

27

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 39

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕЛИНЕЙНОЙ
ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ

Новосибирск

1977

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ЛЕНГМИРОВСКОЙ ВОЛНЫ

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Методом численного эксперимента исследована неустойчивость одномерной ленгмировской волны с параметрами, при которых существенна электронная нелинейность ($E_0^2/8\pi nT \sim 1,6$; $V_0/V_T \sim 16$). Показано, что развитие неустойчивости не отличается качественно от случая волны меньшей амплитуды, где электронная нелинейность практически отсутствует ($E_0^2/8\pi nT \sim 0,3$; $V_0/V_T \sim 16$). В обоих случаях развивается модуляционная неустойчивость с длиной возмущения, меньшей длины волны. Ее развитие приводит к коллапсу и практически полному поглощению энергии поля электронами плазмы. После затухания поля впадины плотности заполняются плазмой в результате образования серии ударных волн. Их взаимодействие друг с другом и с плазмой приводит к развитию ионной турбулентности, причем в возмущениях скорости ионов содержится $\sim 4\%$ начальной энергии волны. Развитие неустойчивости стоячей волны с теми же параметрами не отличается качественно от случая бегущей волны.

THE INSTABILITY OF THE NONLINEAR
LANGMUIR WAVE

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

The numerical experiment was made to investigate the instability of one-dimensional Langmuir wave with such parameters, that the electron nonlinearity is essential ($E_0^2 / 8\pi n T \sim 1,6$; $v_{ph} / v_T \sim 16$). It was shown that the instability development doesn't differ qualitatively from the case of the lower amplitude wave, where the electron nonlinearity is not essential ($E_0^2 / 8\pi n T \sim 0,3$; $v_{ph} / v_T \sim 16$). In both cases the modulation instability with the length of perturbation less than the wave length takes place. The instability development leads to the collapse and full absorption of the wave energy by the plasma electrons. After the field absorption the density cavities are filled by the plasma in result of the shock waves formation. The interaction of the shock waves with each other and with the plasma leads to the development of the ion turbulence. The ion velocity perturbations contain $\sim 4\%$ of the initial wave energy. The instability development in the case of the standing wave doesn't differ essentially from the case of the running wave.

В настоящей работе методом численного эксперимента исследовалась неустойчивость одномерной ленгмювской волны большой амплитуды. Изучалась волна с фазовой скоростью $V_p/V_T \sim 16$, $E_0^2/8\pi nT \sim 1,6$. В волне с такими параметрами заметную роль играет электронная нелинейность.

Нелинейному взаимодействию волны большой амплитуды с плазмой посвящено большое число работ (см., например, /1-7/ и цитированную в них литературу). Роль электронной нелинейности в таком взаимодействии исследовалась теоретически в работе /8/.

В монохроматической волне электронная нелинейность проявляется, когда возмущенная скорость электронов становится близкой к границе захвата, так что колебания $v(t), x(t)$ начинают отличаться от синусоидальных. Предельным случаем электронной нелинейности является захват электронов волной. Как показано в работе /9/, в случае волн с большой фазовой скоростью

$V_p/V_T \gg 1$ электронная нелинейность становится существенной, когда отношение $2\sqrt{e\varphi/m}/(V_p - V_T) \gtrsim 0,4-0,6$; захват - когда $2\sqrt{e\varphi/m}/(V_p - V_T) > 1$. Здесь $2\sqrt{e\varphi/m}$ - граница захвата;

φ - потенциал волны, $V_T = \sqrt{T/m}$ - тепловая скорость электронов (отметим, что в работе /9/ использовалось обозначение $V_T = \sqrt{2T/m}$). В исследуемом случае $2\sqrt{e\varphi/m}/(V_p - V_T) \sim 0,7$.

Ранее нами исследовалась неустойчивость ленгмювской волны, меньшей амплитуды с $V_p/V_T \sim 16$, $E_0^2/8\pi nT \sim 0,3$ (работа /10/, называемая далее I). Для такой волны $2\sqrt{e\varphi/m}/(V_p - V_T) \sim 0,46$ и электронная нелинейность практически не играет роли. Для этого случая было показано, что неустойчивость является модуляционной с длиной возмущения, меньшей длины волны. На нелинейной стадии неустойчивости существенную роль играют два процесса - выталкивание плазмы из области концентрации поля и дополнительная модуляция волны, связанная с ростом ионного возмущения (процесс $k = k_e \pm \alpha k_i$; $\alpha = 1, 2, 3, \dots$;

k_e, k_i - волновые числа электронной волны и ионного возмущения). Эти процессы приводят к захвату волны во впадину плотности, развитию коллапса и практически полному поглощению энергии поля электронами плазмы. Электронная

нелинейность в этом случае могла проявиться только на нелинейной стадии неустойчивости.

В настоящей работе мы исследуем случай, когда электронная нелинейность хотя и невелика, но существенна с самого начала. Отметим, что параметры волны соответствуют случаю волны, возбуждаемой в плазме монохроматическим электронным пучком со скоростью $V_0/V_T \sim 16$ и плотностью $n_0/n_e \sim 6 \cdot 10^{-2}$.

Для численного моделирования используется метод "частиц в ячейках". Рассматривается одномерная система с периодическими граничными условиями. Для понижения начального уровня шумов применяется метод "спокойного старта". Для электронов и ионов плазмы задается максвелловское распределение по скоростям. В начальный момент времени ионы равномерно распределяются по длине системы. Контроль правильности расчета проводится по сохранению полной энергии и импульса системы, по независимости результатов от счетных параметров и от точности расчета.

Параллельно используется два описания исследуемого явления - динамическое и спектральное.

Используемые в работе величины нормируются следующим образом:

$$x^* = x/r_d; \quad r_d = \sqrt{T/4\pi n e^2}$$

$$t^* = t/T_{oe}; \quad T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}; \quad \omega_{oe} = \left(\frac{4\pi n e^2}{m}\right)^{1/2}$$

$$E^* = \frac{E}{m r_d / e T_{oe}^2}$$

Здесь T - температура электронов, r_d - дебаевский радиус, ω_{oe} - плазменная частота, T_{oe} - период плазменных колебаний.

Ниже мы используем обозначение E вместо E^* и в тексте x , t вместо x^* , t^* .

Скорость V нормируется на тепловую скорость электронов V_T или ионов $V_{Ti} = \sqrt{T_i/m}$ или на ионно-звуковую скорость $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$.

Описанный ниже численный эксперимент проводится при сле-

дующих параметрах: длина системы $l = 100 z_d$; отношение масс электронов и ионов $m/m_i = 10^{-2}$; отношение температур $T/T_i = 30$; ионный плазменный период $T_{oi} = \frac{2\pi}{\omega_{oi}} = 10 T_{oe}$;
 $\omega_{oi} = \left(\frac{4\pi n e^2}{m}\right)^{1/2}$.

Численные параметры: временной шаг $\Sigma = 0,05 T_{oe}$; число частиц электронов и ионов $N_e = N_i = 10^4$. Отметим, что при таком числе частиц функция распределения по скоростям образана на $v \sim 2 v_T$.

Неустойчивость бегущей волны

В начальный момент времени возмущением плотности и скоростей электронов задается бегущая нелинейная волна. Как мы уже говорили, механизм электронной нелинейности заключается в том, что для случая $V_p > 0$ электрон в фазе положительного возмущения скорости приближается к границе захвата. При этом он дольше остается в фазе ускоряющего поля и набирает большую скорость, чем при линейном движении. Это должно приводить к увеличению энергии колебаний плазмы ΔW_e по сравнению с энергией поля $W_e - \Delta W_e/W_e > 1$ (в линейном случае $\Delta W_e/W_e = 1$) и к увеличению плотности электронов n_e в фазах ускоряющего поля. Таким образом, $n_e(x)$ и $E(x)$ становятся несимметричными, так что волна не является монохроматической, а состоит из набора гармоник с одинаковыми фазовыми скоростями. Отметим, что несимметрию $n_e(x)$ можно характеризовать отношениями n_+/n_- и $\Delta x_+/\Delta x_-$ где n_+, n_- - максимальные значения положительного и отрицательного возмущения плотности; $\Delta x_+, \Delta x_-$ - интервалы, в которых возмущения плотности положительны и отрицательны.

Для задания нелинейной волны в начальный момент времени задается набор гармоник с одинаковыми V_p так, чтобы их амплитуды и фазы, а следовательно, и вид $E(x)$ и $n_e(x)$, не менялись в течение первых периодов колебаний. Так как взят случай довольно слабой нелинейности, амплитуды гармоник с $N > 1$ невелики (N - номер гармоники). Задается первая гармоника $E_1 = E_{o1} \cos(\omega_0 t - k_0 x)$ с частотой $\omega_0 = \omega_p = 1,011 \omega_{oe}$ (ω_p - собственная частота - $\omega_p^2 = \omega_{oe}^2 + \omega_{oi}^2 + 3k^2 v_T^2$); длиной волны $\lambda_0 = 2\pi/k_0 = l = 100 z_d$; фазовой скоростью

$V_p/V_T = 16,1$; амплитудой $E_{o1} = 70,4$. Амплитуды гармоник с $N > 1$: $E_{o2} = 3,1$; $E_{o3} = 0,6$; $E_{o4} = 0,15$; фазовые скорости $V_{pN} = V_p$. Начальная энергия волны $W_0 = W_E + \Delta W_e = 3,6 W_e$;
 $\frac{E_0}{8\pi n T} = 1,6$.

Так как нелинейность невелика ($\frac{\Delta W_e}{W_E} \sim 1,05$) $E(x)$ близко к синусоиде, однако, $n_e(x)$ заметно отличается от нее: отношения $n_+/n_- \sim 1,6$; $\Delta x_+/\Delta x_- \sim 0,75$ (Рис. 1а, б).

Вид $E(x)$, $n_e(x)$ сохраняется в течение $\sim 3 T_{oe}$, далее волна начинает модулироваться. Это видно из Рис. 2а, где показано распределение поля $E(x)$ и плотности ионов $n_i(x)$ в различные моменты времени и из Рис. 3 - изменение $E(x)$ в течение периода плазменных колебаний. Видно также, что в плотности ионов появляется и нарастает возмущение. С течением времени поле волны начинает концентрироваться в области впадины плотности, т.е. наблюдается модуляция волны с длиной возмущения $\lambda \lesssim \lambda_0$.

В спектральном описании тому же процессу соответствует возбуждение и нарастание второй и третьей ленгмюровских гармоник с $V_p \sim V_p/2$ и $V_p/3$ (рис. 4). Амплитуды первых гармоник плотности ионов резко возрастают за первый период и далее продолжают расти более медленно, достигая величины $n_i/n_0 \sim 10^{-2}$ к $t \sim 2(N=1)$, $\sim 6(N=3)$, $\sim 10(N=2)$ (Рис. 5). Как было показано в I рост $(n_i/n_0)_N$ в первый период связан с возмущением скоростей ионов полем волны в $t = 0$.

Таким образом, так же как и в I, но за более короткое время, в случае нелинейной ленгмюровской волны развивается модуляционная неустойчивость с длиной возмущения $\lambda \lesssim \lambda_0$, приводящая к концентрации энергии волны в области впадины плотности /II, I?/.

В интервале $t \sim 5-10$ появляются и нарастают колебания амплитуды 1-й и 3-й гармоник поля с периодом $\sim T_{oe}/2$ (Рис. 4). Одновременно начинают нарастать 4-5-я ленгмюровские гармоники. Как было показано в I, колебания E с периодом $T_{oe}/2$ связаны с возбуждением обратных волн и, следовательно, с появлением компоненты стоячей волны. Амплитуды бегущей и стоячей волны в зависимости от времени представлены на Рис. 6а, 7а.

В динамическом описании из Рис. 2а, 3 видно, что заметная

доля энергии волны сосредоточивается в области впадины плотности. Изменение $E(x)$ в течение T_{oe} (Рис. 3в) указывает на наличие компоненты стоячей волны с $\lambda/2 \sim 35$. С течением времени компонента стоячей волны перестраивается так, что ее длина волны уменьшается, а энергия растет.

По фазовой плоскости ионов видно, что в области концентрации поля возникает и нарастает с течением времени возмущение скоростей ионов (Рис. 8а). Вид возмущения соответствует выталкиванию плазмы из области впадины плотности действием ponderomotorной силы /7/, возникающей в результате появления градиента поля из-за его концентрации. Действительно, впадина плотности продолжает углубляться и менять форму (Рис. 2а).

Как было показано в I, появление обратных волн и более коротких гармоник наблюдается, когда $E_z(x)$ становится сравнимым с $E_e(x)$ ($E_{e,z} -$ компоненты поля, связанные с электронами и ионами $- E_e(x) + E_i(x) = E(x)$), а \tilde{n}/n_0 достигает величины $\sim 10^{-2}$. То же самое наблюдается и в этом случае (Рис. 1б,5). Согласно I, механизм этого явления заключается во взаимодействии высокочастотной электронной волны с ионным возмущением с образованием новых волн с волновыми векторами $k = k_0 \pm \alpha k_i$; $\alpha = 1, 2, 3, \dots$ /13,14/. Таким образом, этот процесс приводит к возбуждению более коротковолновых и обратных волн. В динамическом описании этому соответствует дополнительная модуляция и отражение волны достаточно большим возмущением плотности, что приводит к захвату волны в область впадины плотности и образованию стоячей волны.

С ростом глубины впадины плотности амплитуда стоячей волны растет, а ее длина волны уменьшается. В результате нарастает плотность энергии, сконцентрированной в области впадины $E_{max}/8\pi n_{min} T$ (Рис. 9а). В момент $t \sim 14$ появляется компонента стоячей волны с $\lambda \sim 40$, к $t \sim 17$ практически вся энергия волны сосредотачивается в этой стоячей волне в области впадины плотности (Рис. 2а,3г). Скорости ионов сильно возмущаются в области двух максимумов энергии стоячей волны (Рис. 8б). Появляется впадина плотности в области второго максимума энергии на $x \sim 35$. Ширина впадин уменьшается, а глубина их быстро растет. Ускоряется рост плотности энергии, так что процесс при-

обретает взрывоподобный характер. К моменту $t \sim 17$ плотность энергии достигает максимального значения и далее быстро падает. За несколько плазменных периодов значительная часть энергии поля поглощается электронами плазмы (Рис. 2а, 9,10).

В спектральном описании из Рис. 6а, 7а видно, что амплитуды E_n гармоник стоячей волны достигают максимума, а затем начинают падать, так же как и E бегущей волны. Растет число более высоких гармоник плотности. Первые гармоники $(\tilde{n}_i/n_0)_{\omega}$ достигают величины $\sim 10^{-1}$, более высокие (до $N \sim 9$) $\sim 10^{-2}$. Быстро возрастает число коротковолновых гармоник поля до $N \sim 11$ с фазовыми скоростями до $\omega_0/k \leq 2 v_T$.

