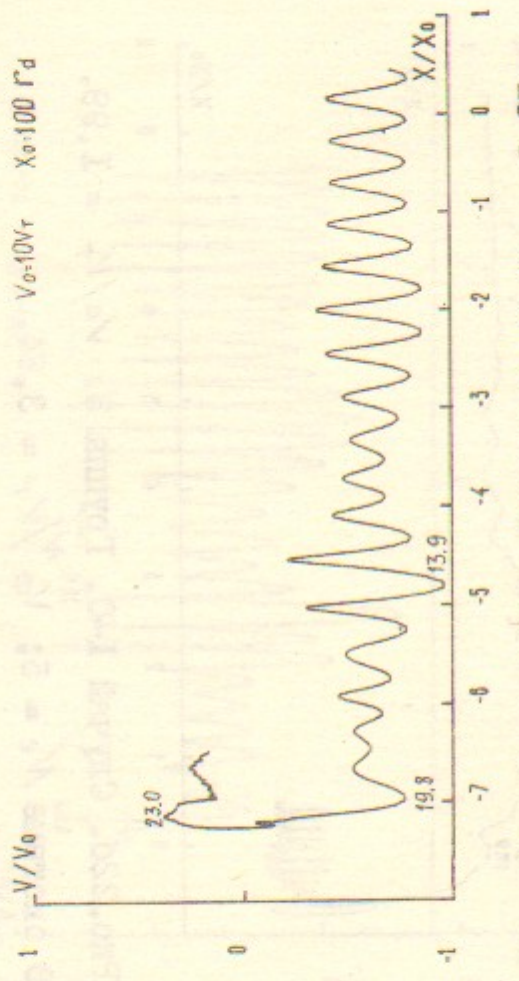


Рис.21г. Случай I-0. Груша 3. $V_0/V_T = 2,01$.
В системе $N_e = 2$; $V_{\phi}^N/V_T = 8,18$.

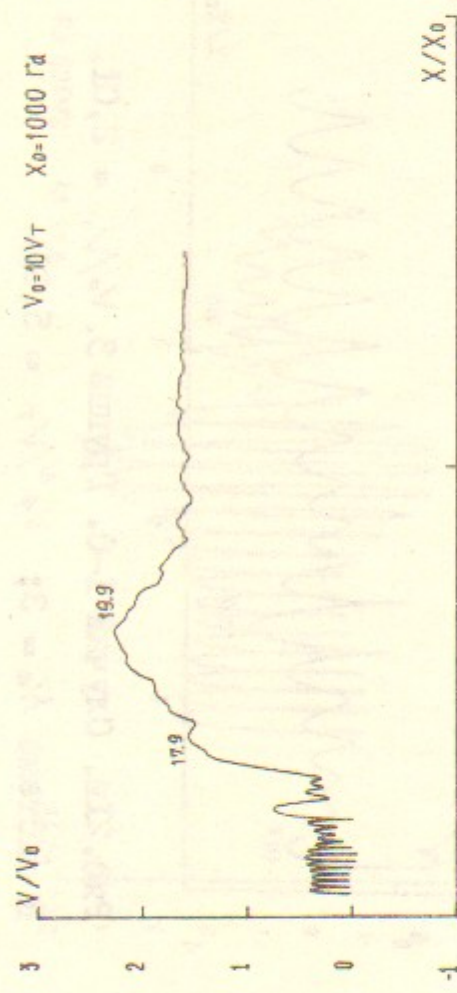


Рис.22а. Случай 1-0. Группа 3. $V_0/V_T = 1,99$.

56 В лабор. системе.