С момента $t \sim 14$ на фазовой плоскости электронов появляются отдельные хвосты, свидетельствуя о захвате электронов гармониками с $v_p \geq 2 v_T$. С течением времени число захваченных электронов растет. Быстро возрастает и предельная энергия электронов, достигая к $t \sim 17$ величины $\sim 16 v_T$. К $t \sim 26$ практически вся энергия волны поглощается электронами (Рис. 10а). Функция распределения по скоростям $f(v)$ и фазовая плоскость электронов при $t > 26$ практически не меняются (Рис. 11,12). Анализ $f(v)$ показывает, что число электронов и энергия следующим образом распределены по интервалам скорости

$\Delta v/v_T$	0 - 2	2 - 4	4 - 6	> 6
$\Delta N_e/N_e$	84%	10%	3%	3%
$\Delta W/W_e^0$	0,9	1	0,9	1,8

Таким образом, основная часть электронов сосредоточена в интервале $(0 - 2) v_T$. В этом интервале $f(v)$ несколько отличается по форме от максвелловской функции распределения $f_M(v)$ с $T = T_0$, однако энергия, заключенная в этом интервале, близка к случаю $T = T_0$ ($\Delta W/W_e^0 \sim 0,9$ в обоих случаях), т.е. заметного нагрева не наблюдается. Практически вся энергия волны оказывается поглощенной электронами хвостов функции распределения. При $v > 2 v_T$ $f(v)$ сильно отличается от максвелловской, предельная скорость достигает $\sim 15 v_T$.

Таким образом, развитие модуляционной неустойчивости нелинейной ленгмювской волны с $E_0^2/8\pi n T \sim 1,6 > 1$ так же как и в случае I волны меньшей амплитуды с $E_0^2/8\pi n T \sim 0,3 < 1$ приводит к коллапсу /15/. Из-за большей амплитуды волны в рас-

смаатриваемом случае развитие неустойчивости происходит за более короткое время ($\tau \sim 17 T_{oe}$ вместо $37 T_{oe}$). Перекачка энергии в короткие волны за счет процесса $k = k_e \pm \alpha k_i$ приводит к срыву неустойчивости и практически полному поглощению энергии волны электронами плазмы.

Таким образом, электронная нелинейность не меняет качественно развития модуляционной неустойчивости. Для начальной стадии модуляционной неустойчивости этот вывод согласуется с результатами теоретической работы /8/. На стадии коллапса, как показано в этой работе, электронная нелинейность должна приводить к замедлению и срыву коллапса. Этот вывод не удивителен, так как электронная нелинейность проявляется в отборе энергии из электрического поля электронами плазмы ($\omega W_e/W_s > 1$), и, следовательно, должна приводить к замедлению концентрации энергии поля. В нашем случае параллельно с действием электронной нелинейности идет более сильный процесс — перекачка энергии в короткие гармоники на ионной неоднородности и захват этими гармониками электронов (сильная электронная нелинейность), который и определяет скорость развития и срыв коллапса. Роль перекачки в короткие гармоники была рассмотрена теоретически в работе /16/.

Несколько слов относительно понятия коллапс. Это понятие было введено В.Е.Захаровым для взрывоподобного процесса возрастания плотности энергии поля во впадине плотности, глубина которой возрастает в результате выталкивания плазмы пондеромоторной силой. Коллапс был обнаружен в теоретическом исследовании, в котором пренебрегались процессы типа резонансного взаимодействия частиц с волной, затухания Ландау, перекачки энергии в коротковолновые гармоники. В реальных системах эти процессы всегда существуют и приводят к быстрому поглощению энергии поля, что мы видели в численном эксперименте, свободном от ограничений теории. По-видимому, целесообразно видоизменить понятие коллапс и употреблять его для описания полного процесса, включающего как концентрацию, так и поглощение энергии поля. Понятие квазиколлапс, использованное для такого процесса, наблюдавшегося в численном эксперименте в одномерной системе с волной накачки /17, 18/, вряд ли можно считать удачным.

Неустойчивость бегущей волны, $m/\mu = 10^{-3}$

С целью проверки, не является ли развитие коллапса следствием работы с ионами малой массы, был проведен численный эксперимент с большей массой ионов $m/\mu = 10^{-3}$ и теми же остальными параметрами волны и плазмы. Оказалось, что развитие неустойчивости качественно не меняется, хотя и происходит значительно медленнее (Рис. 2б, 3е, 6б, 7б, 9б). Можно отметить, что процесс $k = k_e \pm \alpha k_i$ на стадии развития модуляционной неустойчивости играет в этом случае сравнительно большую роль, поскольку скорость роста новых волн в этом процессе не зависит от массы ионов /14/, в то время как инкремент модуляционной неустойчивости падает с ростом μ/m /12/. Это проявляется в некотором различии кривых $E(x)$ для компонент стоячей и бегущей волны (Рис. 6а, б, 7а, б) и соответственно в динамическом описании — в различии формы $E(x)$ (Рис. 2а $\tau = 12$ и Рис. 2б $\tau = 23$). В дальнейшем развитие неустойчивости, как и в случае $m/\mu = 10^{-2}$, приводит к полному захвату волны во впадину плотности с образованием стоячей волны (Рис. 2б, 3е), быстрому (в своем масштабе времени) росту плотности энергии (Рис. 9б), к срыву неустойчивости в результате перекачки энергии в коротковолновые гармоники и практически полному поглощению энергии поля электронами плазмы (Рис. 2б, 9б).

Таким образом, коллапс наблюдается и при работе с ионами большой массы.

Развитие ионной турбулентности

Вернемся к случаю $m/\mu = 10^{-2}$ и рассмотрим, что происходит с ионами после затухания ленгмюровских волн. К $\tau \sim 20-30$ на кривой $n(x)$ видны три впадины плотности (Рис. 1а, 2а) — две из них ($x \sim 35, 50$), как было показано выше, образовались в результате действия пондеромоторной силы при модуляционной неустойчивости, третья ($x \sim 80$) возникла с самого начала в результате возмущения скоростей ионов полем нелинейной волны. Глубина ее возрастала, в основном, за счет инерции ионов, хотя некоторая концентрация поля наблюдалась и в этой впадине. Глубина впадин плотности продолжает возрастать и после затухания поля до $\tau \sim 29$

за счет инерции ионов. Ионное возмущение компенсируется электронами, что видно из Рис. 1а, б. Действительно $n_e(x)$ и $n_i(x)$ совпадают, а $E_e(x)$ и $E_i(x)$ практически равны и находятся в противофазе, так что суммарное поле близко к нулю.

Глубина впадин достигает максимальной величины к $z \sim 29$ (отметим, что $n_i(x)$ в $z = 29$ мало отличается от $z = 26$). К этому времени на краях впадин в области резких перепадов плотности начинают формироваться ударные волны - на фазовой плоскости ионов видно образование фронтов в положительных и отрицательных скоростях, движущихся в сторону впадины плотности (Рис. 15а). В момент $z = 29$ четко видны фронты 1,3 на $x \sim 50$ и 60 на краях центральной впадины, а также фронт 2 на $x \sim 75$ (край правой впадины) и фронт 4 на $x \sim 40$ (край левой впадины). В области плавных перепадов плотности фронты не образуются - возникают менее выраженные возмущения скорости 5-6, также движущиеся в сторону впадины. Зависимость координаты фронта или возмущения от времени представлена на Рис. 16, здесь же приведены скорости их движения в единицах v/c_s ($c_s = \sqrt{kT/m} = 0,1 v_{Ti} = 5,5 v_{Te}$). Видно, что скорость некоторых фронтов (фронты 1,2) превышает ионно-звуковую скорость плазмы с температурой T_0 . Это неудивительно, поскольку функция распределения электронов по скоростям отличается от максвелловской $f_n(v) \propto T = T_0$ наличием высокоэнергичного хвоста. Отметим, что максимальная скорость ионов фронта больше скорости движения фронта. Так для фронта 1 в $z \sim 33$ максимальная скорость ионов $v_i \sim 1,8 c_s (\sim 9,9 v_{Ti})$, скорость фронта $v_f \sim 1,3 c_s (\sim 7,2 v_{Ti})$.

При сближении фронтов с $z \geq 33$ наблюдается опрокидывание - образование хвостов на фазовой плоскости ионов, свидетельствующее о захвате ионов (Рис. 15б). Фронты 1,3 встречаются на $x \sim 57$ в $z \sim 35,5$. На кривой $n_i(x)$ в месте встречи виден четко выраженный пик (Рис. 13). После встречи фронтов возмущения сохраняются, однако, они уже не имеют вид фронта (Рис. 15в). Скорость движения возмущений несколько падает или остается близкой к прежней (Рис. 16). Возмущениям скорости соответствуют возмущения плотности (Рис. 13). Следует отметить, что максимальная скорость незахваченных ионов в возмущении меньше скорости возмущений. Так для возмущения 1 в $z \sim 60$ максимальная скорость ионов $v_i \sim 0,5 c_s (\sim 3 v_{Ti})$, а скорость возмущения $v_f \sim 1,2 c_s (\sim 6,6 v_{Ti})$.

Таким образом, скорость возмущения является фазовой скоростью в отличие от фронта, скорость которого соответствует скорости переноса частиц. Отсюда следует, что взаимодействие ударных волн друг с другом и с плазмой приводит к возбуждению ионных волн.

Захваченные ионы продолжают ускоряться до $z \sim 45$, где их максимальная скорость достигает величины $v_i \sim 3,2 c_s (\sim 17 v_{Ti})$. Расположение захваченных ионов на фазовой плоскости указывает на то, что они захвачены четвертой гармоникой с $\lambda \sim \lambda/4$. Действительно, эта гармоника несколько выделена в спектре ϵ $z \sim 35-45$.

Впадина плотности на $x \sim 80$ заполняется после прохождения фронта (фронт 2 - возмущение 6) к $z \sim 35$, впадина на $x \sim 35$ (фронт 4 - возмущение 5) - к $z \sim 50$. Однако центральная впадина на $x \sim 50$ сохраняется и после прохождения фронтов 1 и 3, приобретая новую форму (Рис. 13). Когда возмущения скорости 5 и 6 приближаются к границам этой впадины ($z \sim 50-60$), вновь начинают формироваться фронты скорости на $x \sim 35$ и 60 (Рис. 13, 15 г) и повторяются явления, описанные для фронтов 1,3 - опрокидывание ($z \sim 70$), встреча фронтов ($z \sim 75$), образование возмущений (Рис. 13, 15д,е). В результате при $z \sim 75$, т.е. за 4-5 ионных плазменных периодов, впадины практически заполняются (Рис. 13), но остаются более коротковолновые возмущения плотности и скоростей ионов.

Из кривых $\Delta W_i(z), \Delta W_e(z)$ при $z > 40$ видно, что образованию фронтов соответствует увеличение энергии ионов и уменьшение примерно на такую же величину энергии электронов (Рис. 14а, б). Отметим, что до $z \sim 40$ электроны продолжают отбирать энергию у поля, что маскирует обмен энергией между электронами и ионами. При встрече фронтов ($z \sim 75$) и образовании возмущений энергия передается от ионов к электронам. При больших z на кривых $\Delta W_i(z), \Delta W_e(z)$ видны затухающие колебания, соответствующие образованию и встречам менее выраженных фронтов и возбуждению более коротковолновых возмущений.

При $z > 120$ возмущения скорости и плотности практически равномерно распределены по координате (Рис. 13, 15ж,з). Воз-

мушения плотности достигают величины $\tilde{n}_i/n_0 \sim 0,2 - 0,3$. В спектре $(\tilde{n}_i/n_0)_\omega$ и E_ω выделено ~ 13 гармоник на уровне $(\tilde{n}_i/n_0)_\omega \sim 10^{-1}$. Их фазовые скорости превышают скорость ионного звука при $T = T_0$ и лежат в пределах $\sim (1,3-1,5)c_s \sim (7-8)V_{Ti}$. На фазовой плоскости ионов появляются хвосты, соответствующие захвату ионов коротковолновыми гармониками. Максимальная скорость ионов достигает $\sim 20 V_{Ti}$. Как видно из кривой $\Delta W_i(t)$ в $t \sim 200$ в хвосты и возмущения скорости ионов переходит энергия $\sim 0,15 W_e^0$, т.е. $\sim 4\%$ начальной энергии ленгмювской волны (Рис. 14а).

Таким образом, после коллапса ленгмювской волны в результате образования серии ударных волн и взаимодействия их друг с другом и с плазмой развивается ионная турбулентность. Возбуждение ионной турбулентности после коллапса в системе с волной накачки наблюдалось ранее в численных экспериментах /17-20/.

Неустойчивость стоячей волны

Для сравнения с описанным выше случаем бегущей волны (будем называть его II) была исследована неустойчивость стоячей ленгмювской волны. Начальная амплитуда стоячей волны была взята равной амплитуде первой гармоники бегущей $E_0 = 70,4$. Для задания стоячей волны задавались прямая и обратная бегущие волны с $N = 1$, $V_p/V_r = 16$ и $E_0 = E_0/2$. При этом начальная энергия волны $W_0 = W_0 + \Delta W_0 = 1,8 W_e^0$, т.е. в два раза меньше, чем в случае II. $E_0^2/8\pi n_0 T$ и остальные параметры волны и плазмы те же, что и для случая II.

Развитие неустойчивости в этом случае качественно не отличается от случая II. Основное отличие заключается в том, что с самого начала образуется две одинаковых впадины плотности в области двух максимумов концентрации энергии стоячей волны (Рис. 18). Это является следствием выталкивания плазмы ponderomotorной силой, что видно по возмущениям скоростей ионов на фазовой плоскости. В этом случае можно наблюдать четкую картину концентрации энергии волны в области впадин плотности. Действительно, в $t \sim 11$ практически вся энергия волны оказывается со-

средоточенной в этих впадинах, вне впадин поле равно нулю (Рис. 18 $t = 11,8$). По кривым $E(x)$, снятым через $1/4 T_{oe}$ видно, что в каждой впадине образуется стоячая волна с $\lambda/2 \sim 25 \lambda_d \sim \lambda_0/4$ (Рис. 19).

По кривой $E_{max}^2/8\pi n_0 T$ (Рис. 17) видно, что развитие коллапса не отличается существенно от случая бегущей волны. Можно отметить, что затухание начинается несколько раньше, чем в II ($t \sim 13$ вместо $t \sim 17$). По-видимому, это связано с большей глубиной впадин плотности в те же моменты времени из-за более раннего начала их роста.

Впадины плотности достигают максимальной глубины $k \sim 26$, после чего, так же как и в II, на краях впадин образуются ударные волны. В этом случае картина имеет более симметричный характер, что можно видеть, например, в момент встречи фронтов $t = 40$. (Рис. 18) Ионная турбулентность развивается за то же время и имеет тот же характер, что и в случае бегущей волны.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. В.П.Силин "Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму", Москва, Наука, 1973 г.
2. A.A.Galeev, R.Z.Sagdeev "Parametric phenomena in a plasma" Nucl. Fusion 3, 603, 1973.
3. K.Nishikawa, Y. Lee, C.Liu "Langmuir wave turbulence - condensation and collapse". Comments on plasma phys. and controlled fusion. II, 63, 1975.
4. M.Porkolab "High frequency parametric phenomena and plasma heating. Proc. 12-th International Conf. Phenomena in Ionized Gases, v.2, p. 86, 1975, Eindhoven.
5. V.N.Tsytovich "Solitons - cavitons and strong Langmuir plasma turbulence". Comments on plasma phys. and controlled fusion. II, 126, 1976.
6. В.В.Горев, А.А.Кингсеп, Л.И.Рудаков "Сильная ленгмюровская турбулентность плазмы". Изв. ВУЗов Радиофизика 19, 691, 1976.
7. Б.Б.Кадомцев "Коллективные явления в плазме", Москва, Наука, 1976.
8. Е.А.Кузнецов, Изв. ВУЗов Радиофизика 17, 1108, 1974; Физика плазмы 2, 327, 1976.
9. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова "Нелинейность колебаний плазмы при пучковой неустойчивости". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-7, Новосибирск, 1975.
10. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмюровской волны большой амплитуды". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-15, Новосибирск. 1977.
11. А.А.Веденов, Л.И.Рудаков ДАН СССР 159, 767, 1964.
12. В.Д.Шапиро. ЖЭТФ 66, 945, 1974.
13. A.S.Bakai Nucl. Fusion 10, 53, 1970.
14. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
15. В.Е.Захаров ЖЭТФ, 62, 1745, 1972.
16. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко, Письма ЖЭТФ, 24, 25, 1976.
17. Ю.С.Сигов, Ю.В.Ходырев "Одномерный квази коллапс ленгмюровских волн при параметрическом воздействии на плазму". Препринт ИПМ, АН СССР № II, 1976, Москва.
18. Ю.С.Сигов, Ю.В.Ходырев, ДАН СССР 229, 833, 1976.
19. А.Н.Полудов, Р.З.Сагдеев, Ю.С.Сигов "Численное моделирование двумерной ленгмюровской турбулентности". Препринт ИПМ АН СССР № I28, 1974, Москва.
20. A.N.Poludov, Yu. S. Sigov "Computer simulation of two-dimensional Langmuir turbulence". Proc. 12-th International Conf. Phenomena in Ionized Gases v. 1, p. 332, 1975, Eindhoven.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1а. Распределение ионной $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(x)$ и электронной $\frac{\tilde{n}_e}{n_0}(x)$ плотности в разные моменты времени.

Тонкая линия - $\tilde{n}_e(x)$; толстая - $\tilde{n}_i(x)$.

$$\tilde{n}_{i,e} = n_{i,e} - n_0.$$

Рис. 1б. Распределение E_i и E_e - составляющих поля в разные моменты времени.

--- $E_e(x)$; — $E_i(x)$

Рис. 2. Распределение поля $E(x)$ и ионной плотности в разные моменты времени.

а. $m/\mu = 10^{-2}$; б. $m/\mu = 10^{-3}$.

Рис. 3. Распределение поля $E(x)$ в разные моменты времени через четверть плазменного периода.

$t =$ а. 1-2; б. 5-6; в. 11-12; г. 15-16; д. 17-18;

е. $m/\mu = 10^{-3}$, $t = 34-35$.

Рис. 4. Зависимость от времени амплитуды гармоник поля E ($N = 1, 2, 3$ - номер гармоники).

Рис. 5. Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $(\tilde{n}_i/n_0)_N$.

— $N = 1$; --- $N = 2$; -.- $N = 3$.

Рис. 6. Зависимость от времени амплитуды гармоник стоячей волны.

а. $m/\mu = 10^{-2}$; б. $m/\mu = 10^{-3}$

— $N = 1$; --- $N = 2$; -.- $N = 3$.

Рис. 7. Зависимость от времени амплитуды гармоник бегущей волны.

а. $m/\mu = 10^{-2}$; б. $m/\mu = 10^{-3}$

— $N = 1$; --- $N = 2$; -.- $N = 3$.

Рис. 8. Фазовая плоскость ионов в разные моменты времени.

а. $t = 12$; б. $t = 18,5$.

Рис. 9. Зависимость от времени максимальной плотности энергии (E_{max} - максимальное значение $E(x)$ в данный момент времени, n_{min} - минимальное значение $n(x)$).

Рис. 10. Зависимость от времени энергии поля W_e и электронов плазмы ΔW_e . $\Delta W_e = W_e - W_e^0$.

а. Усредненная кривая. Вертикальными прямыми показаны пределы изменения W_e и ΔW_e с периодом $T_{oe}/2$.

б. Полная кривая - участок $t = 15-16$.

Рис. 11. Фазовая плоскость электронов. $t = 60$.

Рис. 12. Функция распределения по скоростям электронов.

— $t = 60$; --- $t = 0$.

Рис. 13. Распределение поля $E(x)$ и ионной плотности $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(x)$ в разные моменты времени (Продолжение Рис. 2а).

Рис. 14а. Зависимость от времени энергии ионов ΔW_i .

$$\Delta W_i = W_i - W_i^0.$$

Усредненная кривая. Вертикальными прямыми показаны пределы изменения ΔW_i с периодом T_{oe} .

Рис. 14б. Зависимость от времени энергии электронов ΔW_e .

$$\Delta W_e = W_e - W_e^0.$$

Рис. 15. Фазовая плоскость ионов в разные моменты времени.

Цифры на рисунке - номер фронта или возмущения скорости.

$t =$ а. 29; б. 35,5; в. 40,5; г. 60; д. 70; е. 75; ж. 120; з. 200.

Рис. 16. Зависимость от времени координаты фронта или возмущения скорости. Цифры на рисунке - скорость возмущения в единицах v/c_0 ($c_0 = \sqrt{T/\mu}$).

Рис. 17. Зависимость от времени максимальной плотности энергии. Стоячая волна.

Рис. 18. Распределение поля $E(x)$ и ионной плотности $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(x)$ в разные моменты времени. Стоячая волна.

Рис. 19. Распределение поля $E(x)$ в разные моменты времени через четверть плазменного периода. Стоячая волна.
 $t =$ а. 0,74-1,73; б. 11,82-12,87.

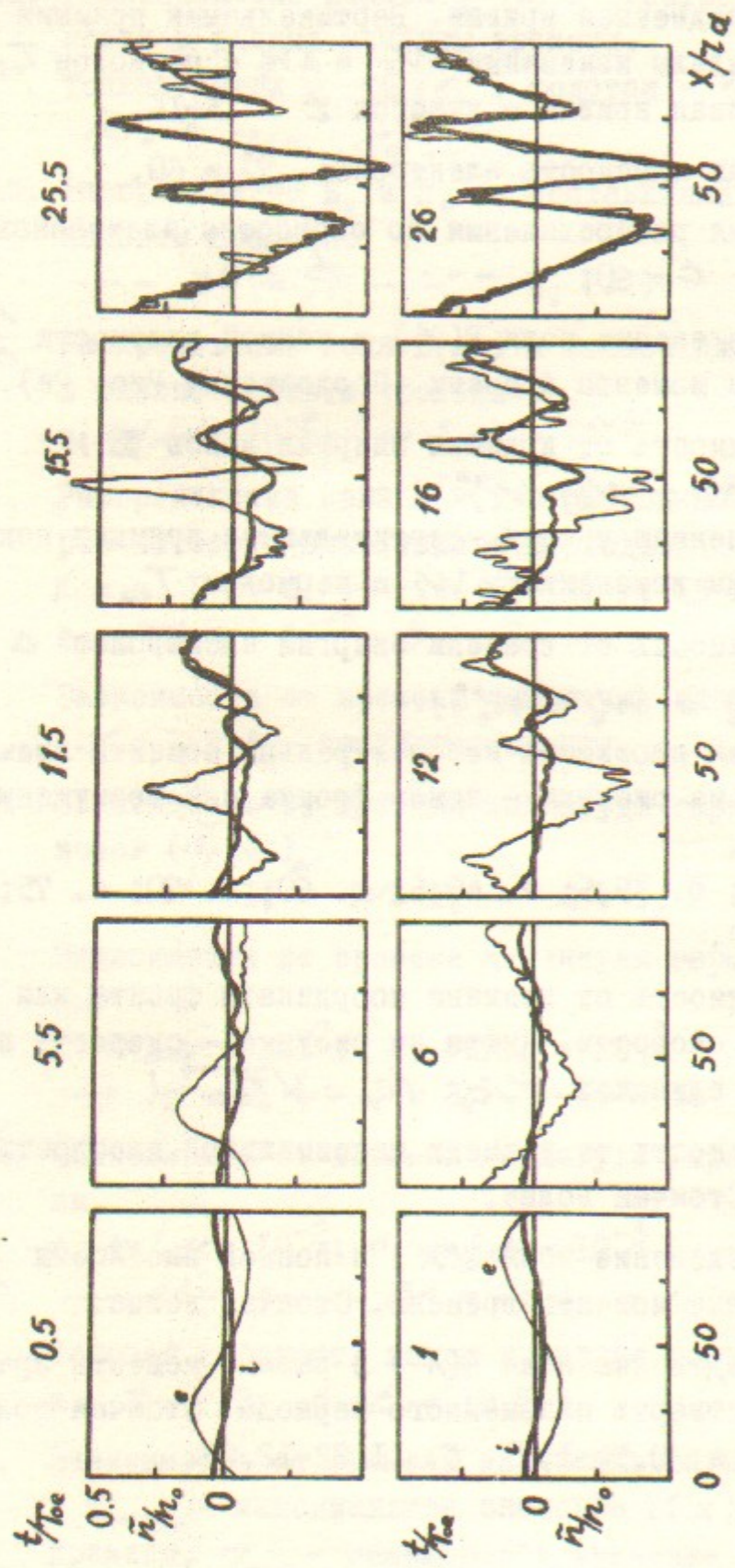


Рис. 1а.

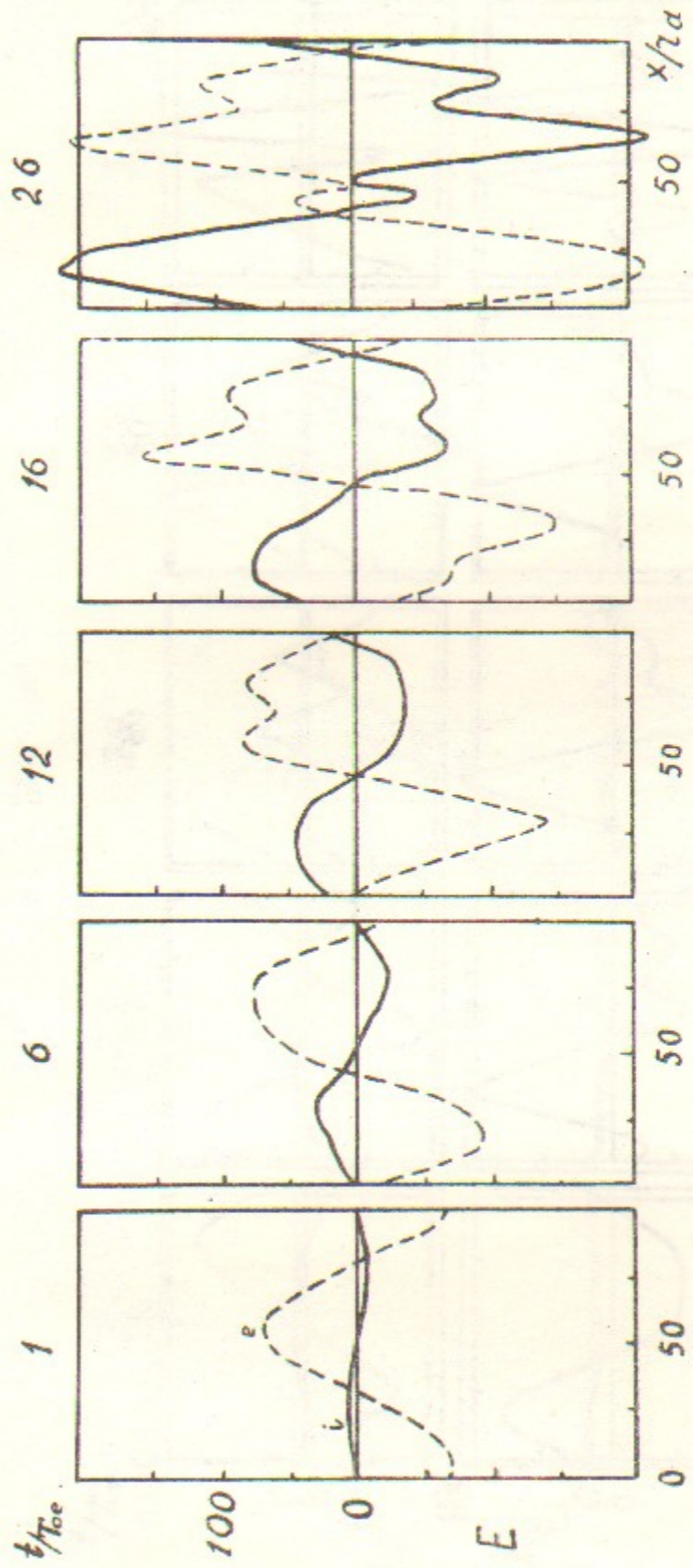


Рис. 1б.