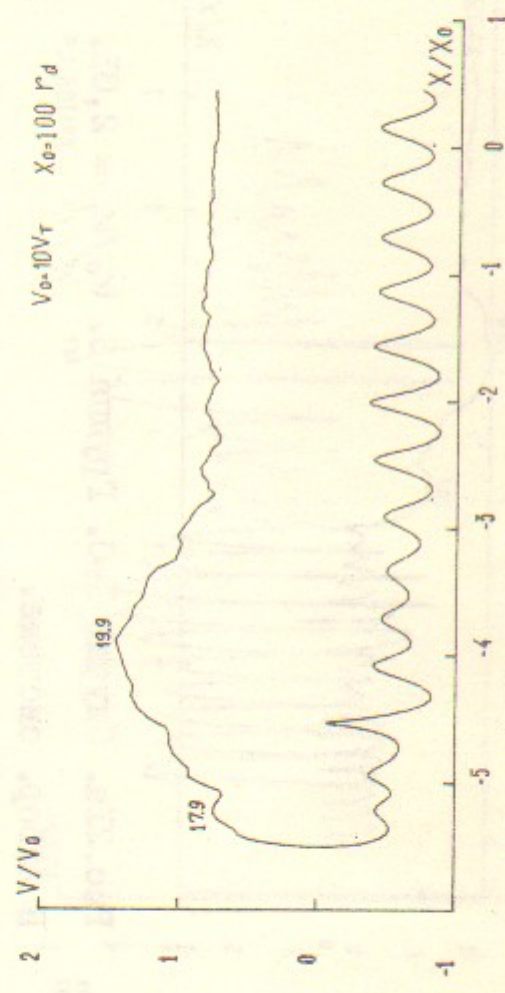


Рис.22в. Случай 1-0. Группа 3. $V_0/V_T = 1,99$.

В системе $N_e = 2$; $V_{\Phi}^N/V_T = 8,18$.

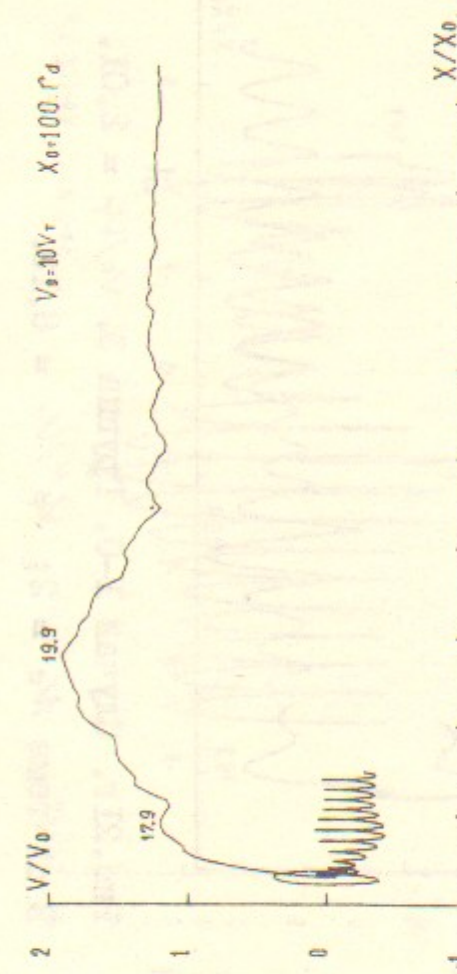


Рис.22г. Случай 1-0. Группа 3. $V_0/V_T = 1,99$.

В системе $N_e = 5$; $V_{\Phi}^N/V_T = 3,64$.