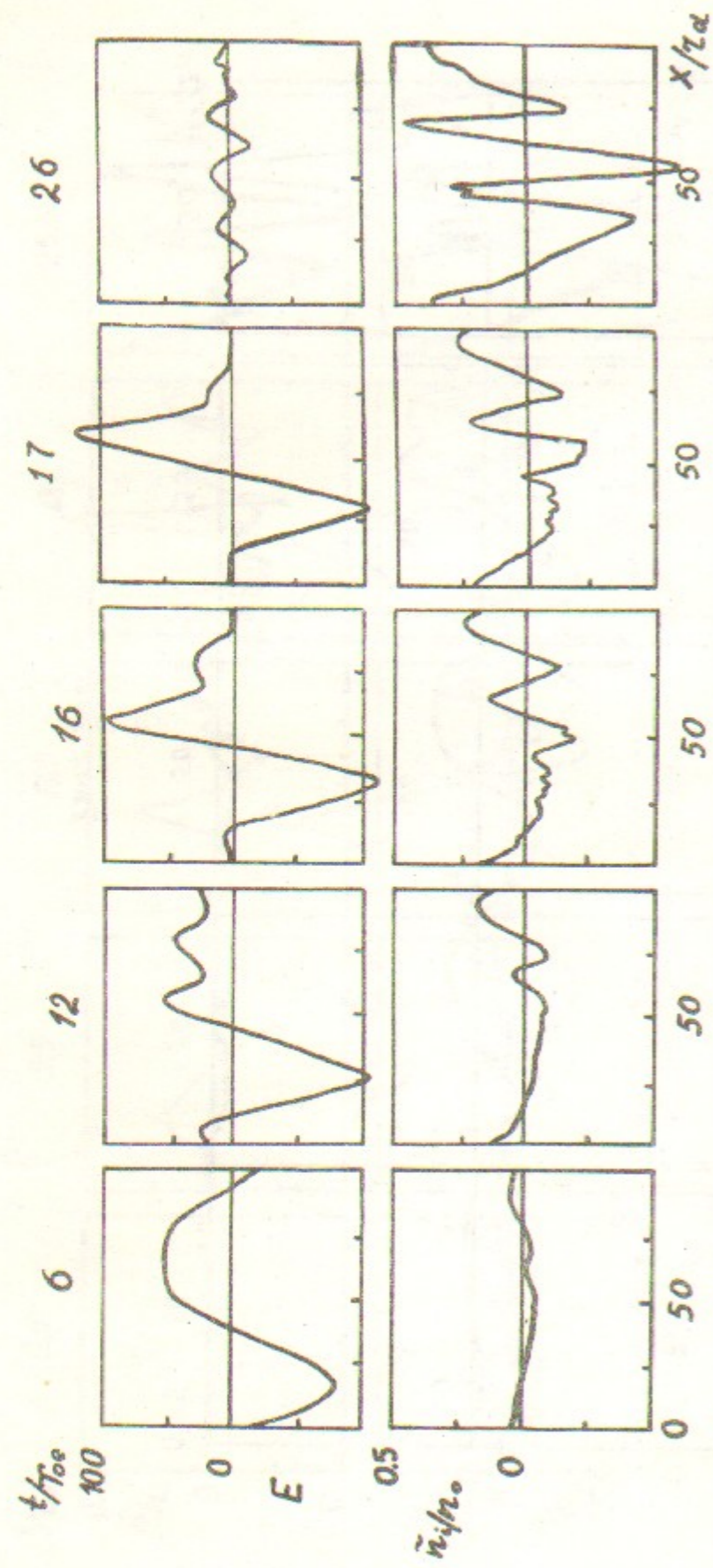


Рис. 2а.

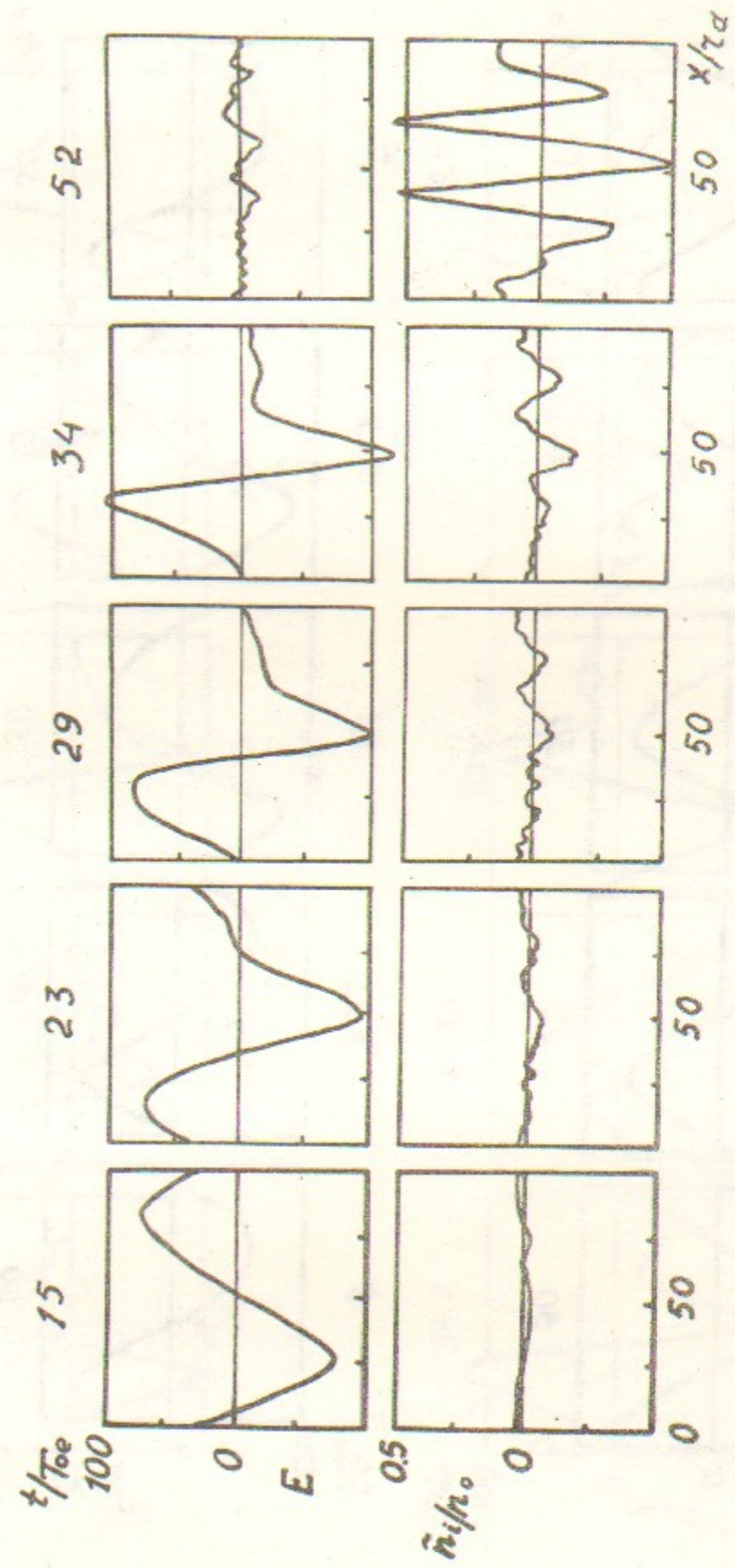


Рис. 2б.

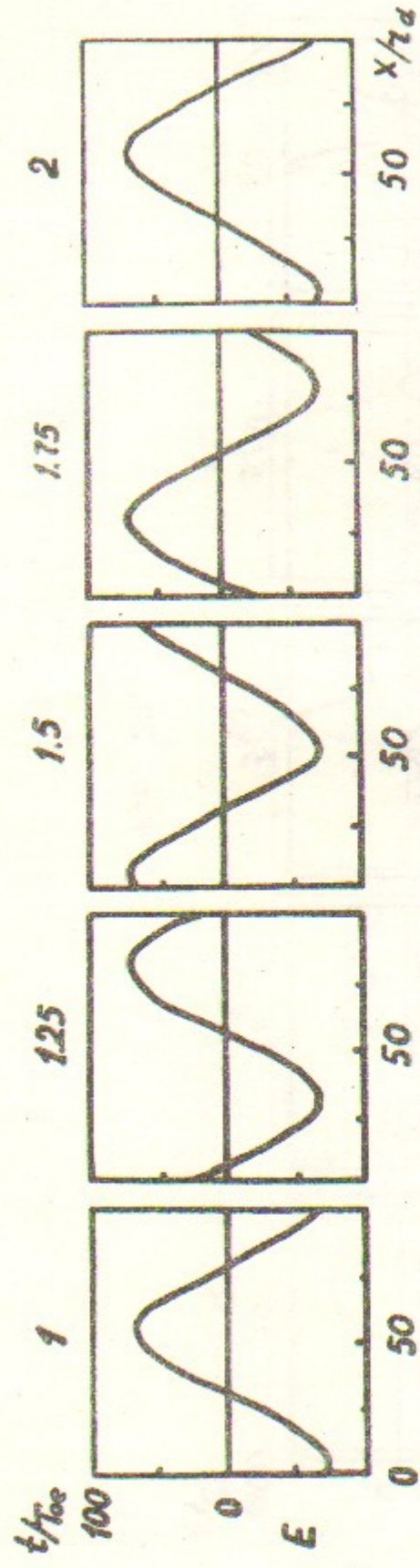


Рис. 3а.

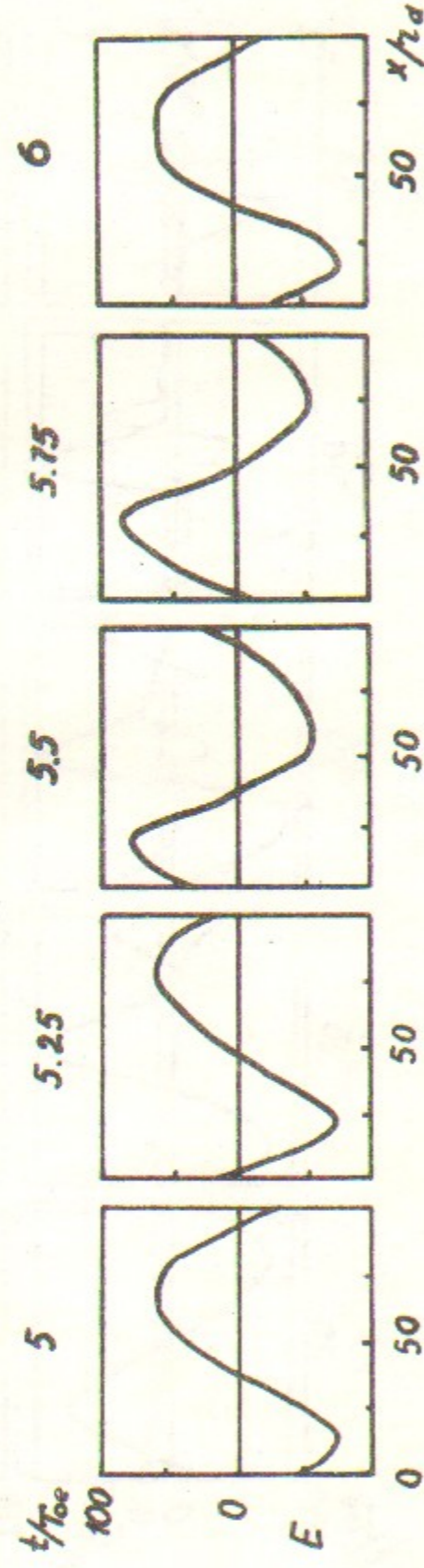


Рис. 3б.

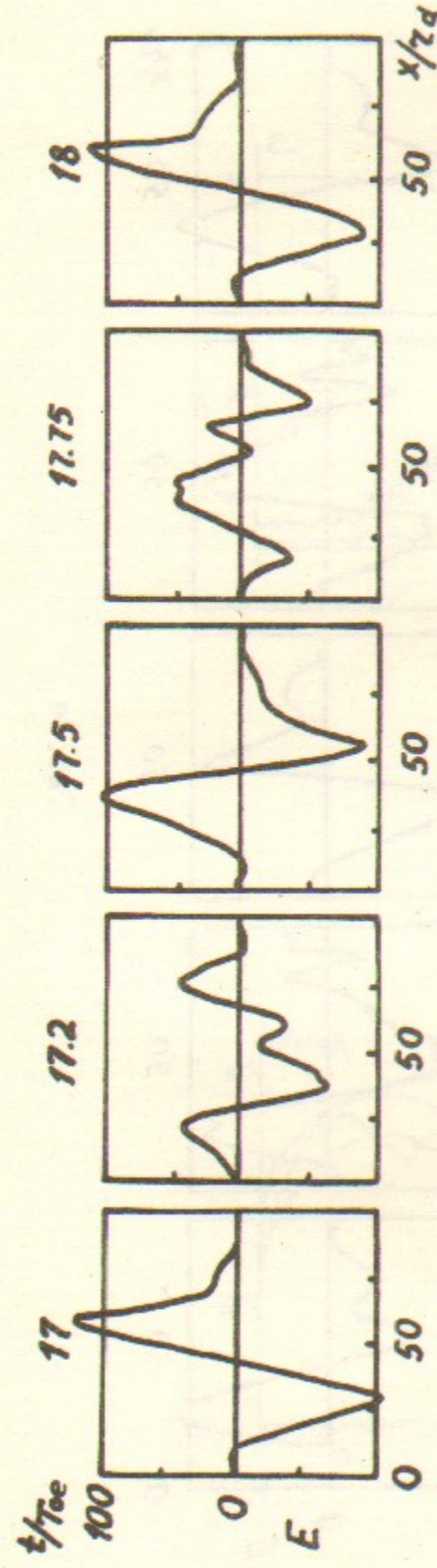


Рис. 3в.

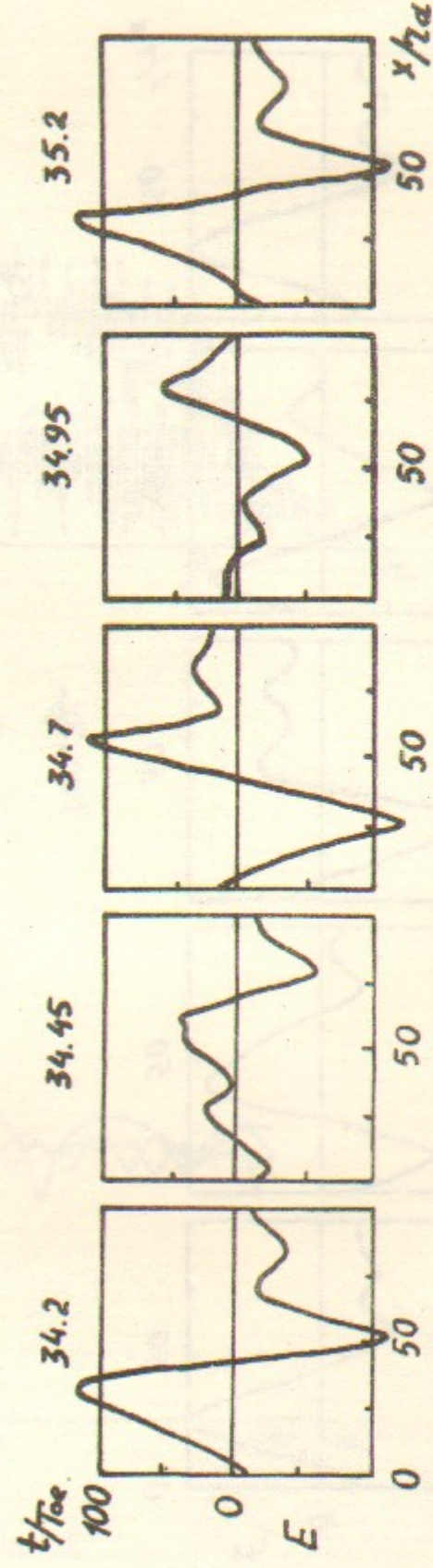


Рис. 3г.

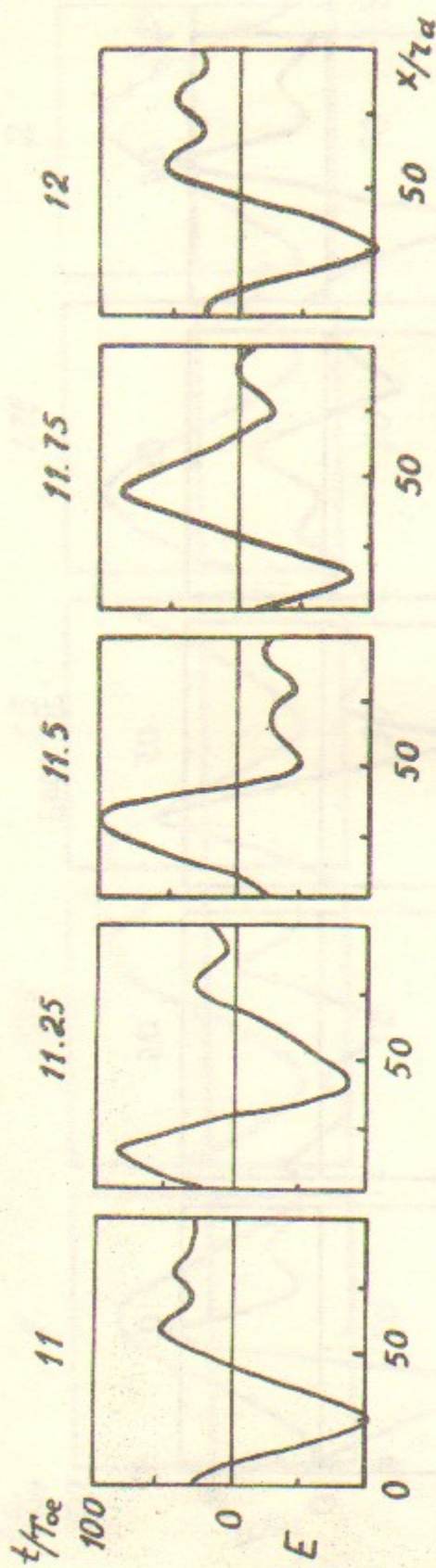


Рис. 3д.

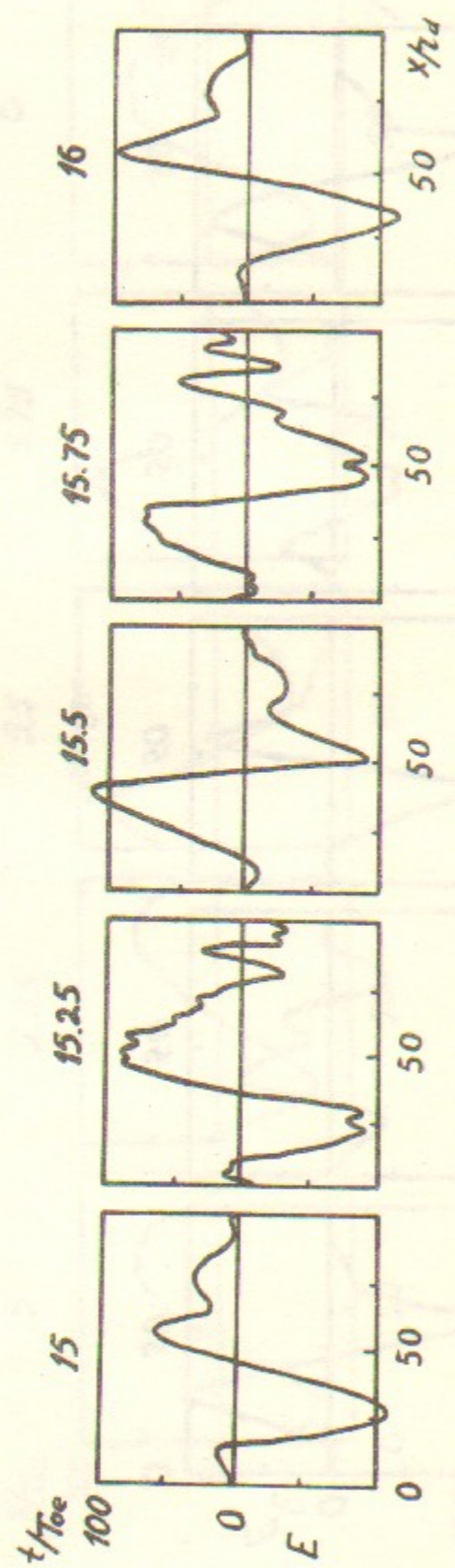


Рис. 3е.

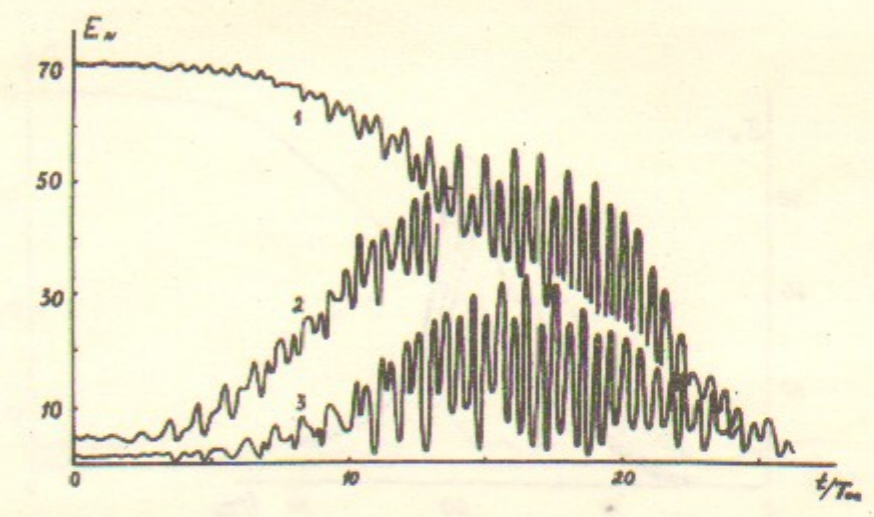


Рис. 4.

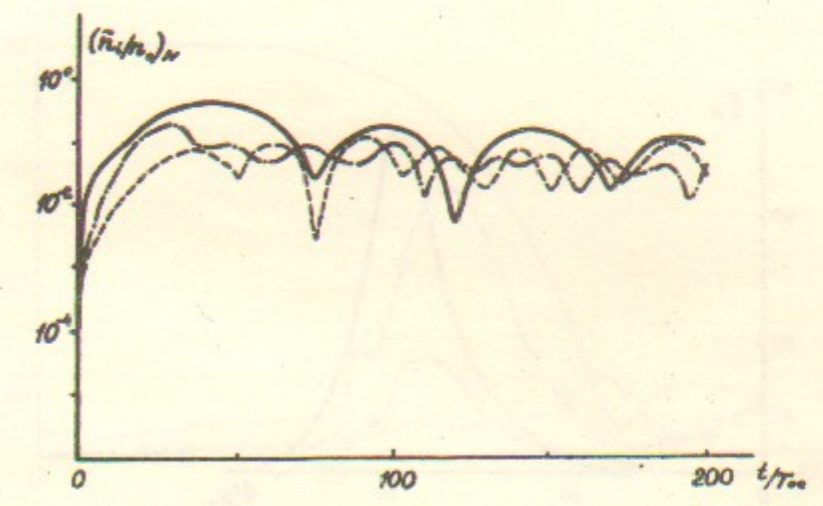


Рис. 5.

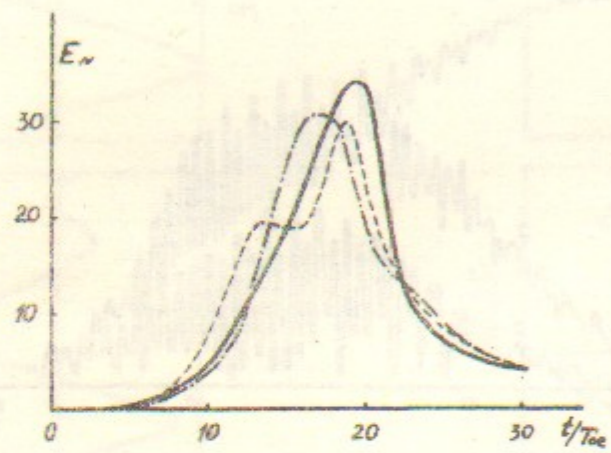


Рис. 6а.

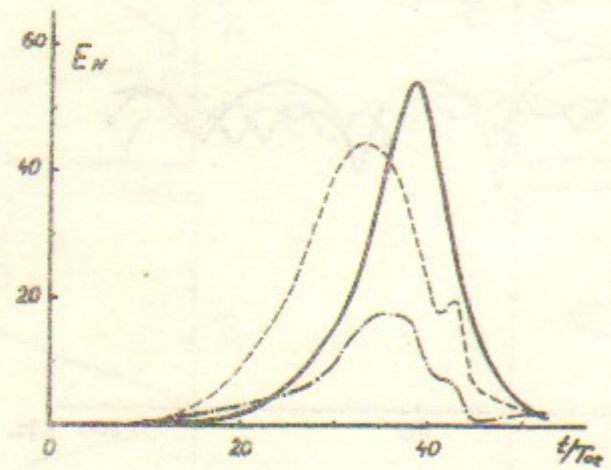


Рис. 6б.

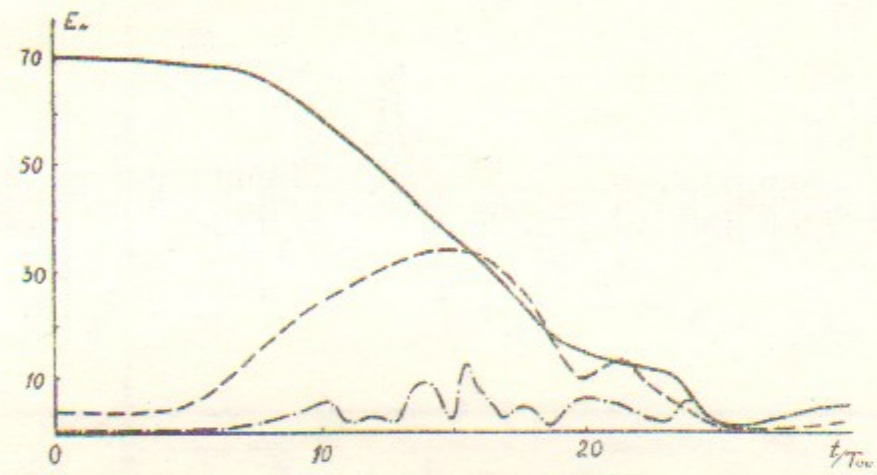


Рис. 7а.

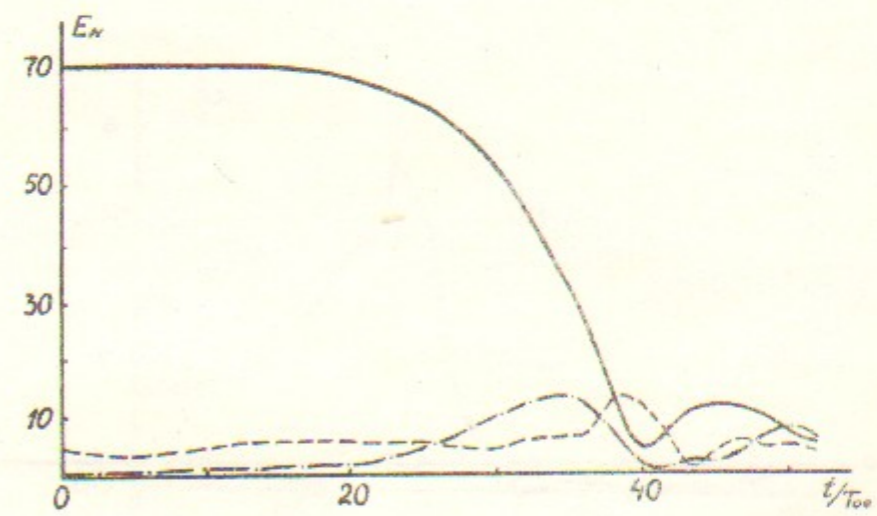


Рис. 7б.

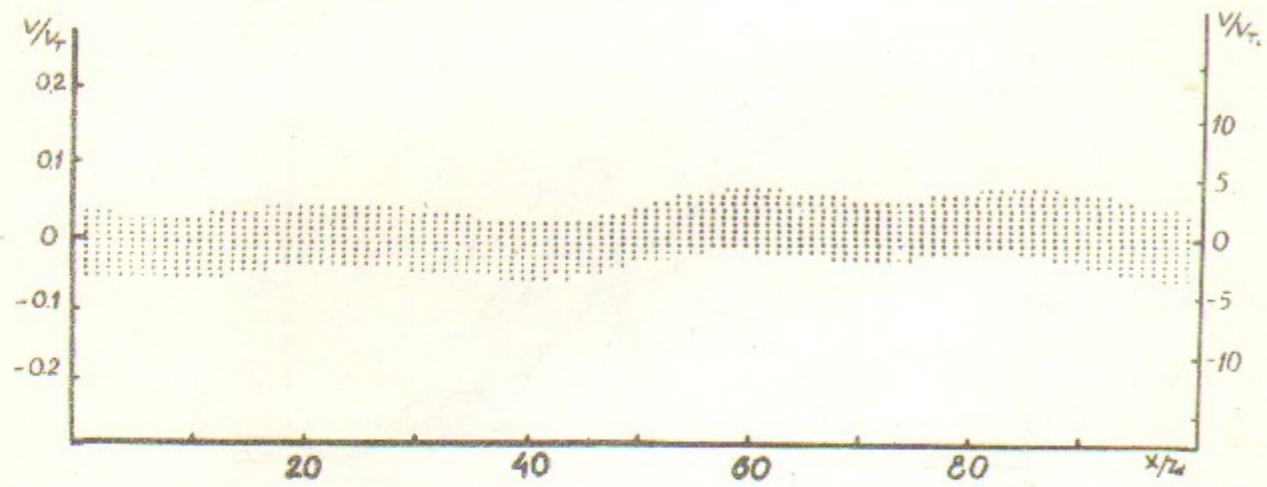


Рис. 8а.