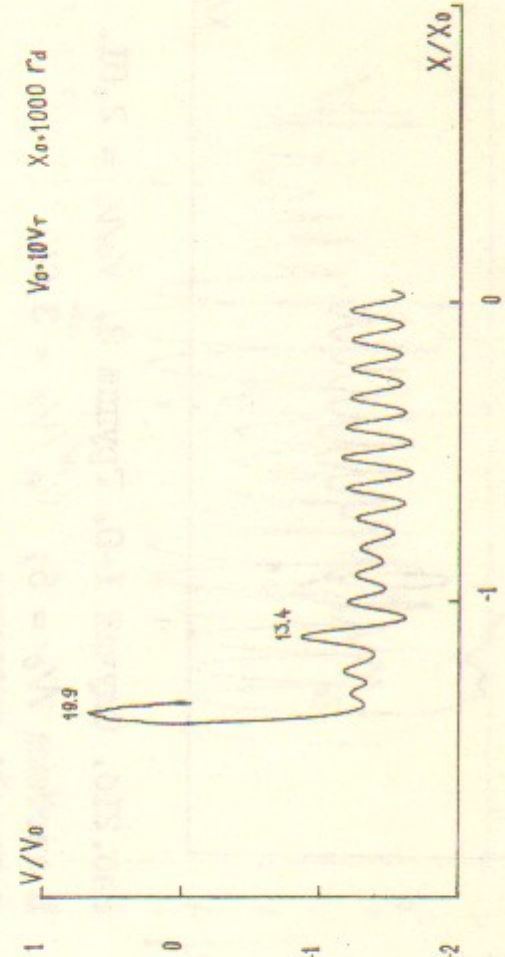


Рис.22г. Случай 1-0. Группа 3. $V_0/V_T = 1,99$.

В системе $N_e = 1$; $V_{\Phi}^N/V_T = 16,1$.

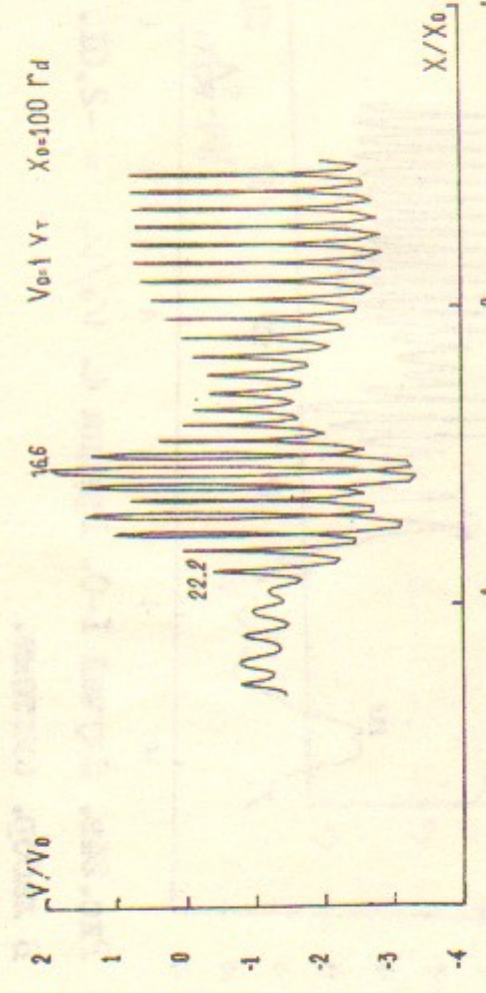


Рис.23а. Случай 1-0. Группа 4. $V_0/V_T = -0,96$.

57 В лабор. системе.

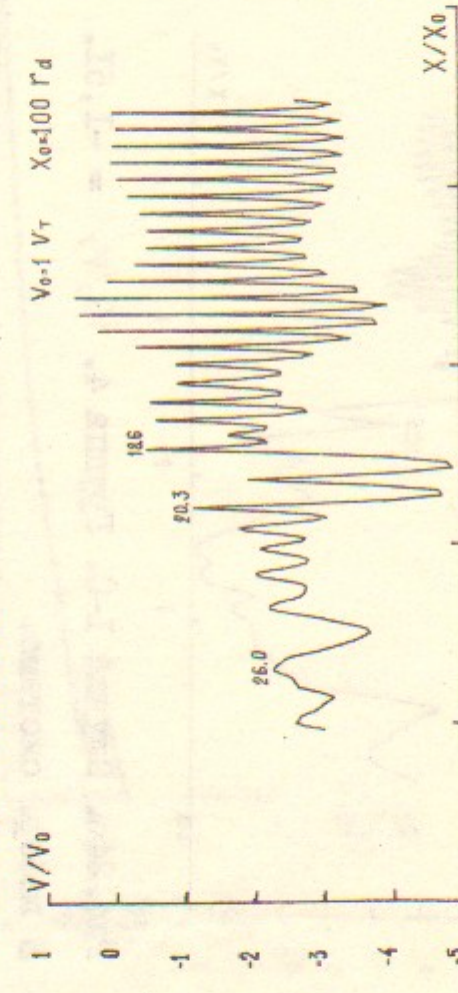


Рис.23в. Случай 1-0. Группа 4. $V_0/V_T = -1,62$.