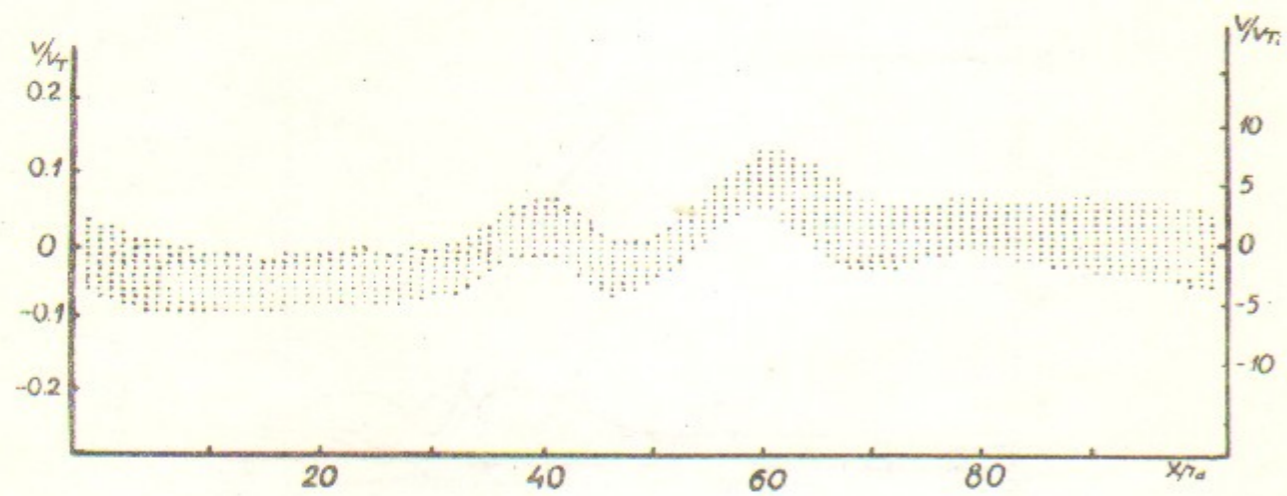


Рис. 8б.

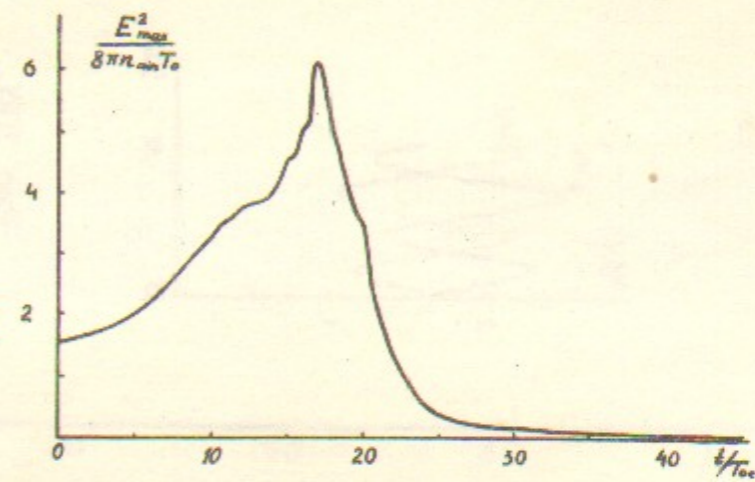


Рис. 9а.

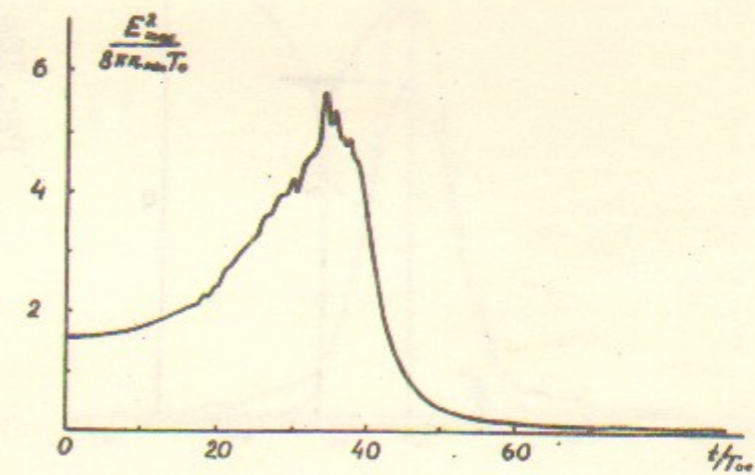


Рис. 9б.

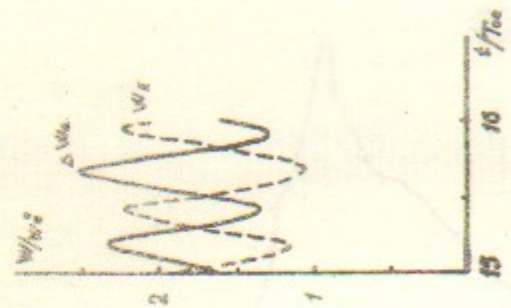


Рис. 10б.

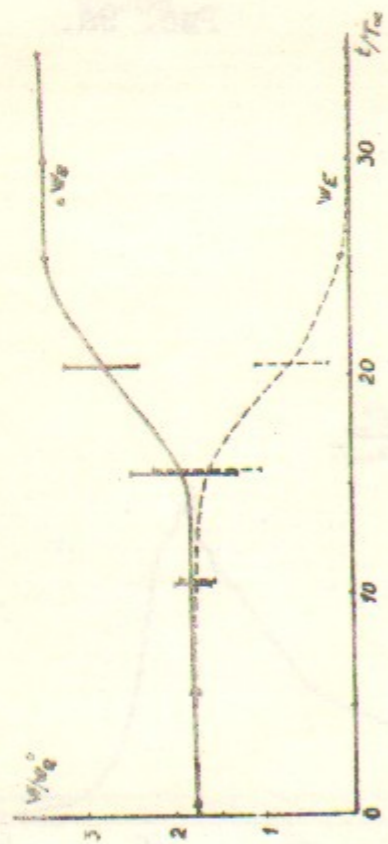


Рис. 10а.

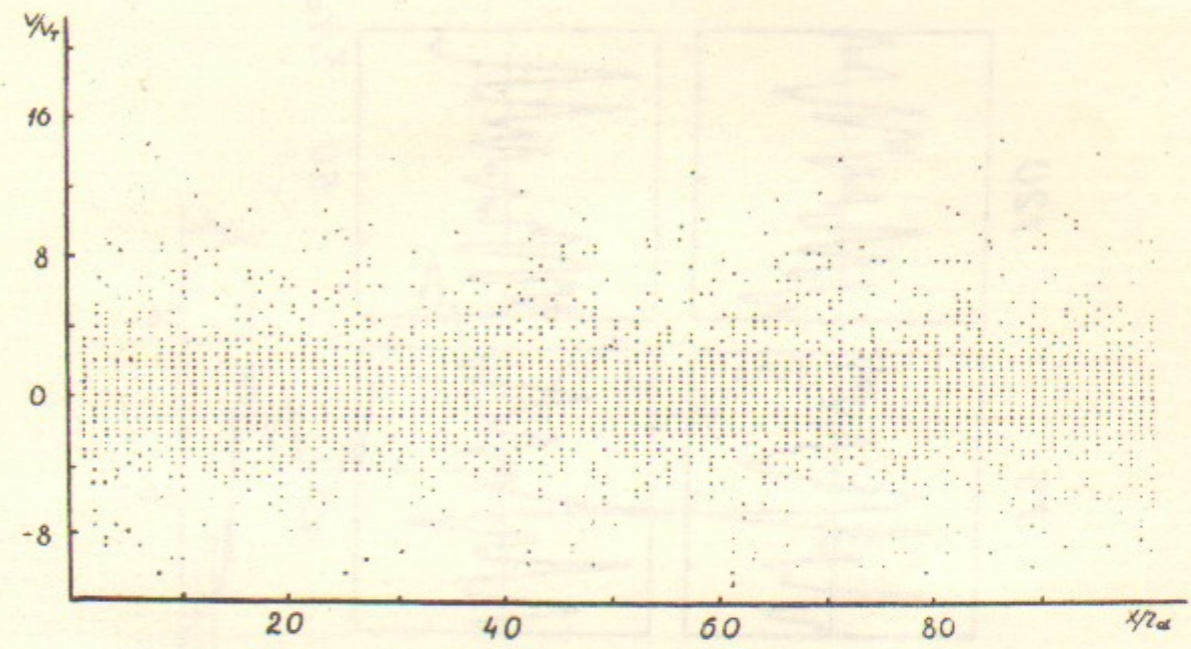


Рис. 11.

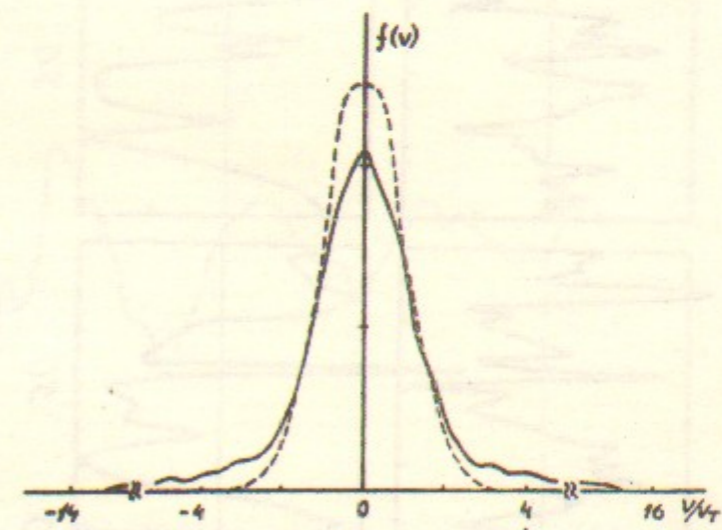


Рис. 12.

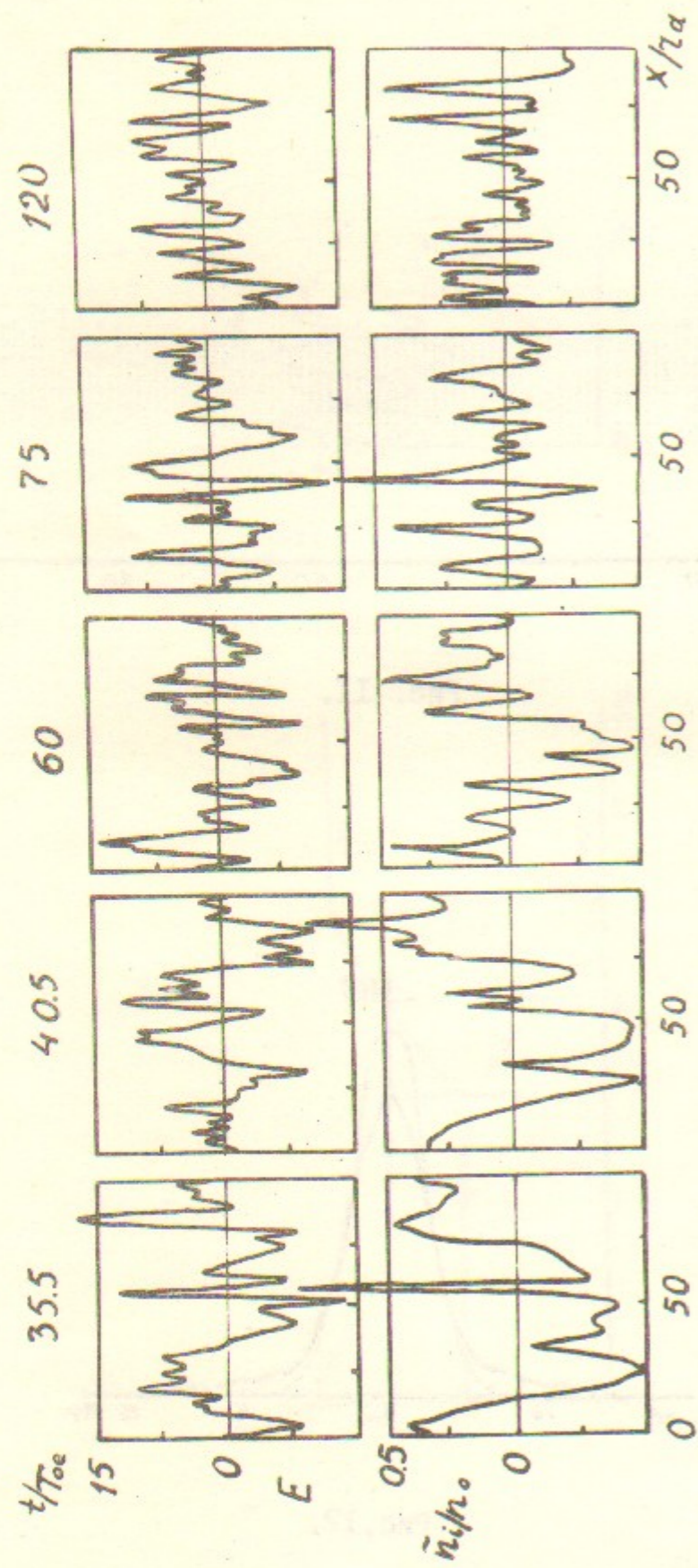


Рис. 13.

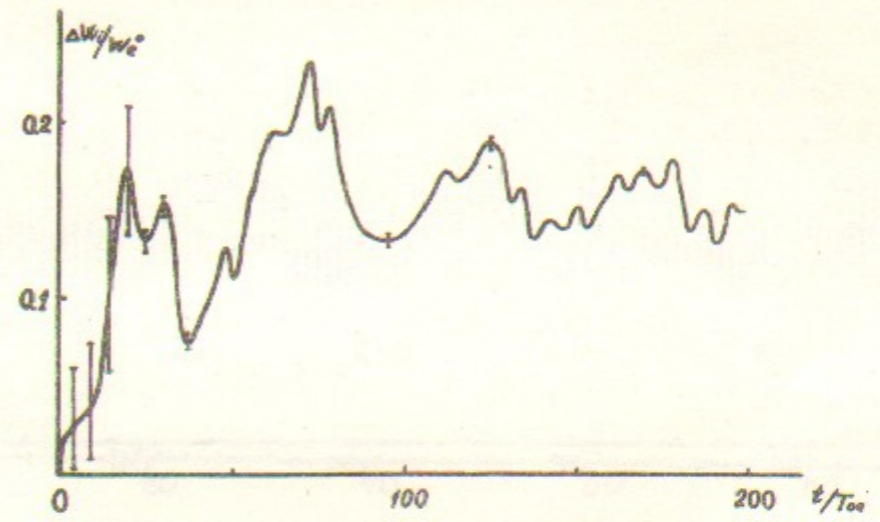


Рис. 14а.

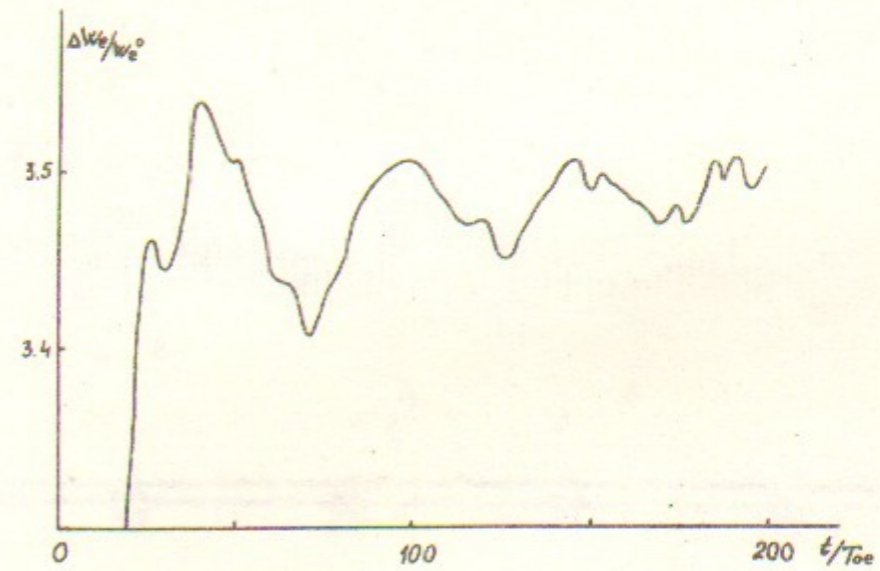


Рис. 14б.

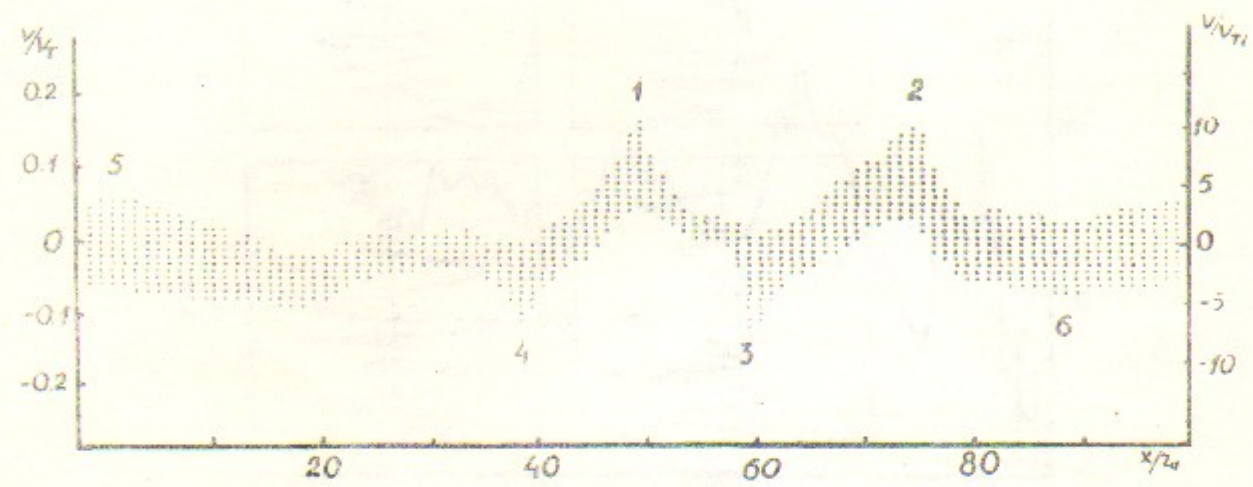


Рис. 15а.

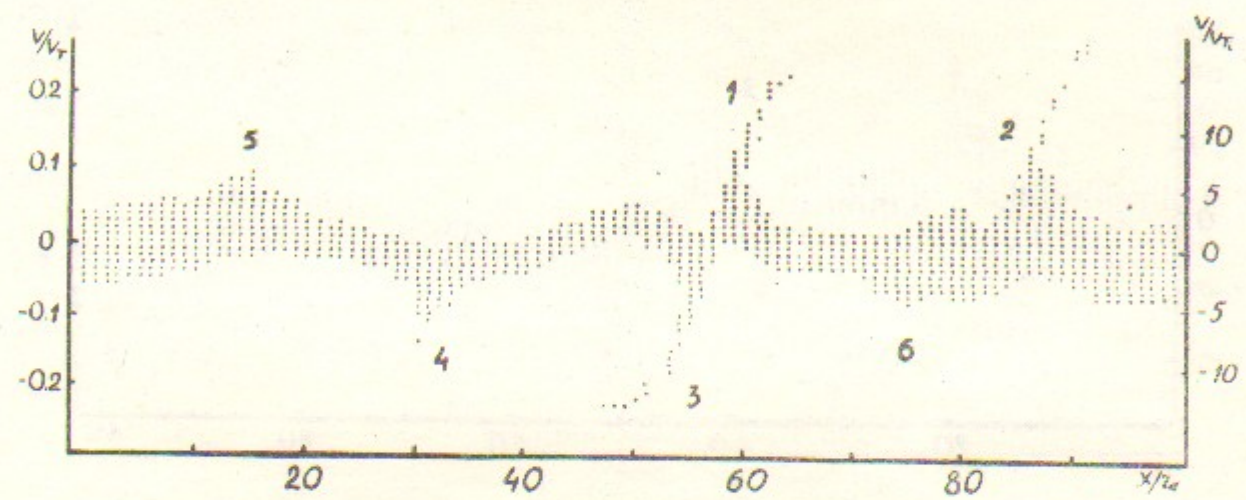


Рис. 15в.

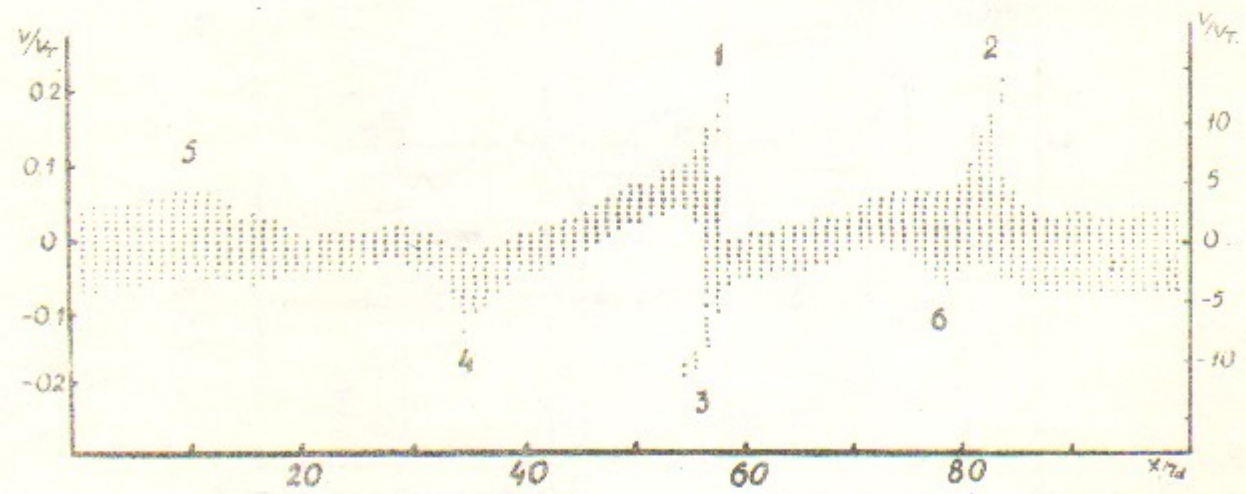


Рис. 15б.

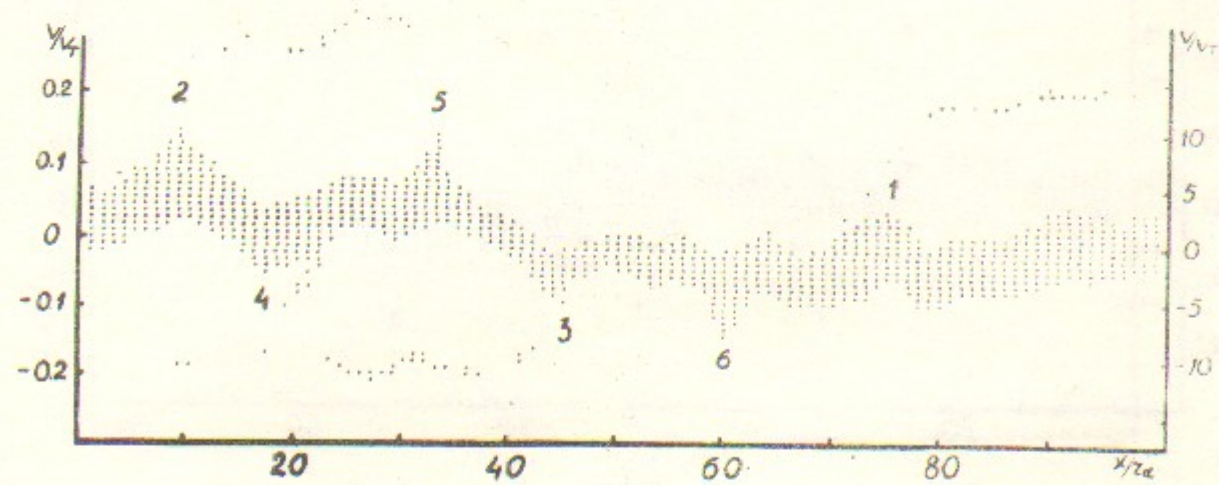


Рис. 15г.

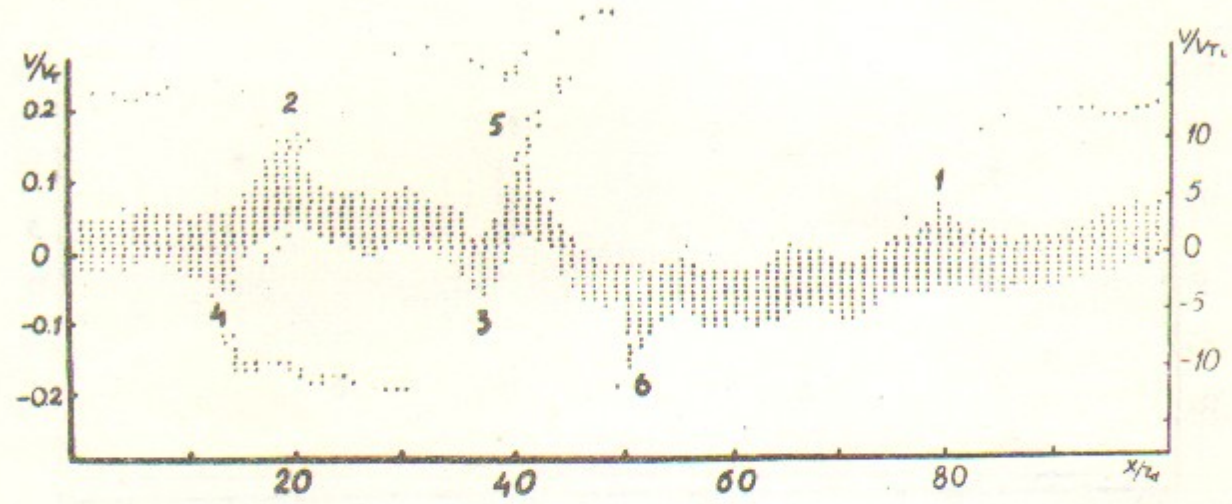


Рис. 15д.

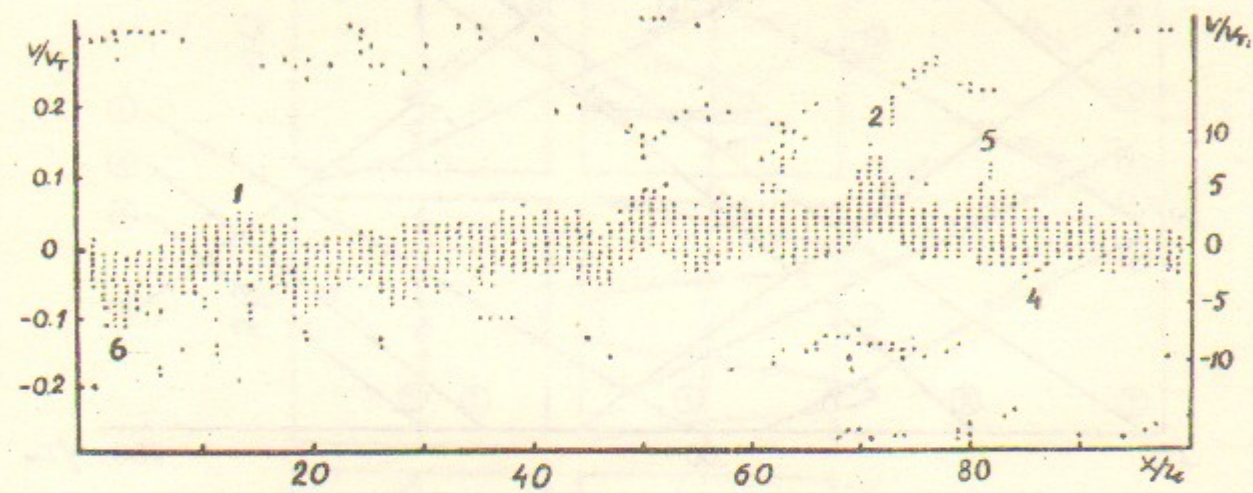


Рис. 15ж.