В лабор. системе.

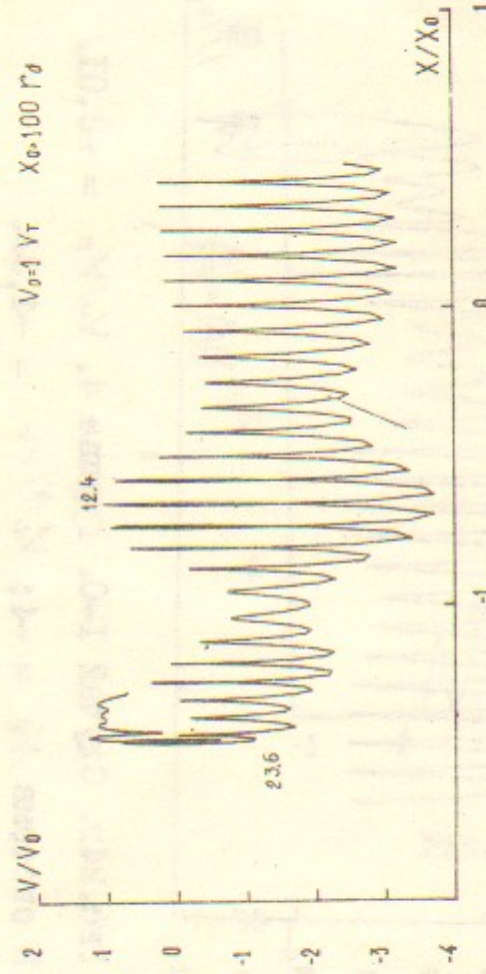


Рис.23б. Случай 1-0. Группа 4. $V_0/V_T = -1,40$.

В лабор. системе.

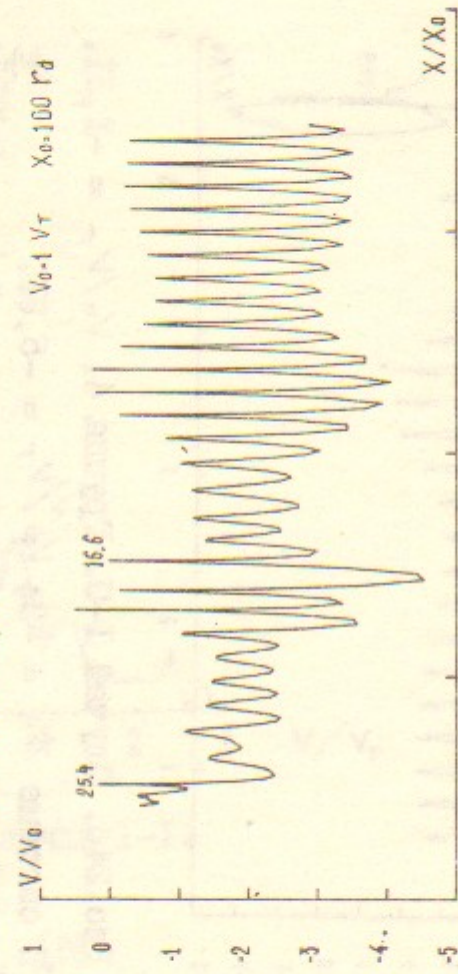


Рис.23г. Случай 1-0. Группа 4. $V_0/V_T = -1,85$.

В лабор. системе.

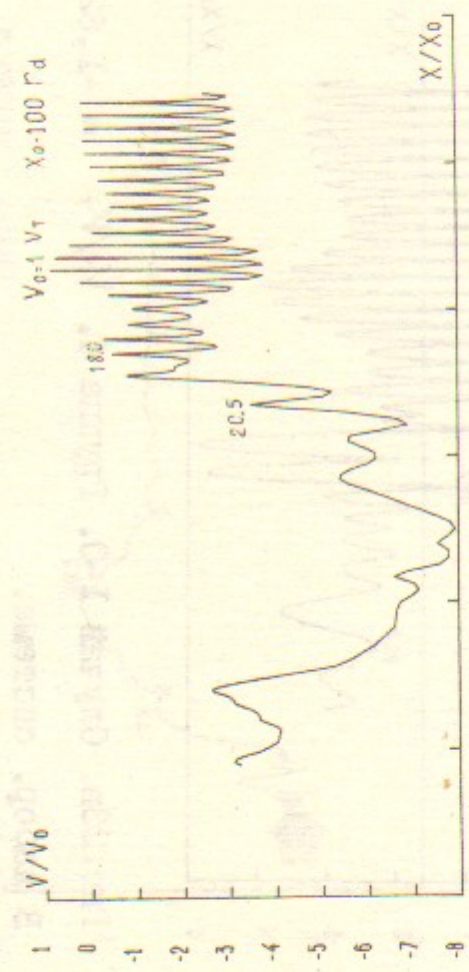


Рис. 24а. Случай I-0. Груша 4. $V_0/V_T = -1,51$.

В лабор. системе.

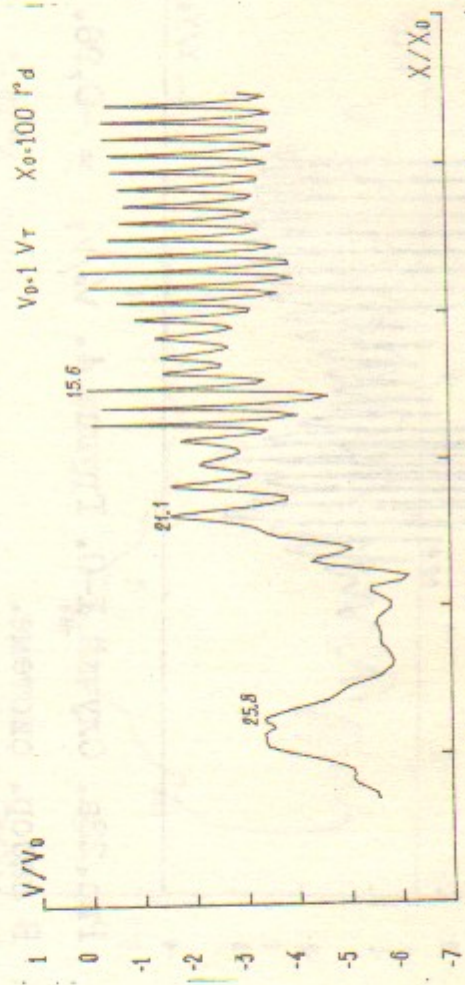


Рис. 24в. Случай I-0. Груша 4. $V_0/V_T = -2,01$.

В лабор. системе.

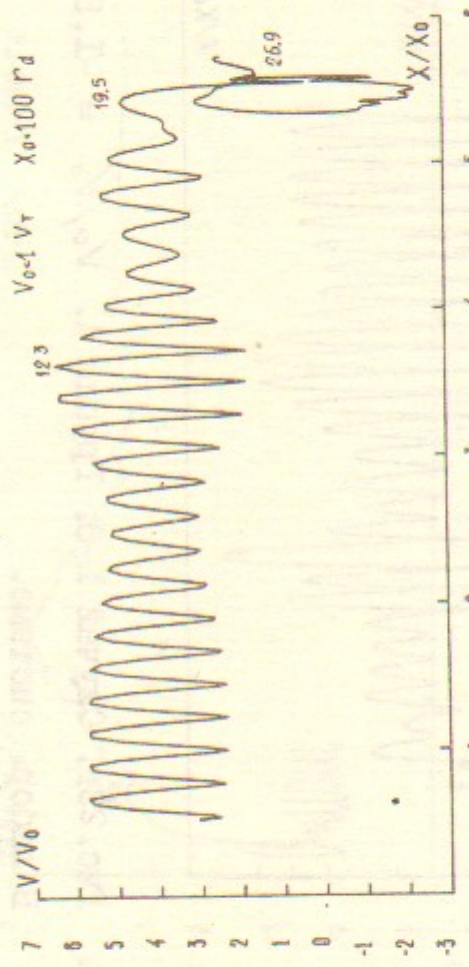


Рис. 24б. Случай I-0. Груша 4. $V_0/V_T = -1,51$.

В системе $N_e = -3$; $V_{\phi}^N/V_T = -5,61$.

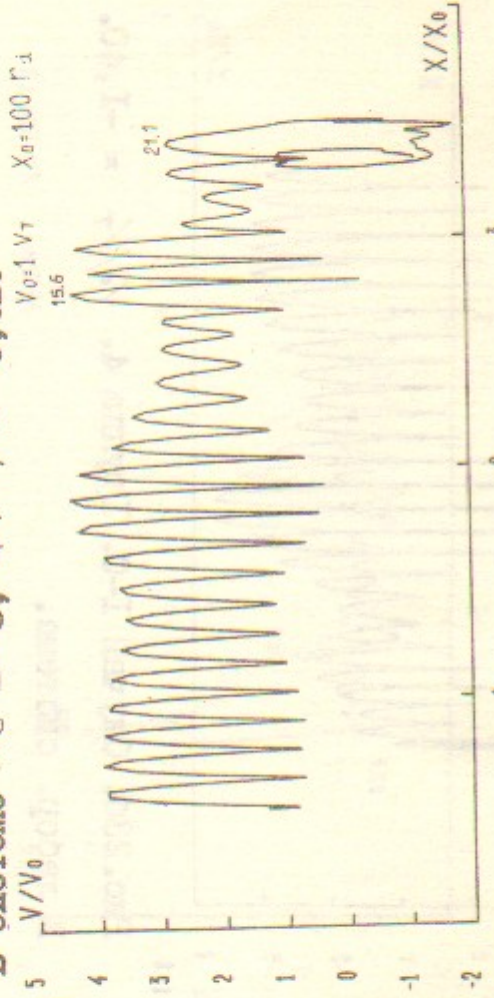


Рис. 24г. Случай I-0. Груша 4. $V_0/V_T = -2,01$.

В системе $N_e = -4$; $V_{\phi}^N/V_T = -4,36$.

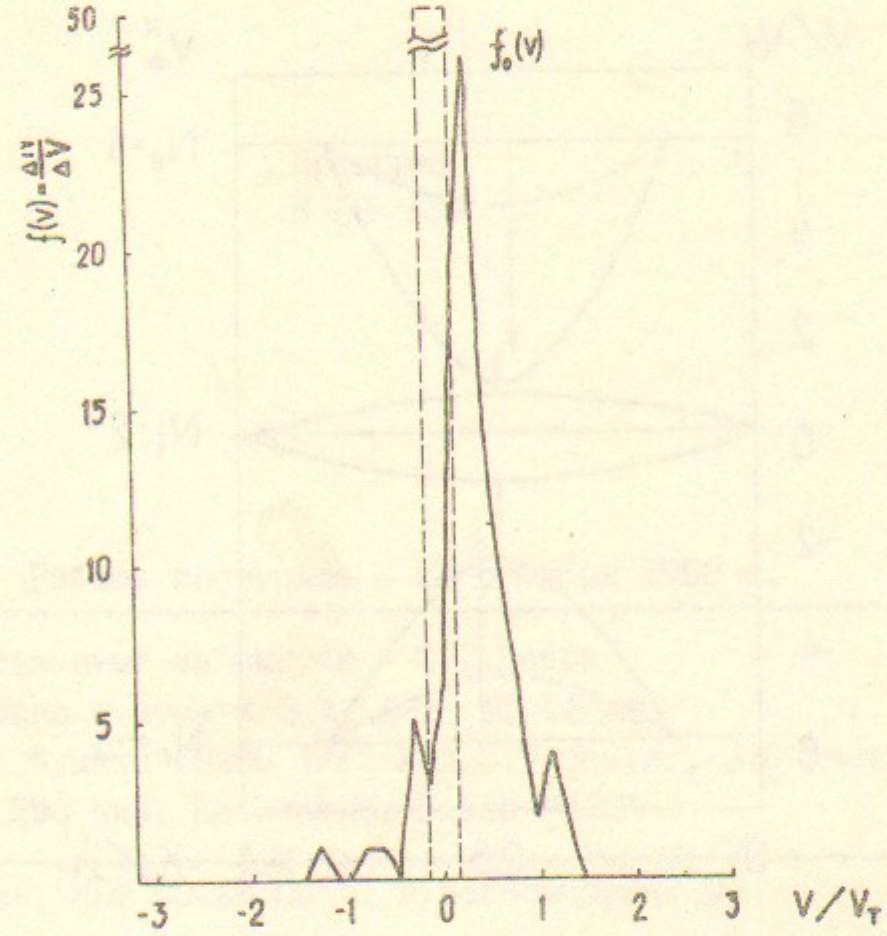


Рис. 25а. Случай I-I.

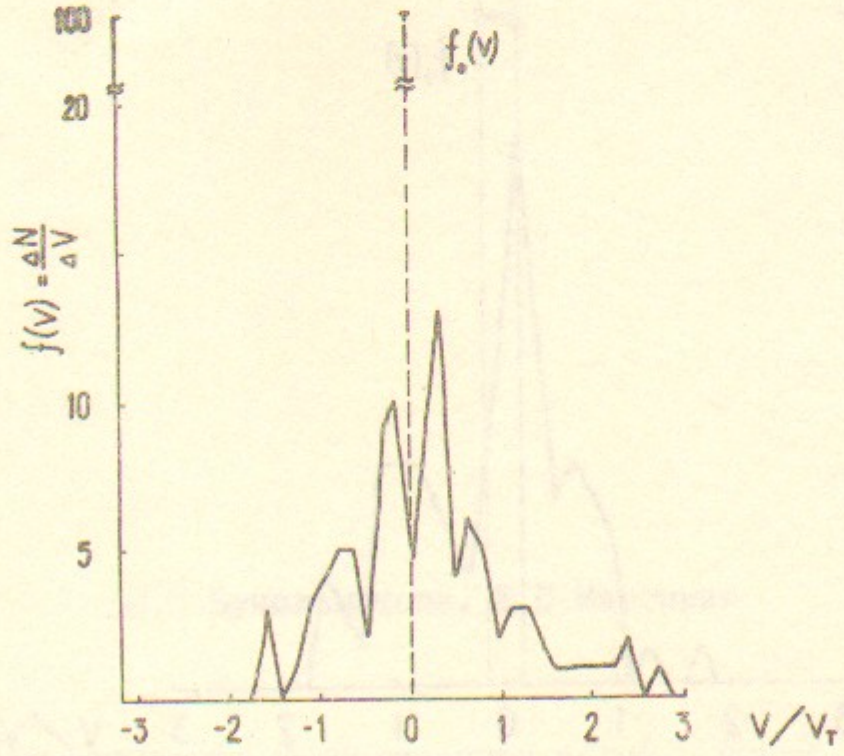


Рис. 25б. Случай I-I.

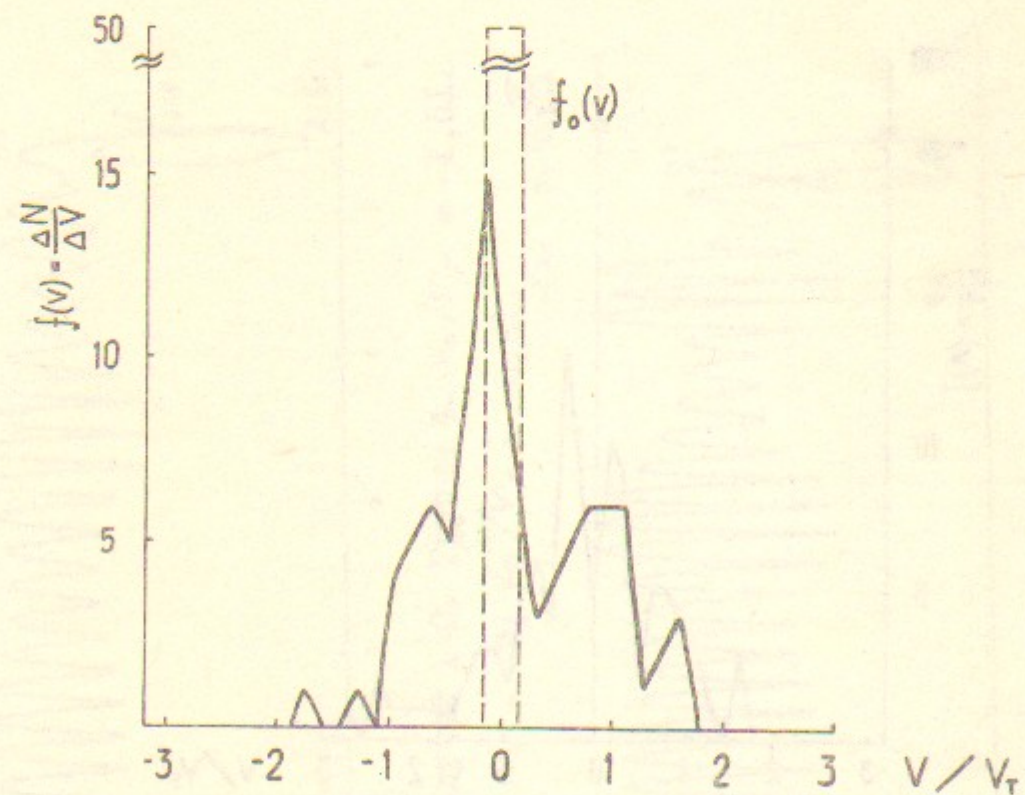


Рис.25в. Случай I-0.

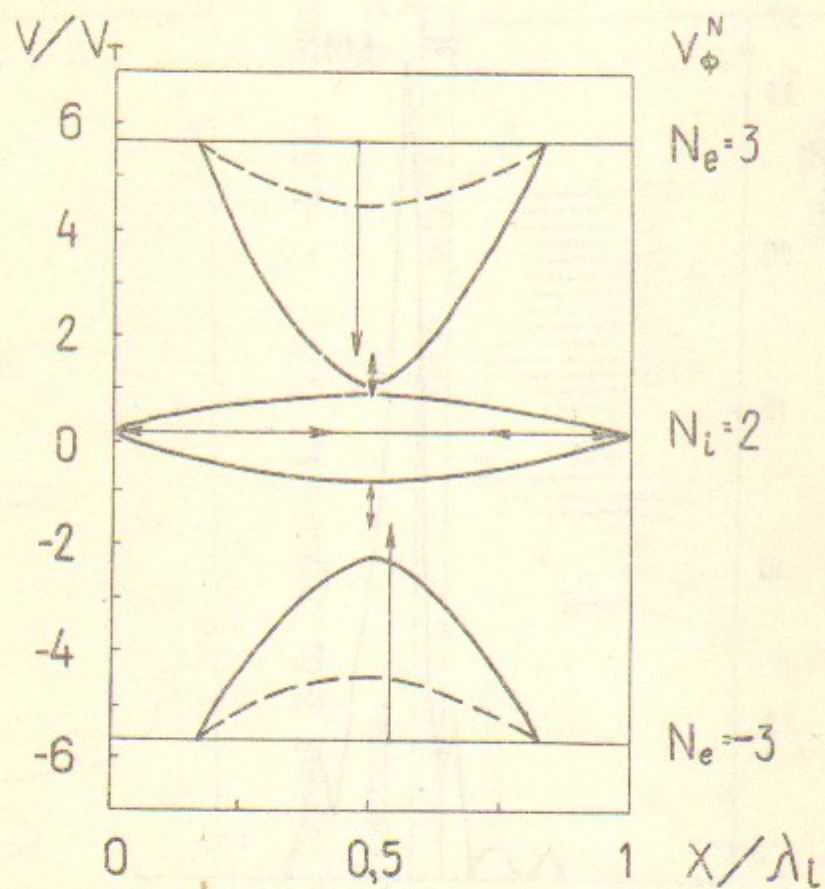


Рис.26. Случай I-I.

Н.С.Вучельникова, Е.П.Маточкин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ. СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. I.

Препринт
№ 88-139

Работа поступила - 24 октября 1988 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 3.XI.88г. МН 08568
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.3,7 печ.л., 3,0 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №139.

Ротап rint ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90