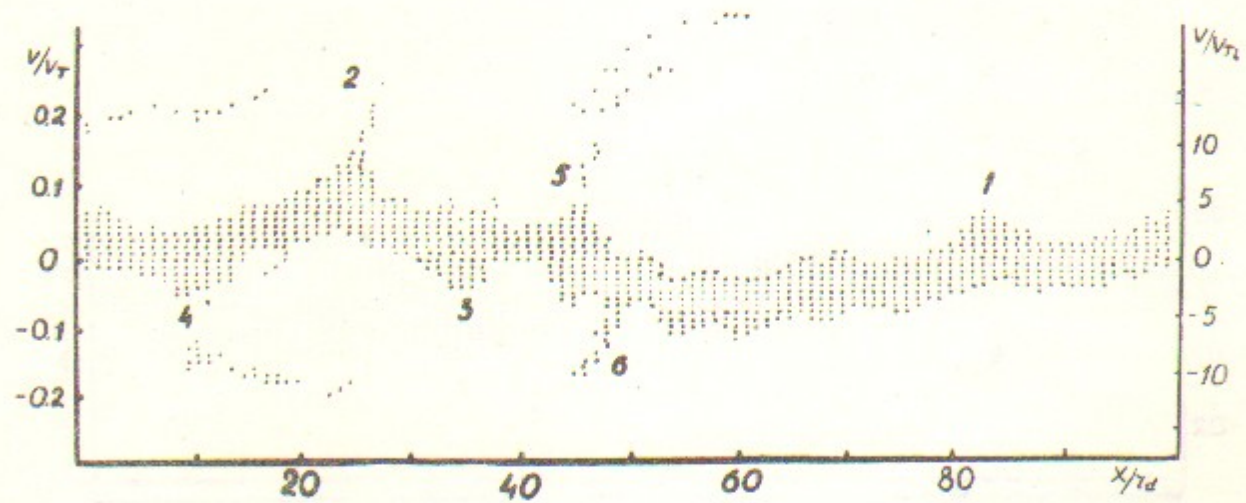


Рис. 15е.

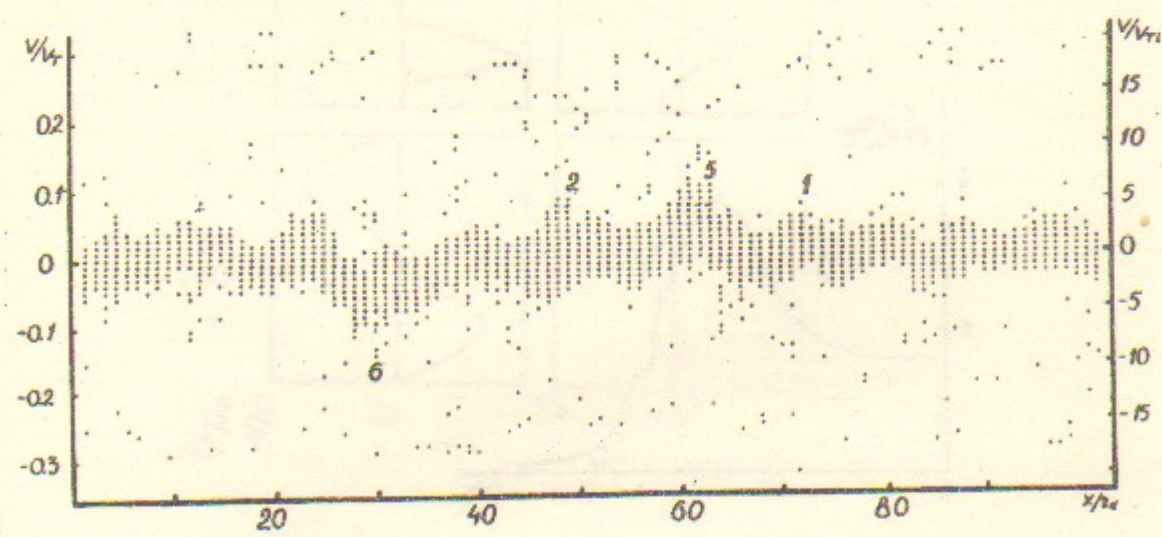


Рис. 15з.

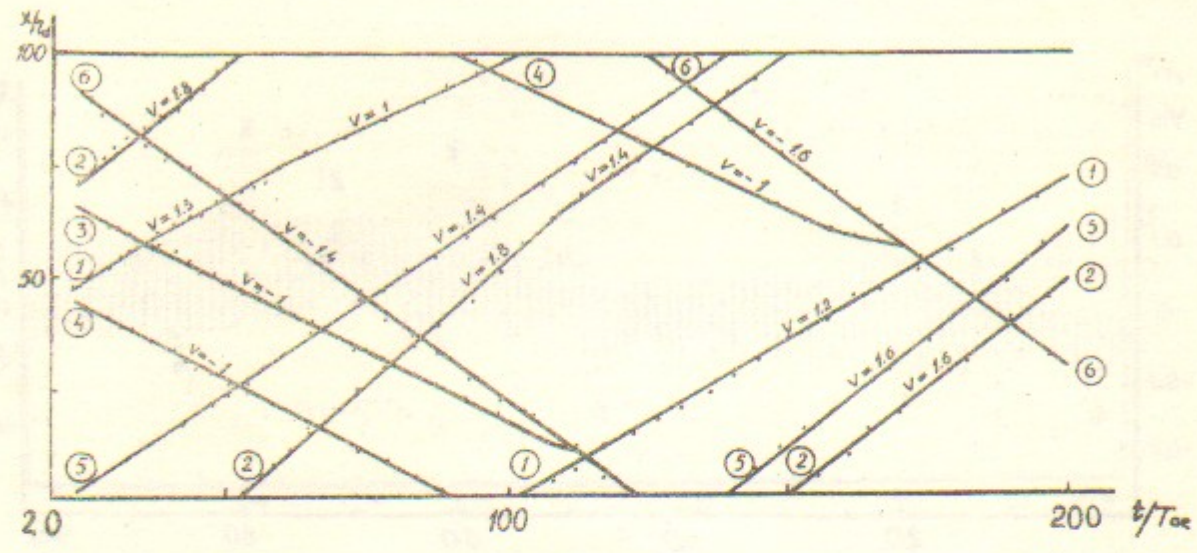


Рис. 16.

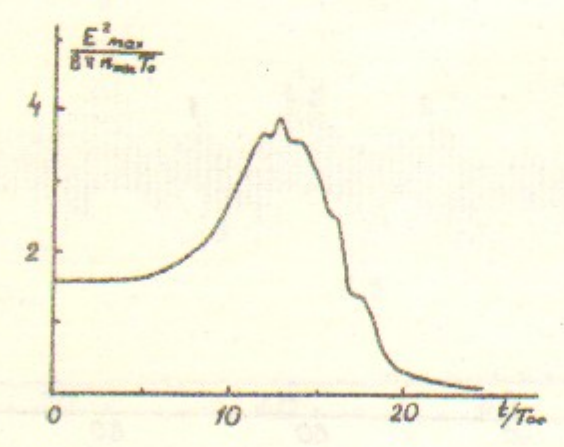


Рис. 17.

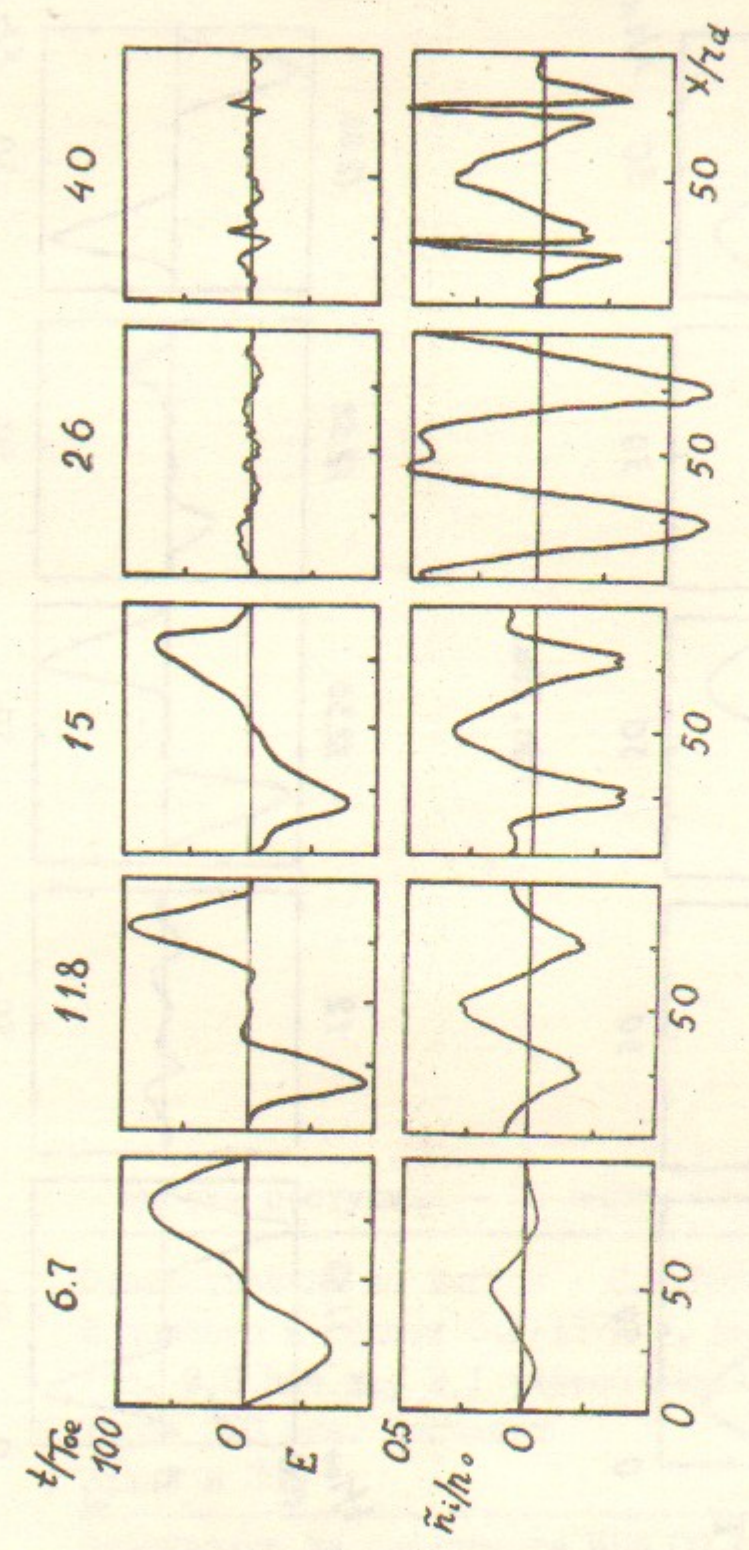


Рис. 18.

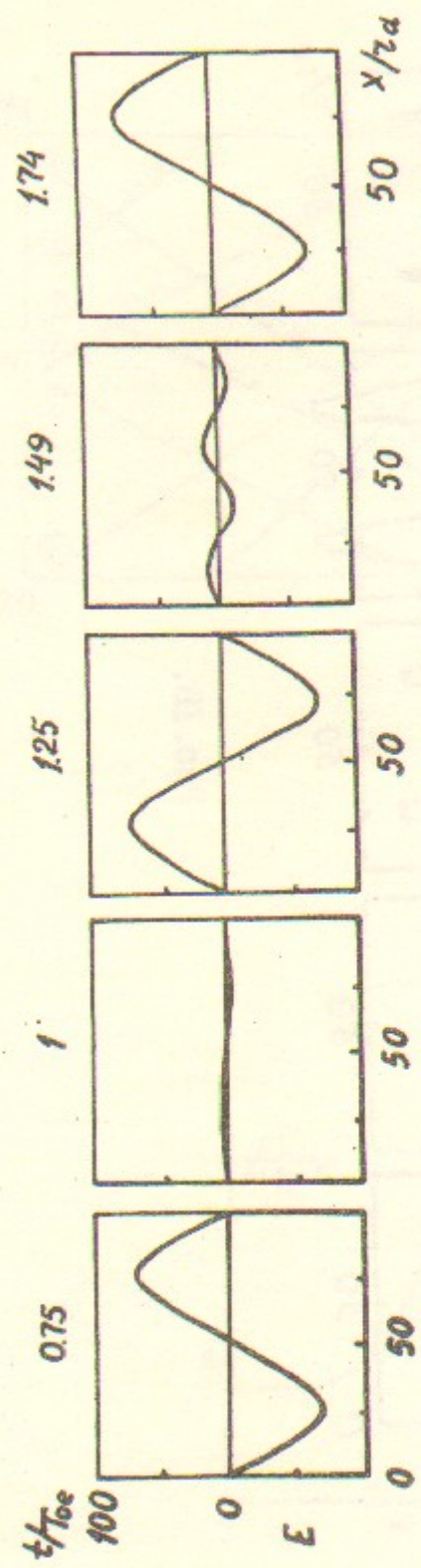


Рис. 19а.

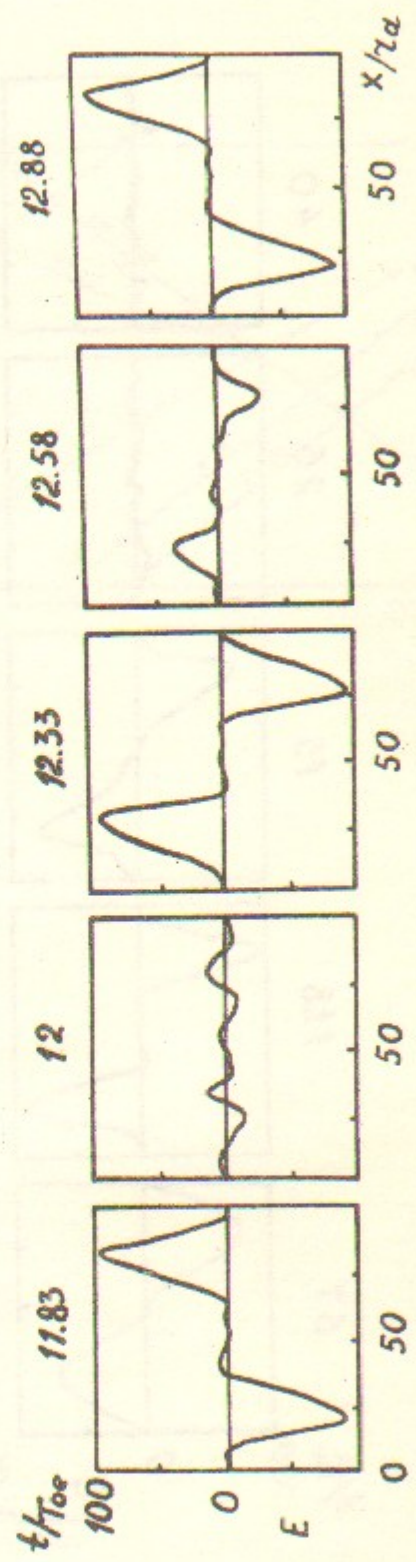


Рис. 19б.

Работа поступила - 30 марта 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 5.V-1977 г. МН 02757
 Усл. 2,6 печ.л., 2,1 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 39.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР