

37

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОМЕРНОЙ
ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ.
СОЛИТОНЫ И КОЛЛАПС.**

ПРЕПРИНТ И ЯФ 78 - 76

Новосибирск

А Н Н О Т А Ц И Я

Методом численного эксперимента исследована неустойчивость стоячих и бегущих одномерных ленгмюровских волн в широком диапазоне параметров: $E_0^2/8\pi nT$ от $3 \cdot 10^{-4}$ до 1,6; V_z/V_T от 16 до 160. Показано, что во всем диапазоне параметров наблюдается модуляционная неустойчивость с длиной модуляции \leq длины волны. Неустойчивость не имеет порога и наблюдается во всех случаях, включая $E_0^2/8\pi nT \ll (K_0 z_d)^2$.

Развитие неустойчивости приводит к образованию неравновесного солитона, поле которого $E(x,t)$ меняется подобно полю солитона, но ширина больше, а глубина впадины плотности меньше равновесной для солитона с той же плотностью энергии. Сжатие неравновесного солитона приводит к образованию квазистационарного солитона, если начальная энергия волны достаточно мала — $E_0^2/8\pi nT < 0,1$. Обнаружено существование солитонов двух типов — ленгмюровского, представляющего собой пакет бегущих волн с определенными сдвигами фазы, и стоячего, возникающего, когда волна захвачена во впадину плотности, так что образовалась стоячая волна. Стоячий солитон образуется из стоячей волны или из бегущей, когда становится существенной конверсия волны на неоднородности плотности (процесс $k_e \pm \beta k_i \rightarrow k_e'$, где $k_{e,i}$ волновые вектора электронных и ионных волн, $\beta = 1, 2, \dots$), приводящая к возбуждению обратных волн.

В случае волн с $E_0^2/8\pi nT > 0,1$ наблюдается коллапс — уменьшение области локализации энергии, рост плотности энергии и глубины впадины, т.ч. первоначально распределенная на длине λ_0 энергия волны локализуется в области $\Delta x \ll \lambda_0$, причем $\Delta x/\lambda_0$ уменьшается с ростом λ_0 . Этот процесс ограничен только затуханием, связанным с захватом электронов с хвоста функции распределения коротковолновыми гармониками.

В случае волн с $E_0^2/8\pi nT = 0,1$ неустойчивость приводит к образованию равновесного, но нестационарного солитона с $E_0^2/8\pi nT \sim 0,7$; $\Delta x \sim 16 z_d$; $V_z/V_T \sim 0,3$. Такой солитон затухает в результате захвата электронов. Таким образом, этот случай является пограничным между случаями, когда образуется квазистационарный солитон ($E_0^2/8\pi nT < 0,1$) или идет коллапс ($E_0^2/8\pi nT > 0,1$).

THE INSTABILITY OF ONE-DIMENSIONAL WAVE.
SOLITONS AND COLLAPSE.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

The numerical experiment was made to investigate the instability of standing and running one-dimensional Langmuir waves in a wide range of parameters: $E_0^2/8\pi nT$ from $3 \cdot 10^{-4}$ up to 1,6; V_p^4/V_T from 16 up to 160. It was shown that in this range of parameters the modulational instability takes place with the length of perturbation of the same order but less than the wave length. The instability has no threshold and is observed in all cases including $E_0^2/8\pi nT \ll (k \cdot \lambda_d)^2$.

The instability development leads to the formation of unstable soliton, whose electric field $E(x, t)$ and density perturbations are of the same sort as those of soliton but their parameters are not self-consistent: the width is more and the density cavity depth is less than the self-consistent ones of a soliton with the same energy density. If the initial energy of the wave is small enough - $E_0^2/8\pi nT < 0,1$ - the further development of the instability leads to the formation of the self-consistent quasistable soliton.

The solitons of two types are found: a Langmuir soliton - a packet of the running Langmuir waves with certain phase shifts, and a standing soliton - a packet of the standing waves which are trapped into the density cavity. The standing soliton can be formed by the modulational instability of the standing wave or of the running wave if the process of wave conversion becomes essential. This process $k_e \pm \beta k_i \rightarrow k_e'$ ($\beta = 1, 2, \dots$, k_e, k_i - the wave vectors of the electron and ion wave) leads to the excitation of the backward waves and short wavelength modes, and so leads to the trapping of the wave by the cavity.

If the initial energy of the wave is high - $E_0^2/8\pi nT > 0,1$ - the further development of the instability leads to the collapse - the further localization of the energy accompanying by the increase of the energy density and of the cavity depth, so that the energy initially distributed on the length λ_0 lo-

calizes in a small region $\Delta X/\lambda_0$ decreasing with λ_0 increase. This process is limited only by the decay due to the trapping of electrons from velocity distribution tail by short wavelength modes.

It is shown for the wave with the energy $E_0^2/8\pi nT = 0,1$ that the instability leads to the formation of the self-consistent soliton with parameters $E^2/8\pi nT \sim 0,7$; $\Delta X \sim 16\lambda_d$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3$. This soliton decays due to the trapping of the electrons. So this case divides the cases when the quasistable soliton can be formed ($E_0^2/8\pi nT < 0,1$) and the cases when the collapse takes place ($E_0^2/8\pi nT > 0,1$).

В предыдущих работах /1-3/ мы исследовали методом численного эксперимента неустойчивость и затухание одномерных ленгмювских волн с большими амплитудами $W_0 = E_0^2 / 8\pi n T$ от 0,3 до 10^2 , и фазовыми скоростями V_ϕ / V_T от 3 до 48, так что $W_0 \gg \frac{m}{M} \gg (k_0 z_d)^2$. Было показано, что основными процессами, приводящими к неустойчивости и затуханию волн является: 1. модуляционная неустойчивость с длиной возмущения меньшей, но сравнимой с длиной волны, 2. конверсия волн на неоднородности плотности (процесс $K_e \pm \beta K_i \rightarrow K_e'$, K_e, K_i - волновые вектора электронных и ионных волн, $\beta = 1, 2, \dots$) / 4 стр.146, 5-7/ и 3. захват электронов основной волной или ее гармониками. Сравнительная роль этих процессов зависит от параметров волны и плазмы. В работах /1,2/ было найдено, что развитие модуляционной неустойчивости приводит к коллапсу /8, 9/. В работах /3а, б/ исследовались явления, связанные с электронной нелинейностью плазмы и захватом электронов самой волной. Был введен параметр, характеризующий нелинейность $\alpha = 2\sqrt{e\phi_0/m} / (V_\phi - V_T)$ и показано, что электронная нелинейность незначительна, если $\alpha < 0,4$; захват не играет роли, если $\alpha < 1,3$. Эти границы соответствуют условиям $W_0 < 10^{-3} / (k_0 z_d)^2$ и $W_0 < 5 \cdot 10^{-2} / (k_0 z_d)^2$.

В настоящей работе диапазон параметров начальной волны расширен в область малых амплитуд до $W_0 \sim 4 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-4}$ (в случае $W_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ $W_0 \ll (k_0 z_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$) и в область больших фазовых скоростей до $V_\phi / V_T = 160$. При таких параметрах электронная нелинейность и захват электронов волной не играют роли.

Показано, что при малых амплитудах волны $W_0 < 0,1$ развитие модуляционной неустойчивости приводит к образованию квазистационарных солитонов, при больших $W_0 > 0,1$ к коллапсу, который становится более и более четко выраженным с ростом фазовой скорости волны.

Вопросы, связанные с модуляционной неустойчивостью, солитонами, коллапсом, ленгмювской турбулентностью интенсивно исследуются в последние годы - сошлемся на /4/, /10/ и литературу, цитированную в /1/ и /10/, а также на теоретические работы /7, 12-25/.

Наиболее полное исследование модуляционной неустойчивости и анализ имеющихся результатов приведены в работе /10/. Полезный анализ результатов проделан также в работе /26/. Согласно теоретическому рассмотрению в одномерной системе развитие мо-

дуляционной неустойчивости ленгмювских волн приводит к образованию квазистационарных солитонов. Действительно, образование солитонов в одномерной системе обнаружено в численных экспериментах /27/. Существование солитоноподобных долгоживущих образований с $\frac{E^2}{8\pi n T} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ наблюдалось в лабораторных экспериментах /26/ в квазиодномерной системе с сильным магнитным полем.

Результаты наших численных экспериментов для волн малой амплитуды согласуются с этими результатами. Однако, в случае волн большой амплитуды оказывается, что развитие неустойчивости не приводит к образованию солитонов, а приводит к коллапсу, который наблюдается, если начальная энергия волны $W_0 > 0,1$. Поскольку теория построена в предположении $W \ll 1$, эту величину $W_0 \sim 0,1$ можно считать границей применимости теории для монохроматических ленгмювских волн.

МЕТОД РАСЧЕТА

Для численного моделирования используется метод "частиц в ячейках". Рассматривается одномерная система с периодически 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. Более подробно метод расчета описан в /1/ и /29/.

Параллельно используется два описания исследуемого явления - динамическое и спектральное.

При работе с волнами малой амплитуды и большой длины волны из-за малого числа счетных частиц в ячейке становятся существенными шумы - случайные возмущения плотности и поля. Расчет имеет смысл до тех пор пока спектральный уровень шума остается малым по сравнению с основными гармониками. Хотя при этом динамическая картина - распределение плотности и поля - сильно искажается, её можно восстановить, зная из спектра амплитуды и фазы основных гармоник.

Для проверки правильности расчета в случаях, когда существенны шумы, применяется периодическое "сглаживание" распределения плотности и поля — задание основных гармоник поля и плотности, возбужденных в момент t , со "спокойным стартом" и продолжение расчета с момента t , т.е. периодическое искусственное снижение шумов. Для стоячей и бегущей волн с $\omega_0 \sim 4 \cdot 10^{-2}$ найдено хорошее согласие прямого расчета и расчета со "сглаживанием". Для волн с $\omega_0 \sim 3 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-4}$ шумы становятся сравнимыми с основными гармониками в $t \sim (60-40)T_{oe}$, т.ч. такое сглаживание невозможно. Здесь следовало бы применять известный метод сглаживания функции распределения /30, 31, 27/, требующий, однако, больших затрат машинного времени.

Используемое нами сглаживание распределения плотности и поля приводит к потере информации о возмущениях функции распределения по скоростям, т.ч. может надежно использоваться только при достаточно больших амплитудах, когда эти возмущения быстро восстанавливаются после сглаживания. Проверка этого метода на известном случае 2-2 с $\omega_0 = 1,6$ дает хорошие результаты. На основе этого сглаживание использовалось как основной метод расчета в случаях 3, 2-3 и 2-4 с $\omega_0 = 1,6$ и большими $\lambda_0 = 3 \cdot 10^2$ и $10^3 z_d$. В этих случаях в прямом расчете шумы приводят к возникновению ложных впадин плотности, что заметно меняет характер развития неустойчивости.

Используемые в работе величины нормируются следующим образом:

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

$$t^* = t/T_{oe}; \quad T_{oe} = \frac{2\pi}{\omega_{oe}}; \quad \omega_{oe} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$$

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

$$W^* = W/W_e^o$$

$$v^* = v/v_T; \quad v_T = \sqrt{T/m}$$

Здесь T — температура электронов, z_d — дебаевский радиус, ω_{oe} — плазменная частота, T_{oe} — период плазменных колебаний, v_T — тепловая скорость электронов, W_e^o — тепловая энергия электронов.

В тексте мы опускаем знак * для нормированных величин. Приведем некоторые обозначения, которые потребуются нам в дальнейшем.

$W_0, E_0, \omega_0, \lambda_0, v_\phi, k_0$ — энергия волны, амплитуда поля, частота, длина волны, фазовая скорость, волновой вектор в начальный момент времени;

- E_{max} — максимальное значение $E(x)$ за период T_{oe} ;
- $w = E^2/8\pi n T$ — плотность энергии;
- $w_m = \frac{E_{max}^2}{8\pi n_{min} T}$ — максимальная за период T_{oe} плотность энергии во впадине плотности;
- n_{min} — минимальное значение $n_i(x)$ в данный момент времени;
- w_{max} — максимальное значение w_m во времени;
- t_{max} — момент времени, когда w_m максимально;
- W_E — энергия электрического поля;
- W_e — энергия электронов плазмы;
- $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ — изменение энергии электронов;
- $W = W_E + \Delta W_e$ — энергия волны;
- $(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$ — максимальное значение возмущения плотности $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(x)$ в данный момент времени;
- Δx — ширина распределения $E(x)$ на уровне E_{max}/e в данный момент времени;
- $E_{теор}, E_T$ — поле и его максимальное значение, рассчитанные по формуле (1) или (2) для солитона;
- $(\frac{\tilde{n}_i}{n_0})_T$ — максимальное значение возмущения плотности $\frac{\tilde{n}_i}{n_0}(x)$ по формуле для солитона;
- t_{min} — момент времени, когда возмущение плотности $(\frac{\tilde{n}_i}{n_0})_{min}$ максимально;
- $(\frac{\tilde{n}_i}{n_0})_{max}$ — максимальное $(\frac{\tilde{n}_i}{n_0})_{min}$ во времени;
- $\alpha = 2\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}/(v_\phi - v_T)$ — параметр нелинейности, ϕ_0 — амплитуда потенциала;
- N — номер гармоники.

Описанные ниже численные эксперименты проводятся при следующих параметрах: отношение масс электронов и ионов $\frac{m}{M} = 10^{-2}$; отношение температур $T_e/T_i = 30$; ионный плазменный период $T_{oi} = 10 T_{oe}$; $T_{oi} = 2\pi/\omega_{oi}$; $\omega_{oi} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{M}}$.

Численные параметры: временной шаг $\tau = 0,05 T_{oe}$; число частиц электронов и ионов одинаково и равно 10^4 .

В начальный момент времени возмущением плотности и скоростей частиц задается бегущая волна. Длина волны задается равной длине системы $\lambda_0 = L$, так что основная гармоника всегда первая — номер гармоники $N = 1$. Поле первой гармоники задается в виде $E(x,t) = -E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x)$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновой вектор, ω_0 — собственная частота плазмы $\omega_0^2 = \omega_{oe}^2 + \omega_{oi}^2 + 3k_0^2 v_T^2$; $V_\phi = \frac{\omega_0}{k_0}$.

Для задания стоячей волны с амплитудой E_0 $E(x,t) = E_0 \sin \omega_0 t \sin k_0 x$ задаются прямая и обратная бегущие волны с амплитудами $E_0/2$ и фазовыми скоростями $V_\phi = \pm \frac{\omega_0}{k_0}$. Фазы волн выбраны так, что поле в начальный момент времени равно нулю и достигает максимума в $t = \frac{T_{oe}}{4}$.

СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ

Мы начнем описание со случая стоячих волн. Стоячие волны большой амплитуды с $\omega_0 > 1$ были рассмотрены в работах [2, 36]. Было показано, что при параметрах $\omega_0 = 1,6$; $V_\phi = \pm 16$ [2/ определяющую роль играет модуляционная неустойчивость, которая приводит к коллапсу. Электронная нелинейность на начальных стадиях неустойчивости практически не играет роли. При больших амплитудах [36/ становится существенным захват электронов первыми гармониками волны или ею самой, так что волна практически сразу начинает затухать.

В настоящей работе мы будем рассматривать случаи, в которых затухание на начальной стадии не играет существенной роли и электронная нелинейность мала — параметр нелинейности $\alpha < 0,4$. Мы сравним описанный в [2/ случай волны с $\omega_0 = 1,6$ и $V_\phi = 16$ (будем называть его случай 2) со случаем 1 волны малой амплитуды с $\omega_0 = 4 \cdot 10^{-2}$, $V_\phi = 16$ и со случаем 3 волны с большой фазовой скоростью $V_\phi = 48$ и той же $\omega_0 = 1,6$. Будет показано, что в случае волны малой амплитуды развитие

модуляционной неустойчивости приводит к образованию квазистационарных солитонов, а в случае большой амплитуды — к коллапсу, тем более четко выраженному, чем больше фазовая скорость.

Начальные данные для случаев 1-3 приведены в таблице I, результаты в таблице II.

Случай 2. $\omega_0 = 1,6$; $V_\phi = \pm 16$. В [2/ было показано, что развитие модуляционной неустойчивости приводит к образованию двух впадин плотности в области максимумов поля стоячей волны и концентрации в них энергии поля. С течением времени практически вся энергия волны оказывается сосредоточенной во впадинах плотности, так что вне впадин поле практически равно нулю (рис. 1, 2). При этом в течение периода T_{oe} поле в каждой впадине меняется так же, как в стоячей волне — через $\frac{T_{oe}}{4}$ $E(x)$ обращается в нуль. Положение впадин в пространстве практически не меняется.

Плотность энергии поля и глубина впадин растут со временем до $t_{max} \sim 12$, где начинается затухание (рис. 3, 4). Распределение поля, плотности энергии и плотности плазмы в этот момент времени показаны на рис. 1, 2. Максимальные значения поля, возмущения плотности, плотности энергии приведены в таблице II. Как показано в [2, 36/ , затухание происходит в результате захвата и ускорения электронов с хвоста функции распределения коротковолновыми гармониками, в результате чего энергия поля практически полностью поглощается электронами плазмы (рис. 5). После затухания волны впадины продолжают нарастать до $t_{min} \sim 26$, где $(\frac{N_i}{N_0})_{max}$ достигает величины $\sim 0,7$ (рис. 4), после чего образуются ударные волны, впадины схлопываются и развивается ионная турбулентность [2/ .

Таким образом, общий характер развития неустойчивости и затухания поля соответствует явлению, названному коллапсом [8, 9/ .

Случай 1. $\omega_0 = 4 \cdot 10^{-2}$; $V_\phi = \pm 16$. В этом случае модуляционная неустойчивость развивается медленнее, чем в случае 2, но характер её сохраняется. К $t \sim 30-40$ поле концентрируется в двух впадинах плотности (рис. 1) и меняется в течение периода T_{oe} подобно стоячей волне (рис. 6, 7). Однако, дальнейшее развитие неустойчивости отличается от случая 2. В рассматри-

Таблица I.

	I	2	3
V_{ϕ}/V_T	$\pm 16,1$	$\pm 16,1$	± 48
E_0	II	70,4	70,4
$E_0^2/8\pi nT$	0,039	1,6	1,6
W_0/W_0^0	0,04	1,8	1,9
$\lambda_0/2d$	100	100	300
$k_0 z d$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$
$(k_0 z d)^2$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$
α	0,20	0,50	0,28

Таблица II.

	I	2	3
t/T_{0e}	39,3	11,8	41,15
W_m	0,058	3,9	8,8
W_m/W_0	1,5	2,45	5,5
E_{max}	13,3	96,3	135
E_{max}^2/E_0^2	1,5	1,9	3,7
$(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,3	0,32
$\Delta x/2d$	27	18	16,5
$\Delta x/\lambda_0$	0,27	0,18	0,055
E_T	13,3	21,5	23,4
E_{max}/E_T	I	4,5	5,8
$(\tilde{n}_i/n_0)_T$	$3 \cdot 10^{-2}$	-	-
$(\tilde{n}_i)_{min}/(\tilde{n}_i)_T$	1,0	-	-
t_{min}/T_{0e}	-	26	56
$(\tilde{n}_i/n_0)_{max}$	-	0,69	0,76

ваемом случае I образовавшаяся к $t \sim 30-40$ структура поля и плотности практически не меняется во времени. Это видно по распределению поля $E(x)$ и плотности $\tilde{n}(x)$ в течение длительного времени. Несмотря на некоторое искажение $E(x)$ шумами видно, что до $t \sim 80-100$ амплитуда поля E_{max} меняется мало, а при $t > 80$ медленно уменьшается (расчет проводился до $t \sim 160$). Форма $E(x)$ и изменение $E(x)$ в течение T_{0e} сохраняются. Распределение плотности сильно искажается шумами с $t \sim 50$, но из $\tilde{n}(x)$, построенного по сумме основных гармоник, видно, что глубина впадины существенно не меняется (рис. 4). Сохраняется и максимальная плотность энергии во впадине (рис. 3). Небольшое затухание, которое наблюдается при $t > 80-90$ (рис. 5) может быть объяснено рассеянием на шумовых колебаниях плотности. Таким образом, в этом случае модуляционная неустойчивость приводит к образованию квазистационарного солитона.

Согласно [32, 26], поле ленгмюровского солитона в случае, когда групповая скорость равна нулю, описывается формулой

$$E(x,t) = \frac{E_T}{\text{ch } \alpha_0 x} \operatorname{tanh}(kx - \omega t) \quad (I)$$

где E_T - амплитуда поля;

$$\alpha_0 z d = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \sqrt{\frac{E_T^2}{8\pi nT}}$$

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 + \frac{3}{2} (k z d)^2 - \frac{1}{8} \frac{E_T^2}{8\pi nT}$$

Максимальное возмущение плотности связано с плотностью энергии соотношением:

$$\left(\frac{\tilde{n}}{n_0}\right)_T = \frac{1}{2} \frac{E_T^2}{8\pi nT}$$

Однако, согласно формуле (I) $E(x)$ не обращается в нуль через четверть периода, что наблюдается в нашем случае. Оказывается, что наш случай хорошо описывается формулой, аналогичной (I), но учитывающей наличие обратных волн

$$E(x,t) = \frac{E_T}{\text{ch } \alpha_0 x} \cdot \frac{1}{2} [\operatorname{tanh}(kx - \omega t) + \operatorname{tanh}(kx + \omega t)] \quad (2)$$

На рис.7 приведены кривые $E(x)$ построенные через $T_{0e}/4$ и кривые $E(x)$, построенные по формуле (2) для двух солитонов с $E_T = E_{max}$. Видно, что они хорошо согласуются. Согласуются они и в промежуточные моменты времени (кривые $E(x)$ сравнивались через $0,1 T_{0e}$). Из таблицы II видно, что возмущение плотности равно $w_m/2$, так что параметры солитона; максимальная плотность энергии $w_m = 6 \cdot 10^{-2}$, ширина $E(x)$ на уровне $\frac{E_{max}}{e}$ $\Delta x = 27$ и возмущение плотности $(\frac{\tilde{n}_i}{n_0})_{min} = 3 \cdot 10^{-2}$ являются равновесными.

Таким образом, в случае I наблюдается образование квазистационарных ленгмюровских солитонов, описываемых формулой (2) и представляющих собой пакет стоячих ленгмюровских волн. Солитон, описываемый формулой (2), будем называть стоячим солитоном.

Сравнение $E^2(x)$ и $E(x)$ для случаев I и 2 показывает, что они имеют сходную структуру (рис.1, 2). Это дает основание сравнить $E(x)$ для случая 2 с полем солитона (2), хотя в этом случае $w_m > 1$, т.ч. теория [32] неприменима. Будем считать, что ширина солитона на уровне E_T/e совпадает с Δx , тогда можно найти E_T и построить распределение $E_{теор}(x,t)$. На рис.2 показаны кривые $E(x)$ и пунктиром $E_{теор}(x)$, построенные в таком масштабе, чтобы E_T совпадало с E_{max} , т.е. по существу это кривые $E/E_{max}(x)$ и $E_{теор}/E_T(x)$. Как видно из таблицы II значения E_T заметно отличаются от E_{max} и $E_{max}/E_T = 4,5$. Оказывается, что эти кривые практически совпадают в разные моменты времени (сравнивались кривые, построенные через четверть плазменного периода). Таким образом, и в случае 2 поле меняется во времени подобно полю солитона. Однако, для максимального поля E_{max} равновесная ширина солитона должна быть значительно меньше наблюдаемой $\Delta x = 18$, поскольку E_{max} значительно превышает E_T , для которой равновесной шириной является Δx . Возмущение плотности также оказывается меньше равновесного, определяемого плотностью энергии w_m . Это значит, что ponderomotive сила превышает давление плазмы и должна приводить к дальнейшему ее выталкиванию из впадины плотности.

Таким образом, эта солитоноподобная структура должна быть неустойчивой и продолжать сжиматься, приводя к дальнейшему росту концентрации энергии. Будем называть её неравновесным солитоном.

Можно ожидать, что при достаточно больших E_{max} сжатие неравновесного солитона будет идти до тех пор пока не начнется затухание в результате возбуждения коротковолновых гармоник, если в процессе сжатия он не будет дробиться на более мелкие структуры с меньшей энергией. В случае 2 мы наблюдаем сжатие до тех пор пока не начинается затухание.

Можно ожидать, что в случае волны с большой λ_0 (случай 3) сжатие неравновесного солитона, если он образуется, будет происходить в течение более длительного времени и приведет к большей концентрации энергии, чем в случае 2.

Случай 3. $w_0 = 1,6$; $V_\phi = 48$; $\lambda_0 = 300$. Характер развития модуляционной неустойчивости в этом случае сохраняется — энергия волны концентрируется во впадинах плотности, образуется солитоноподобная структура (рис.1, 2), размер которой уменьшается, а плотность энергии растет в течение $\sim 40 T_{0e}$ (рис.3). При $t > 41$ поле затухает (рис.3-5). В $t = t_{max}$ $\Delta x = 16,5$, т.е. энергия волны локализовалась в двух впадинах с шириной $\sim 0,055$ от начальной длины волны. Плотность энергии поля достигает величины $w_m \sim 8,8$, т.е. возрастает в 5,5 раз по сравнению с начальной.

Таким образом, в этом случае также, как и в случае 2 не происходит дробления структуры и образования квазистационарных солитонов. Наблюдается локализация энергии волны и стягивание области локализации до размеров, при которых начинается затухание ($\sim 17-18 \tau_d$). При этом плотность энергии возрастает тем больше, чем дольше идет стягивание и чем меньше $\Delta x/\lambda_0$, достигаемое к началу затухания (таблица II). Совокупность этих факторов подтверждает, что наблюдаемое явление представляет собой коллапс одномерных стоячих ленгмюровских волн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

В работах [1, 2, 3а] нами была исследована неустойчивость и затухание бегущих ленгмюровских волн с $V_\phi \leq 16$ и $w_0 \geq 0,3$. Было показано, что основными процессами являются модуляционная неустойчивость с длиной возмущения $\lambda \lesssim \lambda_0$, конверсия волн на неоднородности плотности и захват электронов основ-

ной волной и её гармониками. Сравнительная роль этих процессов зависит от параметров волны и плазмы. При исследованных параметрах был обнаружен коллапс ленгмюровских волн, но не наблюдалось образования квазистационарных солитонов.

В настоящей работе проведены численные эксперименты с волнами меньшей амплитуды с целью найти случаи, когда развитие модуляционной неустойчивости приводит к образованию солитонов, и численные эксперименты с волнами с большей фазовой скоростью с целью наблюдения более явно выраженного коллапса. При анализе результатов мы рассматриваем также случаи /1/ - I-I и /2/-2-2 (номера те же, что в работе /3а/).

Начальные данные для случаев с разными E_0 приведены в таблице III, с разными V_ϕ - в таблице VI, результаты соответственно в таблицах IV и VII.

РАЗНЫЕ АМПЛИТУДЫ

Неустойчивость ленгмюровской волны для случая I-I ($w_0 = 0,3$; $V_\phi = 16$) была рассмотрена в /1/. Было показано, что поле волны возмущает ионы, т.ч. нарастает возмущение плотности с $\lambda = \lambda_0$. Поле волны с течением времени начинает модулироваться с длиной возмущения $\lambda \leq \lambda_0$, причем энергия волны концентрируется в области впадины плотности. В спектральном описании этому соответствует нарастание гармоник поля - преимущественно второй, затем третьей и т.д., представляющих собой ленгмюровские волны. Фазы гармоник таковы, что в одной области пространства поле оказывается больше чем в другой. Положение области концентрации поля не меняется во времени.

Такой же характер неустойчивости сохраняется во всех случаях I-2 - I-5 с меньшими амплитудами (таблица III), в том числе в случае I-4, где $w_0 \lesssim (k_0 z_d)^2$ и I-5, где $w_0 \ll (k_0 z_d)^2$. Это можно видеть из рис.8, где приведено распределение поля $E(x)$ в момент $t \sim 20$ для разных случаев. Модуляция проявляется в несимметрии поля, что можно схарактеризовать отношением $\frac{|E|_{max}}{|E|_{min}}$, приведенным в таблице У.

Из рис.8 и таблицы У видно, что модуляция растет с ростом амплитуды, но характер её сохраняется - длина возмущения меньше длины волны, но сравнима с ней. В спектральном описании этому

Таблица III.

	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5
E_0	3I	I7,7	II	3	I
$E_0^2/8\pi nT$	0,3I	0,10	0,039	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$
w_0/w_{e^0}	0,6	0,2	0,08	$6 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$
α	0,46	0,35	0,30	0,15	0,08

Во всех случаях $V_\phi/V_T = 16,1$; $\lambda_0/z_d = 100$; $k_0 z_d = 6,3 \cdot 10^{-2}$; $(k_0 z_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$.

Таблица IV.

	I-1	I-2	I-2	I-3	I-3
t/T_{oe}	35,9	41,1	60,6	51,95	70,35
t_{max}					
w_m	2,5	0,48	0,72	0,11	0,09; 0,13
w_m/w_0	8	4,8	7,2	2,7	2,2; 3,3
E_{max}	71,3	36,8	39,7	17,8	16,3; 19,1
E_{max}^2/E_0^2	5,3	4,3	5,0	2,6	2,2; 3,0
$(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$	0,3	$8,6 \cdot 10^{-2}$	0,3	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$; $7,6 \cdot 10^{-2}$
$\Delta x/z_d$	14	20	16	25	28,5; 23
$\Delta x/\lambda_0$	0,14	0,2	0,16	0,25	0,29; 0,23
E_T	27,6	19,3	39,7	17,8	16,3; 19,1
E_{max}/E_T	2,6	1,9	1	1	1; 1
$(\tilde{n}_i/n_0)_T$	-	0,24	0,36	$5 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$; $6,5 \cdot 10^{-2}$
$(\tilde{n}_i)_{min}/(\tilde{n}_i)_T$	-	0,35	0,9	0,9	0,6; 1,2
t_{min}/T_{oe}	46		60-68	-	-
$(\tilde{n}_i/n_0)_{max}$	0,54		0,3		

соответствует преимущественный рост 2-й, затем третьей гармоники в определенных фазах относительно первой, а не более коротких или длинных. Последнее проверялось в случаях I-I (при $\lambda_0 = 100$ и $L = 300$) и 2-2 (при $\lambda_0 = 100$ и $L = 1000$).

Такой характер неустойчивости отличается от ожидаемого для модуляционной неустойчивости по теории /10/. Согласно теории длина волны гармоники с максимальным инкрементом должна зависеть от начальной энергии волны. Для $K_0 z_d < (\frac{m}{M})^{1/2}$ в случае $\omega_0/2 > m/M$ $K_{max} z_d \approx (m/M)^{1/6} (\omega_0/2)^{1/3}$ в случае $\omega_0/2 < m/M$ $K_{max} z_d \approx (\omega_0/2)^{1/2}$. (формулы с точностью до коэффициента порядка единицы). Значения λ_{max} , рассчитанные по этим формулам, приведены в таблице У. Видим, что λ_{max} довольно сильно меняется, так что согласно теории надо ожидать изменения характера модуляции с амплитудой.

Причина расхождения с теорией, по-видимому, заключается в возмущении плотности ионов полем волны. Действительно, из рис.8 видно, что возмущение плотности в случаях I-I - I-5, хотя и различно по величине, но одинаково по форме - к $t \sim 20$ возбуждена практически одна I-я гармоника. Как было показано в /I-3/, возмущение плотности, обусловленное действием поперомоторной силы, проявляется на более поздних стадиях модуляционной неустойчивости. На ранней ее стадии начальное возмущение плотности задается полем волны. Оно и определяет начальный характер модуляции волны, что не учитывается в теории. По-видимому, такой характер развития неустойчивости должен проявляться, когда возмущение плотности ионов полем волны превышает уровень шумов и когда инкремент не слишком мал по сравнению с максимальным теоретическим.

Как было показано в /I/, модуляция волны в случае I-I проходит через такие же стадии, как в различных случаях I-5, I-4 и т.д. на рис.8. Так что рост степени модуляции, достигнутый за интервал $\sim 20 T_{oe}$, характеризует увеличение скорости роста неустойчивости с ростом амплитуды волны. В таблице У приведены моменты времени t_{1-1} , когда $\frac{|E|_{max}}{|E|_{min}}$ в случае I-I имеет такую же величину, как в рассматриваемых случаях.

Таблица У.

	I-5	I-4	I-3	I-2	I-I
t / T_{oe}	18	20	19	20	20
E_0	1	3	11	17,7	31
$E_0^2 / 8\pi n T$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$
$ E _{max} / E_0$	1,03	1,08	1,13	1,47	1,57
$ E _{min} / E_0$	0,96	0,88	0,7	0,56	0,48
$\frac{ E _{max}}{ E _{min}}$	1,1	1,2	1,6	2,6	3,3
$\frac{E^2_{max}}{E^2_{min}}$	1,2	1,5	2,6	6,9	11
$(\tilde{n}_i / n_0)_{min}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$
t_{1-1} / T_{oe}	4,5	7,5	11,5	16	20
λ_{max} / z_d	251	83	32	23	16

Рассмотрим нелинейную стадию развития модуляционной неустойчивости.

Случай I-1 $\omega_0 = 0,3$; $V_\phi = 16$. В работе /1/ было показано, что в случае I-1 развитие неустойчивости за счет действия пондеромоторной силы приводит к росту глубины впадины плотности, концентрации в ней энергии волны и росту плотности энергии (рис.9). При больших возмущениях плотности ($\frac{\tilde{n}_i}{n_0} \sim 10^{-2}-10^{-1}$) существенную роль начинает играть конверсия волн на неоднородности плотности $k_e \pm \beta k_i \rightarrow k_e'$ приводящая к возбуждению обратных волн и коротковолновых гармоник. Совместное действие пондеромоторной силы и конверсии приводит к захвату волны во впадину плотности, развитию коллапса и практически полному поглощению энергии поля электронами плазмы в результате их захвата и ускорения коротковолновыми гармониками. После затухания волны впадина плотности продолжает нарастать в течение $\sim T_{oi}$, возмущение плотности достигает максимальной величины $(\tilde{n}_i/n_0)_{max}$ (рис. 10), затем впадина схлопывается в результате возбуждения ударных волн, что приводит к развитию ионной турбулентности.

Анализ кривых $w(x)$ и сравнение кривых $E(x,t)$ с теоретическими $E_{теор}(x,t)$ показывает, что при развитии модуляционной неустойчивости в случае I-1 образуется неравновесный солитон. Это видно из рис.12 и 11, где приведены кривые $E^2(x)$ и сравнение $E(x)$ с $E_{теор}(x)$ для момента $t = t_{max}$. Из таблицы IV видно, что в этот момент $w_m = 2,5$, $E_{max} \sim 2,6 E_T$, а ширина $\Delta x \sim 14$, т.ч. равновесный солитон образоваться не может.

Случай I-2 $\omega_0 = 0,1$; $V_\phi = 16$. Развитие модуляционной неустойчивости идет подобно случаю I-1. Это видно из рис.13, где показано распределение поля и возмущения плотности в разные моменты времени. Четко виден рост впадины плотности, нарастание модуляции и затухание волны. Из кривой рис.9 видно, что плотность энергии нарастает до $t \sim 50$, остается почти постоянной в интервале $t \sim 50-60$ (в отличие от I-1 где нет плато в районе максимума), а затем падает.

Из рис.13 видно, что к $t \sim 20-40$ образуется неравновесный солитон. Это подтверждается кривыми распределения плотности энергии $w(x)$ для $t \sim 40-41$ (рис.14а) и сравнением кривых $E(x,t)$ и $E_{теор}(x,t)$ (рис.15а) в этом же интервале време-

ни, причем теоретическая кривая в этом случае построена по формуле (1), т.ч. $E(x)$ не обращается в нуль через четверть периода (на рисунках приведены моменты времени, когда поле максимально или минимально). Видно хорошее согласие кривых $E(x)$ и $E_{теор}(x)$, причем отличие от равновесного солитона меньше, чем в случае I-1: $E_{max}/E_T \sim 1,9$. Поскольку $w_m = 0,48 < 1$ и $\Delta x \sim 20$ можно ожидать, что дальнейшее небольшое сжатие приведет к образованию устойчивого солитона.

По кривым зависимости от времени поля гармоник $E^m(t)$, а также по кривым $W_E, \Delta W_e(t)$ (рис.16) видно, что при $t > 30$ появляются осцилляции этих величин с периодом $T_{oe}/2$, что свидетельствует о возбуждении обратных волн. Как было показано в /1, 3/, это является следствием конверсии волн на неоднородности плотности; действительно в $t \sim 30$ возмущение плотности достигает величины $\tilde{n}/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-2}$. Однако, до $t \sim 40$ амплитуда обратных волн сравнительно невелика, так что волна не может быть захвачена во впадину плотности. Оказывается, что концентрация энергии во впадине и образование неравновесного солитона является следствием "фокусировки" бегущих волн - образования пакета ленгмюровских гармоник с определенными относительными фазами. Это видно из рис.17, где показано распределение поля $E(x)$ и составляющих его гармоник в разные моменты времени через $\sim T_{oe}/4$. Видно, что максимум поля достигается в точке, где все гармоники имеют максимум. Через $\sim T_{oe}/2$ примерно в этой же точке гармоники оказываются в противофазе, т.ч. поле опять максимально, через $\sim T_{oe}/4$ в этой точке поле всех гармоник проходит через нуль.

Таким образом, в этом случае в $t \sim 20-40$ мы наблюдаем образование солитона (точнее, близкой к нему структуры), отличного от стоячего солитона, наблюдавшегося нами при работе со стоячими волнами. В этом случае солитон представляет собой пакет бегущих волн и описывается формулой (1) / 32/. Будем называть его ленгмюровским солитоном.

Устойчивый ленгмюровский солитон, однако, в этом случае не образуется, т.к. обратные волны продолжают нарастать. К $t \sim 50$ образуется стоячая волна (рис.16), практически полностью захваченная во впадину плотности (рис.11). Из рис.14б, 15б видно, что в $t \sim 60$ поле $E(x)$ периодически обращается в

нуль. Сравнение $E(x, t)$ с теоретической кривой $E_{теор}(x, t)$, построенной по формуле (2) для $E_T = E_{max}$ дает полное согласие. Глубина впадины также оказывается близкой к теоретической (таблица IV). Таким образом, в $t \sim 60$ наблюдается стоячий солитон с равновесными параметрами $\omega_m = 0,72$; $\Delta x = 15,5$; $(\tilde{n}_i/n_0)_{min} = 0,3$.

Стоячий солитон фактически образуется уже в $t \sim 50$ — распределение поля в этот момент практически не отличается от $t \sim 60$, однако глубина впадины не является равновесной в $t \sim 50$ и продолжает нарастать до $t \sim 60$ (рис. 10), т.ч. в этом интервале происходит установление солитона.

Образовавшийся к $t \sim 60$ солитон, однако, неустойчив, т.к. ширина его мала — $\Delta x \sim 16$, чему в спектральном описании соответствует возбуждение коротковолновых гармоник, которые могут захватывать электроны. Действительно, по фазовым плоскостям электронов видно, что с $t \approx 55$ начинается захват, аналогично случаю I-1, описанному в /1/. Ускорение электронов с хвоста функции распределения приводит к затуханию солитона (рис. 9, 13) и поглощению энергии поля электронами (рис. 16). Из рис. 10 видно, что возмущение плотности остается некоторое время постоянным, а затем падает. Это доказывает, что к $t \sim 60$ было действительно достигнуто равновесное возмущение плотности плазмы, при котором действие пондеромоторной силы уравновешивается давлением плазмы. В отличие от этого в случае I-1 в $t = t_{max}$ пондеромоторная сила больше давления плазмы, т.ч. заданное ею возмущение скоростей ионов приводит к нарастанию глубины впадины в течение \sim плазменного периода ионов после затухания поля.

Рассмотренный случай I-2 — волна с $\omega_0 = 0,1$ и $V_\phi = 16$ — является пограничным. Здесь четко прослеживается образование ленгмюровского солитона с параметрами, близкими к равновесным, переход его в стоячий солитон с равновесными параметрами $\omega_m \sim 0,7$, $\Delta x \sim 16$, $(\tilde{n}_i/n_0)_{min} \sim 0,3$ и затухание этого солитона, связанное с захватом и ускорением электронов коротковолновыми гармониками. В случаях $\omega_0 > 0,1$ (например, I-1) солитон с равновесными параметрами не образуется — наблюдается коллапс. В случаях с $\omega_0 < 0,1$ можно ожидать образования квазистационарного солитона.

Случай I-3 $\omega_0 = 4 \cdot 10^{-2}$; $V_\phi = 16$. На рис. 18 показано распределение поля $E(x)$ и плотности $\tilde{n}_i(x)$ в разные моменты времени.

Видим, что развивается неустойчивость обычного типа — растет впадина плотности и модуляция волны. Однако, в отличие от случаев I-1 и I-2 затухания не наблюдается — начиная с $t \sim 50$ E_{max} остается практически постоянным до $t \sim 120$, в дальнейшем (расчет проводился до $t \sim 250$) наблюдается медленное постепенное затухание, по-видимому, связанное с рассеянием на шумовых колебаниях плотности. Возмущение плотности (глубина впадины) также меняется незначительно до $t \sim 120$, в дальнейшем восстановить форму $\tilde{n}_i(x)$ не удается из-за возросшего уровня шумов (на рис. 18 представлены $\tilde{n}_i(x)$, восстановленные по сумме гармоник). Сохранение плотности энергии и глубины впадины в течение длительного времени хорошо видно на рис. 9 и 10.

По распределению поля на рис. 18 видно, что структура $E(x)$ меняется с течением времени. Стоит отметить, что прямой расчет и расчет с периодическим сглаживанием дают практически одинаковые результаты. К моменту $t \sim 30-50$ образуется равновесный солитон с одним максимумом поля (рис. 19а, 20а). Сравнение $E(x, t)$ с теоретической кривой $E_{теор}(x, t)$, построенной по формуле (1) с $E_T = E_{max}$ в $t \sim 50$ (рис. 20а) дает хорошее согласие. Глубина впадины также оказывается близкой к теоретической (таблица IV). Таким образом, к $t \sim 50$ образуется ленгмюровский солитон с равновесными параметрами $\omega_m \sim 0,1$; $\Delta x \sim 25$; $(\tilde{n}_i/n_0)_{min} \sim 5 \cdot 10^{-2}$. Распределение поля $E(x)$ и гармоник показывает, что фазы гармоник находятся в тех же отношениях, что и на рис. 17 для случая I-2. Из рис. 21 видно, что обратные волны нарастают при $t > 30$, однако, к $t \sim 50$ еще сравнительно невелики.

Ленгмюровский солитон сохраняется в течение некоторого времени, однако, обратные волны продолжают нарастать, так что к $t \sim 70$ образуется стоячая волна (рис. 21). В отличие от случая I-2, здесь, также как в случае I, наблюдается два максимума поля (рис. 19б, 20б), причем по кривой $\tilde{n}_i(x)$ видно, что образуется вторая впадина плотности (рис. 18). Сравнение $E(x, t)$ с теоретической кривой $E_{теор}(x, t)$, построенной по формуле (2) для двух солитонов с $E_T = E_{max}$ в $t \sim 70$ дает довольно хорошее согласие. Глубина впадины для правого солитона оказывается близкой к теоретической, а для левого несколько мень-

ше её. Таким образом, к $t \sim 70$ образуется два стоячих солитона с равновесными параметрами $w_m \sim 0,1$; $\Delta x \sim 23; (\frac{\tilde{n}_i}{n_{0min}}) \sim 7 \cdot 10^{-2}$ (правый солитон).

Однако, и стоячий солитон не сохраняется в течение длительного времени, а к $t \sim 85$ превращается в ленгмюровский солитон с параметрами, близкими к солитону в $t \sim 50$. В дальнейшем этот процесс периодически повторяется, что можно видеть, например, по рис. 21 — амплитуда обратных волн периодически возрастает, что соответствует переходу в стоячий солитон, или уменьшается, что соответствует переходу в ленгмюровский солитон.

Затухания, связанного с захватом электронов гармониками волны, что проявляется в появлении "хвостов" на фазовой плоскости, в этом случае не наблюдается. При $t > 120-150$ наблюдается некоторое размытие ("разлохмачивание") границы распределения на фазовой плоскости, характерное для взаимодействия с шумами.

Таким образом, в случае I-3 — волна с $w_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ и $V_\phi = 16$ — наблюдается квазистационарное состояние, в котором структура поля периодически меняется — происходит переход ленгмюровского солитона в стоячий и обратно. Можно полагать, что такая картина соответствует переходному режиму и является следствием случайно выбранных начальных параметров.

Так как квазистационарный стоячий солитон наблюдался в случае I, мы не стали делать попытку получить его из бегущей волны с амплитудой, промежуточной между случаями I-2 и I-3 $4 \cdot 10^{-2} < w_0 < 10^{-1}$, тем более, что такой расчет требует больших затрат машинного времени.

Более интересным казалось попытаться наблюдать "чистый" ленгмюровский солитон, уменьшая амплитуду волны с тем, чтобы уменьшить равновесное возмущение плотности и избавиться от конверсии (или сдвинуть её на более позднее время). С этой целью были проведены расчеты для случаев I-4 и I-5 с $w_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-4}$ соответственно (таблица III). Как уже говорилось, наблюдалась неустойчивость обычного типа. Однако, исследовать нелинейную стадию неустойчивости не удалось из-за большого уровня шумов. Как будет идти развитие неустойчивости в этих случаях неясно, так как при малых w_m равновесная ширина

солитона больше λ_0 , т.е. возможен только солитон огибающей, а начальная стадия неустойчивости связана с возмущениями $\lesssim \lambda_0$.

РАЗНЫЕ ФАЗОВЫЕ СКОРОСТИ

Как уже говорилось, численные эксперименты с волнами с большой фазовой скоростью проводились с целью исследования коллапса. Ранее в /1, 2/ коллапс наблюдался в случаях, когда была существенна конверсия, так что образовывалась структура, подобная стоячему солитону. Увеличивая фазовую скорость, можно рассчитывать на уменьшение возмущений плотности и уменьшение роли конверсии. С целью уменьшить роль шумов и снизить затраты машинного времени этот цикл проводился с волнами большой амплитуды $w_0 \sim 1,6$.

В рассмотрение включен случай 2-2 с $w_0 = 1,6$; $V_\phi = 16$; $\lambda_0 = 100$, подробно рассмотренный ранее /2/. В этом случае становится существенной электронная нелинейность, однако, как показано в /2/, она не влияет на развитие неустойчивости. Неустойчивость имеет обычный характер и приводит к образованию структуры, подобной стоячему солитону и к коллапсу, что можно видеть из рис. 22-25.

Случай 2-3 $w_0 = 1,6$; $V_\phi = 48$; $\lambda_0 = 300$. На рис. 26 показано распределение поля и плотности в разные моменты времени. Видим, что развивается неустойчивость обычного типа — модуляция начинается на возмущениях, сравнимых с длиной волны, но с течением времени поле стягивается в более и более узкую область и наконец затухает. Плотность энергии нарастает до $t \sim 33$, а затем падает (рис. 22).

С $t \sim 20$ поле имеет солитоноподобную структуру, что подтверждается рис. 27а и 28а. Согласно рис. 29 до $t \sim 35$ обратные волны малы, так что мы имеем дело со структурой типа ленгмюровского солитона. Это подтверждается сравнением $E(x, t)$ с теоретической кривой $E_{теор}(x, t)$, построенной по формуле (I) в $t \sim 24$. Из рис. 28а видно, что кривые хорошо согласуются. При этом $E_{max}/E_T \sim 17$, так что структура сильно неравновесна. Из рис. 30 видно, что пик $E(x)$ создается первой-пятой гармониками поля, максимумы которых совпадают через $\sim \frac{T_{oe}}{2}$ примерно в одной и той же точке.

Таблица VI.

	2-2	2-3	2-4
V_{ϕ}/V_T	16,1	48	160
E_0	70,4	70,4	70,4
$E_0^2/8\pi nT$	1,57	1,58	1,59
W_0/W_0^0	3,6	3,9	4,9
λ_0/zd	100	300	1000
K_0zd	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$
$(K_0zd)^2$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-5}$
α	0,71	0,39	0,21

Таблица VII.

	2-2	2-3	2-3	2-4
t/T_{0e}	16,95	24,0	32,75	67,8
w_m	6,2	6,2	10,4	8,8
w_m/w_0	3,9	3,9	6,6	5,6
E_{max}	121	136	160	166
E_{max}^2/E_0^2	3,0	3,7	5,2	5,6
$(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$	0,27	$5 \cdot 10^{-2}$	0,17	$2,8 \cdot 10^{-2}$
$\Delta x/zd$	17	48	36; 16	36
$\Delta x/\lambda_0$	0,17	0,16	0,12; 0,05	0,036
E_T	22,8	8,1	10,7	10,7
E_{max}/E_T	5,3	16,9	15	15,5
t_{min}/T_{0e}	29		57	-
$(\tilde{n}_i/n_0)_{max}$	0,62		0,76	-

С течением времени размер неравновесного солитона продолжает уменьшаться, достигая в $t \sim t_{max}$ величины $\Delta x \sim 36$, ($\Delta x \sim 16$ для более узкого пика), так что $\Delta x/\lambda_0$ заметно меньше, чем в случае 2-2. Вблизи $t \sim t_{max}$ структура поля несколько меняется (рис. 27б, 28б). В этом случае $E(x,t)$ может быть описано полем двух солитонов, максимумы которых достигаются в разные моменты времени со сдвигом \sim на T_{0e} (например, $t = 31,7$ и $31,95$ на рис. 28б). Суммарное поле двух солитонов $E_{теор}(x,t)$, рассчитанное по формуле (I), довольно хорошо согласуется с наблюдаемым $E(x,t)$ при $E_{max}/E_T \sim 15$ (рис. 28б). Согласно рис. 29, обратные волны невелики и в $t \sim t_{max}$. Таким образом, в этом случае затухание начинается на стадии неравновесного ленгмюровского солитона, в отличие от случаев 2-2, 1-1, где перед затуханием наблюдалось образование неравновесных стоячих солитонов.

В $t \sim t_{max}$ плотность энергии возрастает в 6,6 раз и достигает величины $w_m \sim 10$. Электроны с наибольшими возмущенными скоростями начинают захватываться коротковолновыми гармониками. Это видно на рис. 31, где представлена фазовая плоскость электронов. Действие поперечной силы приводит к выталкиванию плазмы из области концентрации поля и сильно возмущает скорости ионов. Это видно на рис. 32, где представлена фазовая плоскость ионов. В результате возмущение плотности продолжает нарастать после затухания поля (рис. 22, 23), достигая в $t_{min} \sim 57$ величины $(\tilde{n}_i/n_0)_{max} \sim 0,8$.

Таким образом, в этом случае наблюдается четко выраженный коллапс неравновесного ленгмюровского солитона и не наблюдается его дробления на солитоны меньших размеров, во всяком случае до тех пор, пока $w_m < 8-10$.

Случай 2-4 $w_0 = 1,6$; $V_{\phi} = 160$; $\lambda_0 = 1000$. Этот случай по характеру развития не отличается существенно от 2-3. К $t \sim 30$ образуется неравновесный ленгмюровский солитон (обратных волн практически нет). Неравновесный солитон продолжает сжиматься до $t_{max} \sim 68$, после чего затухает (рис. 22). В результате сжатия энергия поля концентрируется в области, малой по сравнению с длиной волны $\Delta x/\lambda_0 \sim 0,04$ (рис. 25, 24). Плотность энергии возрастает к $t \sim t_{max}$ в 5,6

раз достигая величины $w_m \sim 9$ (таблица УП). Поле неравновесного солитона формируется $\sim 3-15$ -й гармониками, что видно из рис. 33. Обратные волны на этих гармониках до $t \sim t_{max}$ не появляются, т.ч. вплоть до $t \sim t_{max}$ неравновесный солитон остается ленгмюровским. Вблизи $t \sim t_{max}$ структура поля несколько меняется. Подобно случаю 2-3 оно может быть описано, как поле двух солитонов.

Таким образом, и в этом случае наблюдается коллапс неравновесного ленгмюровского солитона, а дробление неравновесного солитона, если и происходит, то только вблизи $t \sim t_{max}$, когда плотность поля $w_m \sim 9$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы исследовали неустойчивость ленгмюровских волн в широком диапазоне параметров: w_0 от $3 \cdot 10^{-4}$ до 10^2 , v_{ϕ} от 3 до 160 (учитывая результаты, приведенные в работе /3//. Показано, что в этом диапазоне параметров неустойчивость не имеет порога и наблюдается во всех случаях, включая $w_0 < (k_0 z_d)^2$ (I-4 и I-5). При всех начальных параметрах (исключая случаи, когда захват электронов волной препятствует развитию неустойчивости) неустойчивость имеет одинаковый характер. На начальной стадии неустойчивости поле волны модулируется с длиной возмущения $\lambda \lesssim \lambda_0$, так что $\lambda / \lambda_0 \sim$ одинакова во всех случаях, чему в спектральном описании соответствует преимущественный рост второй, затем третьей и т.д. гармоник, возбуждающихся в определенных фазах относительно начальной волны. Мы уже отмечали, что это противоречит теории модуляционной неустойчивости /10/, согласно которой длина волны гармоники с максимальным инкрементом должна зависеть от амплитуды волны, так что характер модуляции должен меняться с амплитудой. Возможным объяснением этого расхождения может служить то, что в численных экспериментах может оказаться существенным начальное возмущение плотности полем волны, которое не учитывается в теории. Это возмущение может определить характер модуляции волны.

Развитие неустойчивости приводит к концентрации поля во впадине плотности и образованию структуры, подобной солитону. Наблюдаемое распределение поля меняется в течение периода $\sim T_{oe}$ подобно распределению поля солитона, так что кривые $E(x, t) / E_{max}$

и $E_{теор}(x, t) / E_T$ совпадают. Однако, соотношение максимальной плотности энергии, ширины солитона и глубины впадины плотности отличаются от равновесных. Для $E_T = E_{max}$ равновесное Δx должно быть меньше, а возмущение плотности — больше наблюдаемых, так что неравновесный солитон имеет тенденцию к дальнейшему сжатию.

При достаточно малой энергии начальной волны такое сжатие может привести к образованию солитона с равновесными параметрами. Обнаружено два типа солитонов: 1. ленгмюровский солитон, который описывается формулой (1) и представляет собой пакет бегущих ленгмюровских волн — гармоник основной волны. Локализация энергии достигается за счет "фазовой фокусировки" гармоник; 2. стоячий солитон, который описывается формулой (2) и представляет собой пакет стоячих волн. Локализация энергии достигается за счет захвата ленгмюровских гармоник во впадину плотности и образования стоячей волны.

При развитии модуляционной неустойчивости стоячей волны всегда образуется стоячий солитон и неравновесный, и равновесный. При неустойчивости бегущей волны вначале всегда образуется неравновесный ленгмюровский солитон, который переходит в стоячий, если становится существенной конверсия волны на неоднородности плотности (процесс $K_e \pm \beta K_i \rightarrow K_e'$), приводящая к возбуждению обратных волн.

Если равновесная ширина солитона мала, он затухает в результате захвата электронов коротковолновыми гармониками. Это наблюдается в случае I-2, где неустойчивость волны с $w_0 = 0,1$ приводит к образованию, а затем затуханию стоячего солитона с параметрами $w_m = 0,7$, $\Delta x = 16 z_d$ и $\tilde{n}/n_0 = 0,3$.

Квазистационарный стоячий солитон, существующий в течение длительного времени $\sim 100-150 T_{oe}$, наблюдался в случае I, где неустойчивость стоячей волны с $w_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ приводит к образованию солитона с параметрами $w_m = 0,06$, $\Delta x = 27 z_d$, $\tilde{n}/n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$. Неустойчивость бегущей волны с такой же $w_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ (случай I-3) приводит также к стационарному состоянию (наблюдавшемуся до $t \sim 200-250 T_{oe}$), в котором ленгмюровский солитон периодически переходит в стоячий и обратно.

Таким образом, можно утверждать, что случай I-2 является пограничным — при $w_0 < 0,1$ возможно образование квазистационарных солитонов, при $w_0 > 0,1$ — по-видимому, нет.

Если при сжатии неравновесного солитона плотность энергии становится больше, чем для солитона в пограничном случае I-2 — $w_m > 0,7$, то образование солитона с равновесными параметрами становится невозможным и развивается коллапс — уменьшение области локализации энергии, сопровождаемое ростом плотности энергии и глубины впадины плотности, до размеров, при которых начинается затухание.

Коллапс наблюдается в случаях 2 и 3 для стоячих волн и в случаях I-1, 2-2, 2-3, 2-4 для бегущих. В случаях 2 и 3 с самого начала образуется неравновесный стоячий солитон, в случаях I-1 и 2-2 вначале образуется неравновесный ленгмювский солитон, который затем переходит в стоячий, и, наконец, в случаях 2-3 и 2-4 вплоть до затухания существует неравновесный ленгмювский солитон. Во всех случаях наблюдается характерная для коллапса картина — плотность энергии экспоненциально нарастает (в случаях I-1 и 2-2 наблюдается ускорение роста w_m в области перехода ленгмювского солитона в стоячий), достигает максимума и довольно быстро падает, причем энергия поля поглощается электронами с хвоста функции распределения. С ростом начальной амплитуды волны время до начала затухания уменьшается (I-1 и 2-2), а с ростом начальной длины волны — увеличивается (2 и 3; 2-2, 2-3 и 2-4).

В результате коллапса энергия волны локализуется и стягивается в область, малую по сравнению с длиной волны. Особенно отчетливо это видно в случае бегущих волн, где энергия начальной волны в среднем равномерно распределена по пространству. Например, для случая 2-4 энергия, первоначально распределенная на длине $1000 z_d$ стягивается в область $\sim 60 z_d$. С ростом длины волны растет степень сжатия и относительная ширина области локализации энергии $\Delta x/\lambda_0$ уменьшается, соответственно возрастает и максимальная плотность энергии. Это также характерно для коллапса.

Ранее в работе /1/ мы высказывали предположение, что коллапс одномерной ленгмювской волны связан с конверсией волны на неоднородности плотности, приводящей к более быстрой

модуляции волны и захвату её во впадину плотности. Данный численный эксперимент опровергает это предположение. Конверсия действительно может играть существенную роль в развитии неустойчивости и приводить к захвату волны во впадину плотности, ускоряя рост w_m (случаи I-1 и I-2). Однако, коллапс возможен и в тех случаях, когда конверсия мала или её практически нет (случаи 2-3 и 2-4). Основным условием коллапса является достаточно большая плотность энергии неравновесного солитона $w_m \gtrsim 0,7$, определяющая невозможность достижения квазистационарного состояния. Поскольку к солитону с такой w_m приводит неустойчивость волны с $w_0 = 0,1$, можно утверждать, что модуляционная неустойчивость одномерной ленгмювской волны приводит к коллапсу, если начальная плотность энергии волны $E_0^2/8\pi n T > 0,1$. Обратное условие $E_0^2/8\pi n T < 0,1$ определяет область применимости существующей нелинейной теории модуляционной неустойчивости.

С нашими результатами качественно согласуются результаты численных экспериментов в одномерных системах с волной накачки /27, 33/. В работе /27/ в рамках гидродинамического приближения при малых амплитудах волны накачки $w_0 \sim 7 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$ наблюдалось образование квазистационарных солитонов. В работе /33/ (метод "частиц в ячейках") при несколько больших амплитудах волны накачки ($1,25 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2}$) наблюдался коллапс. Обе эти работы были продолжены на двумерных системах /28, 34/, было показано, что в двумерных системах с волной накачки наблюдается коллапс.

Образование квазистационарных структур типа стоячей волны в одномерных системах исследовалось теоретически /35, 36/ и наблюдалось в численных /37/ и в лабораторных экспериментах /38/.

Неустойчивость бегущей одномерной ленгмювской волны без волны накачки исследовалась в численных экспериментах /39/. Однако, изучались волны с малой фазовой скоростью $v_\phi/v_T \lesssim 3$, так что основную роль в затухании, по-видимому, играл захват электронов плазмы самой волной.

Рост концентрации энергии и образование впадин плотности, образование долгоживущих солитоноподобных структур наблюдались в ряде лабораторных экспериментов при работе с волной накачки

или электронным пучком /40-45, 26/. Мы уже упоминали об экспериментах с бесстолкновительной замагниченной плазмой /26, 45/, в которых наблюдалось длительное (в течение десятков тысяч плазменных периодов) существование солитоноподобных образований с параметрами, соответствующими ленгмювскому солитону $w_m \sim \frac{\hbar}{n_0} \sim 5 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$, $\Delta x \sim 20 \lambda_d$. Эти результаты согласуются с нашими. Действительно, нами получено, что в пограничном режиме с затуханием энергия солитона $w_m \sim 0,7$, т.ч. при меньших w_m можно ожидать существование устойчивого солитона.

В случаях с коллапсом у нас наблюдается полное затухание неравновесного солитона. Однако, в системах с притоком энергии (с волной накачки или электронным пучком) можно ожидать установления некоторого турбулентного состояния. Такого сорта турбулентность, названная спайкной (spiky turbulence) исследована теоретически в работах /46-48/ в хорошем согласии с экспериментом /43/.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость ленгмювской волны большой амплитуды". Препринт ИЯФ 77-15, Новосибирск, 1977. Proc. XIII Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases v. II, p. 831, 1977, Berlin.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Неустойчивость нелинейной ленгмювской волны". Препринт ИЯФ 77-39, Новосибирск, 1977. Proc. III Int. Congress Waves and Instabilities in Plasmas, p. 71, 1977, Palaiseau.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин
 - а. "Неустойчивость и затухание ленгмювских волн с разными амплитудами и фазовыми скоростями". Препринт ИЯФ 78-17, Новосибирск, 1978;
 - б. "Неустойчивость и затухание стоячих ленгмювских волн с разными амплитудами". Препринт ИЯФ 78-19, Новосибирск, 1978.
4. Б.Б.Кадоццев "Коллективные явления в плазме". Москва, Наука, 1976.
5. A.S.Bakai Nucl. Fusion 10, 53, 1970.
6. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
7. R.Bingham, C.N.Lashmore-Davies "On the nonlinear development of the Langmuir modulational instability", Culham, 1977.
8. В.Е.Захаров ЖЭТФ 62, 1745, 1972.
9. В.Е.Захаров, А.М.Рубенчик ЖЭТФ 65, 997, 1973.
10. S.G.Thornhill, D. ter Haar "Langmuir turbulence and modulational instability". Oxford, 1977.
11. J.Gibbons, S.Thornhill, M.Wardrop, D. ter Haar. "On the theory of Langmuir solitons", J.Pl. Phys. 17, 153, 1977.
12. E.Infeld, G.Rowlands "Stability of solitons to transverse perturbations". Plasma Phys. 19, 343, 1977.

13. В.Каршман, Е.Маслов "Теория возмущений для солитонов" ЖЭТФ 73, 537, 1977.
14. А.Г.Литвак, А.М.Сергеев "Об одномерном коллапсе ленгмюровских волн" Письма ЖЭТФ 27, 549, 1978.
15. K.Sauer, K.Baumgärtel "Stationary nonlinear interaction between high-and low-frequency waves and the generation of density cavities in a plasma". J. Pl. Phys. 17, 185, 1977.
16. K.B.Dysthe, H.L.Pécseli "Non-linear Langmuir wave modulation in collisionless plasmas". Plasma Physics 19, 931, 1977.
17. K.B.Dysthe, E.Mjølhus, H.Pécseli, L.Stenflo. "Langmuir solitons in magnetized Plasmas", Tromsø, 1978.
18. K.B.Dysthe, H.L.Pécseli "Nonlinear Langmuir wave modulation in weakly magnetized plasmas", Roskilde, 1978.
19. J.J.Rasmussen "Finite amplitude electron plasma waves in a cylindrical waveguide", Roskilde, 1978.
20. Ф.Х.Хакимов, В.Н.Цытович "О стабилизации модуляционной неустойчивости и быстрых ленгмюровских солитонах в неравновесной плазме" Радиофизика 21, 141, 1978.
21. Т.А.Давыдова, К.П.Шамрай "О модуляционной неустойчивости в неоднородном поле накачки" Физика плазмы 3, 591, 1977.
22. Т.А.Давыдова, К.П.Шамрай "Об эволюции локализованного поля в плазме". Препринт ИТФ 77-140Р, Киев, 1978.
23. В.В.Красносельских, В.И.Сотников "Коллапс ленгмюровских волн в магнитном поле". Физика плазмы 3, 872, 1977.
24. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко "Ленгмюровская турбулентность и диссипация высокочастотной энергии" ЖЭТФ 73, 1352, 1977.
25. Т.А.Горбушина, Л.М.Дегтярев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко "Одномерная турбулентность ленгмюровских волн" Препринт ИИМ № 17, Москва, 1978.
26. С.В.Антипов, М.В.Незлин, Е.Н.Снежкин, А.С.Трубников "Ленгмюровские солитоны". Препринт ИАЗ-2907, Москва, 1977.
27. N.P.Pereira, R.N.Sudan, J.Denavit "Numerical simulations of one-dimensional solitons", Phys. Fl. 20, 271, 1977.
28. N.P.Pereira, R.N.Sudan, J.Denavit "Numerical study of two-dimensional generation and collapse of Langmuir solitons" Phys. Fl. 20, 936, 1977
29. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, Ю.П.Захаров ЖЭТФ 45, 1184, 1975.
30. J.Denavit "Numerical simulation of plasmas with periodic smoothing in phase-space" J. Comp. Phys. 9, 75, 1972.
31. J.Matsuda, F.W.Crowford. Phys. Fl. 18, 1336, 1975.
32. Л.И.Рудаков ДАН СССР 207, 821, 1972.
33. Ю.С.Сигов, Ю.В.Ходырев "Одномерный квазиколлапс ленгмюровских волн при параметрическом воздействии на плазму". Препринт ИИМ № 11, Москва, 1976.
Ю.С.Сигов, Ю.В.Ходырев ДАН СССР 229, 833, 1976.
34. А.Н.Полюдов, Р.З.Сагдеев, Ю.С.Сигов "Численное моделирование двумерной ленгмюровской турбулентности". Препринт ИИМ № 128, Москва, 1974.
А.Н.Полюдов, Ю.С.Сигов Proc. XII Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases v.1, p.332, 1975, Eindhoven.
35. В.В.Долгополов "О влиянии давления поля волны на продольные колебания в плазме". Препринт ХФТИ-70-58, Харьков, 1970.
36. В.И.Петвиашвили "Устойчивость и кинетические эффекты стоячей ленгмюровской волны". Письма ЖЭТФ 26, 313, 1977.
37. K.Baumgärtel "Self-modulation of a strong standing wave in a plasma due to the ponderomotive force". Proc. XIII Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases v. II, p.835, 1977, Berlin.
38. P.Michelsen, H.L.Pécseli, J.J.Rasmussen, N.Sato "Stationary density variation produced by a standing plasma wave". Phys. Fl. 20, 1094, 1977.
39. Yu.Sigov, Yu. Khodirev "Numerical study of the high amplitude Langmuir oscillations". Proc. XI Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases", v.1, p. 333, 1973, Prague.

40. H. Ikezi, K. Nishikawa, K. Mima J. Phys. Soc. Japan 37, 766, 1974.
41. H. Ikezi, R. P. H. Chang, R. A. Stern Phys. Rev. Let. 36, 1047, 1976.
42. H. C. Kim, R. Stenzel, A. Y. Wong. Phys. Rev. Let. 33, 886, 1974.
43. A. Y. Wong, B. H. Quon Phys. Rev. Let. 34, 1499, 1975.
44. Y. Kiwamoto, H. Kuwahara, H. Tanaka J. Ph. S. Japan, 42, 1005, 1977.
45. С. В. Антипов, М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин, А. С. Трубников Письма ЖЭТФ 23, 613, 1976; 25, 158, 1977.
46. G. J. Morales, Y. C. Lee "Effect of localized electric fields on the evolution of velocity distribution function". Phys. Rev. Let. 33, 1534, 1974.
47. G. J. Morales, Y. C. Lee "Spiky turbulence generated by a propagating electrostatic wave of finite spatial extent". Phys. Fl. 19, 690, 1976.
48. G. J. Morales, Y. C. Lee "Generation of density cavities and localized electric fields in a nonuniform plasma". Phys. Fl. 20, 1135, 1977.

Подписи к рисункам

- Рис. 1. Распределение плотности поля $E/E_0^2(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ при разных параметрах стоячей волны.
 - - - - - распределение $E/E_0^2(x)$ в начальный момент времени.
- Рис. 2. Распределение поля $E(x)$ при разных параметрах стоячей волны.
 - - - - - распределение поля солитона $E_{теор}(x)$ в масштабе $E_T = E_{max}$.
- Рис. 3. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $W_m/W_0(t)$ при разных параметрах стоячей волны.
 x - прямой расчет; o - расчет со сглаживанием.
- Рис. 4. Зависимость от времени максимального возмущения плотности $(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$ при разных параметрах стоячей волны.
 - - - - - из $n_i(x)$ по сумме гармоник; стрелкой отмечено $t = t_{max}$.
- Рис. 5. Зависимость от времени энергии поля W_E и энергии электронов плазмы ΔW_e при разных параметрах стоячей волны.
- Рис. 6. Распределение плотности поля $E^2/8\pi nT(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I.
 - - - - - Распределение $E^2/8\pi nT(x)$ в начальный момент времени.
- Рис. 7. Распределение поля $E(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I.
 - - - - - распределение поля солитона $E_{теор}(x)$ для $E_T = E_{max}$.
 $E_{max}/E_T = 1$.
- Рис. 8. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ в $t \sim 20 T_{oe}$ при разных амплитудах волны. Случай I-I - I-5.

Рис. 9. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $w_m/w_0(t)$ при разных амплитудах волны. Случай I-1 - I-3.

x - прямой расчет; o - расчет по сглаживанию.

Рис. 10. Зависимость от времени максимального возмущения плотности $(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$ при разных амплитудах волны. Случай I-1 - I-3.

--- из $n_i(x)$ по сумме гармоник; стрелкой отмечено $t = t_{max}$.

Рис. 11. Распределение плотности поля $E^2/E_0^2(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ при разных амплитудах волны. Случай I-1 - I-3.

--- средний уровень $E^2/E_0^2(x)$ в первый плазменный период.

Рис. 12. Распределение поля $E(x)$ при разных амплитудах волны. Случай I-1 - I-3.

--- распределение поля солитона $E_{теор}(x)$ в масштабе $E_T = E_{max}$.

Рис. 13. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ в разные моменты времени. Случай I-2.

Рис. 14. Распределение плотности поля $E^2/\delta\pi n_T(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I-2.
а. $t/T_{oe} \sim 40$; б. $t/T_{oe} \sim 60$.

Рис. 15. Распределение поля $E(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I-2.
а. $t/T_{oe} \sim 40$; б. $t/T_{oe} \sim 60$.

--- распределение поля солитона $E_{теор}(x)$ в масштабе $E_T = E_{max}$.
а. $E_{max}/E_T = 1,9$; б. $E_{max}/E_T = 1$.

Рис. 16. Зависимость от времени энергии поля W_E и энергии электронов ΔW_e . Случай I-2. Вертикальными прямыми показаны пределы изменения W_E и ΔW_e .

Рис. 17. Распределение поля $E(x)$ и поля гармоник $E^N(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I-2.

Рис. 18. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ в разные моменты времени. Случай I-3.
 $\tilde{n}_i(x)$ построено по сумме гармоник.

Рис. 19. Распределение плотности поля $E^2/\delta\pi n_T(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I-3.
а. $t/T_{oe} \sim 51$; б. $t/T_{oe} \sim 70$.

Рис. 20. Распределение поля $E(x)$ через четверть плазменного периода. Случай I-3.

а. $t/T_{oe} \sim 51$; б. $t/T_{oe} \sim 70$.

--- распределение поля солитона $E_{теор}(x)$, $E_T = E_{max}$.
а. $E_{max}/E_T = 1$; б. $E_{max}/E_T = 1$.

Рис. 21. Зависимость от времени энергии поля W_E и энергии электронов ΔW_e . Случай I-3. Вертикальными прямыми показаны пределы изменения W_E и ΔW_e .

Рис. 22. Зависимость от времени максимальной плотности энергии $w_m/w_0(t)$ при разных V_ϕ волны. Случай 2-2 - 2-4.

Рис. 23. Зависимость от времени максимального возмущения плотности $(\tilde{n}_i/n_0)_{min}$ при разных V_ϕ волны. Случай 2-2 - 2-4.
Стрелкой отмечено $t = t_{max}$.

Рис. 24. Распределение плотности поля $E^2/E_0^2(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ при разных V_ϕ волны. Случай 2-2 и 2-4.
--- средний уровень $E^2/E_0^2(x)$ в первый плазменный период.
... $\tilde{n}_i(x)$ в $t = t_{min}$.

Рис. 25. Распределение поля $E(x)$ при разных V_ϕ волны. Случай 2-2 - 2-4.
--- распределение поля солитона $E_{теор}(x)$ в масштабе $E_T = E_{max}$.

Рис.26. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ в разные моменты времени. Случай 2-3.

Рис.27. Распределение плотности поля $E^2/8\pi nT(x)$ через четверть плазменного периода. Случай 2-3.
а. $t/T_{oe} \sim 24$; б. $t/T_{oe} \sim 32$.

Рис.28. Распределение поля $E(x)$ через четверть плазменного периода. Случай 2-3.
а. $t/T_{oe} \sim 24$; б. $t/T_{oe} \sim 32$.
--- распределение поля солитона $E_{теор}(x)$ в масштабе $E_T = E_{max}$
а. $E_{max}/E_T = 16,9$; б. $E_{max}/E_T = 15$.

Рис.29. Зависимость от времени энергии поля W_E и энергии электронов ΔW_e . Случай 2-3.
Вертикальными прямыми показаны пределы изменения W_E и ΔW_e .

Рис.30. Распределение поля $E(x)$ и поля гармоник $E^M(x)$ через четверть плазменного периода. Случай 2-3.

Рис.31. Фазовая плоскость электронов. Случай 2-3.
а. $t/T_{oe} = 31,4$; б. $t/T_{oe} = 31,7$.

Рис.32. Фазовая плоскость ионов. Случай 2-3. $t/T_{oe} = 36,62$.

Рис.33. Распределение поля $E(x)$ и поля гармоник $E^M(x)$ в районе пика $E(x)$. Случай 2-4.

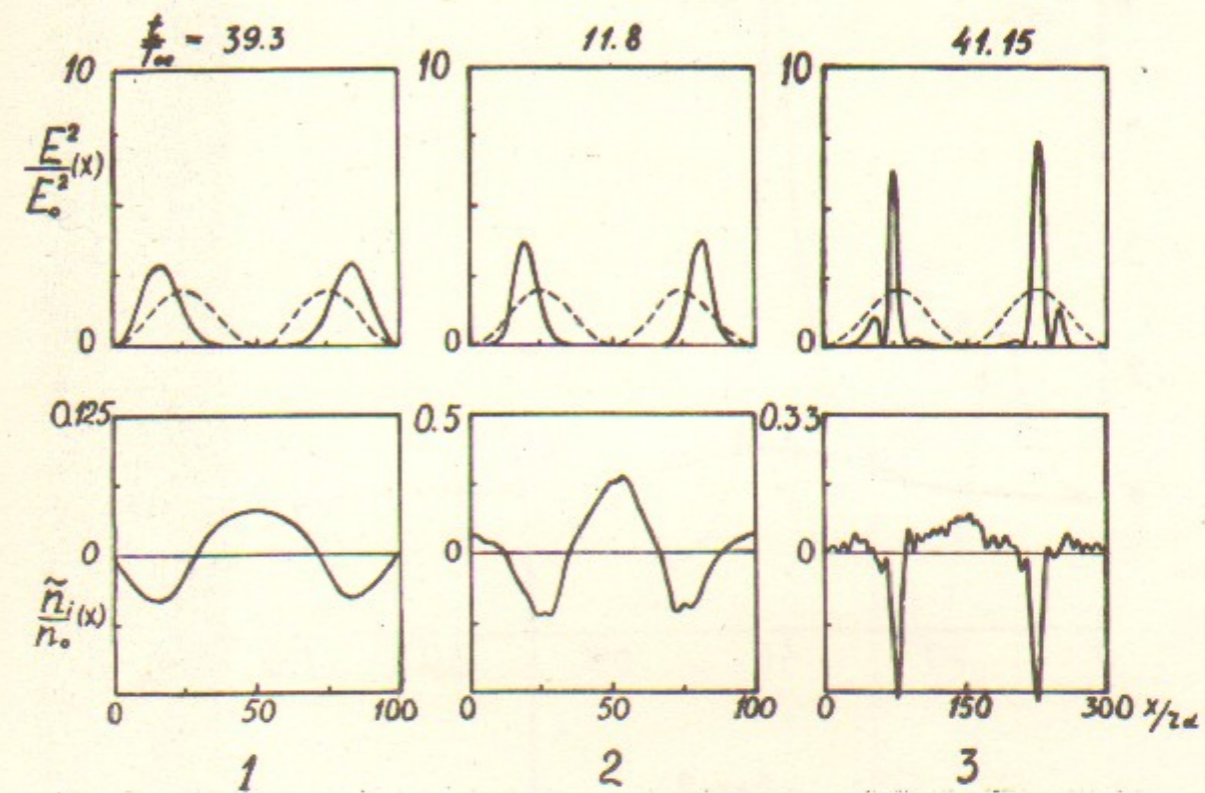


Рис.1.

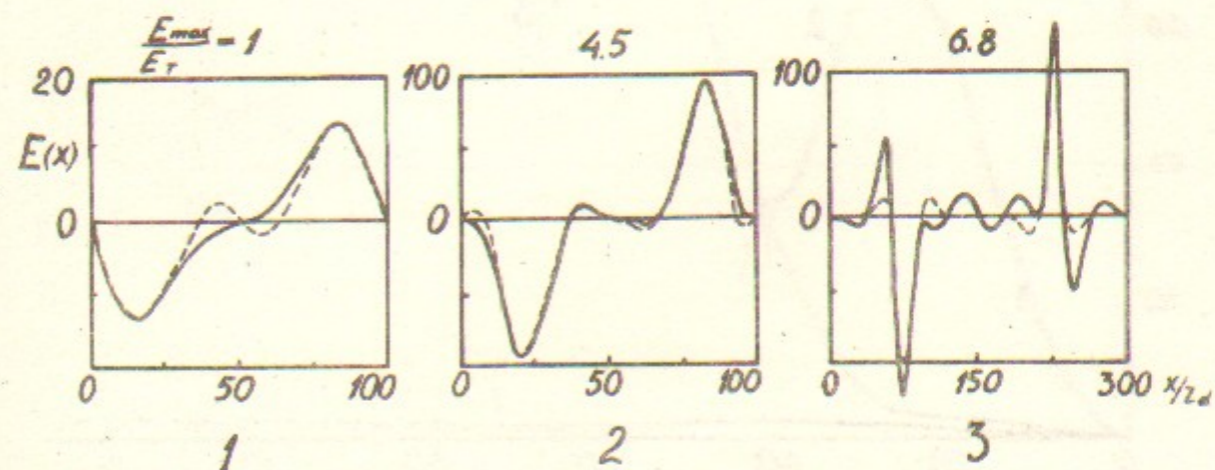


Рис.2.

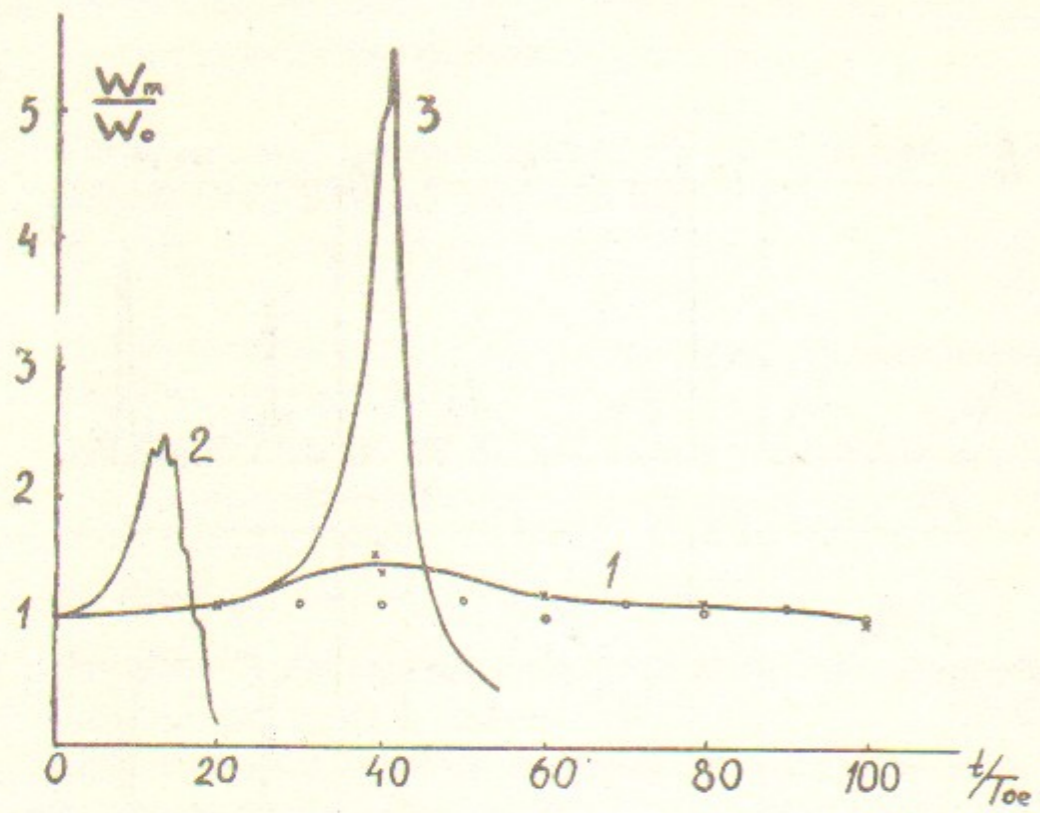


Рис.3.

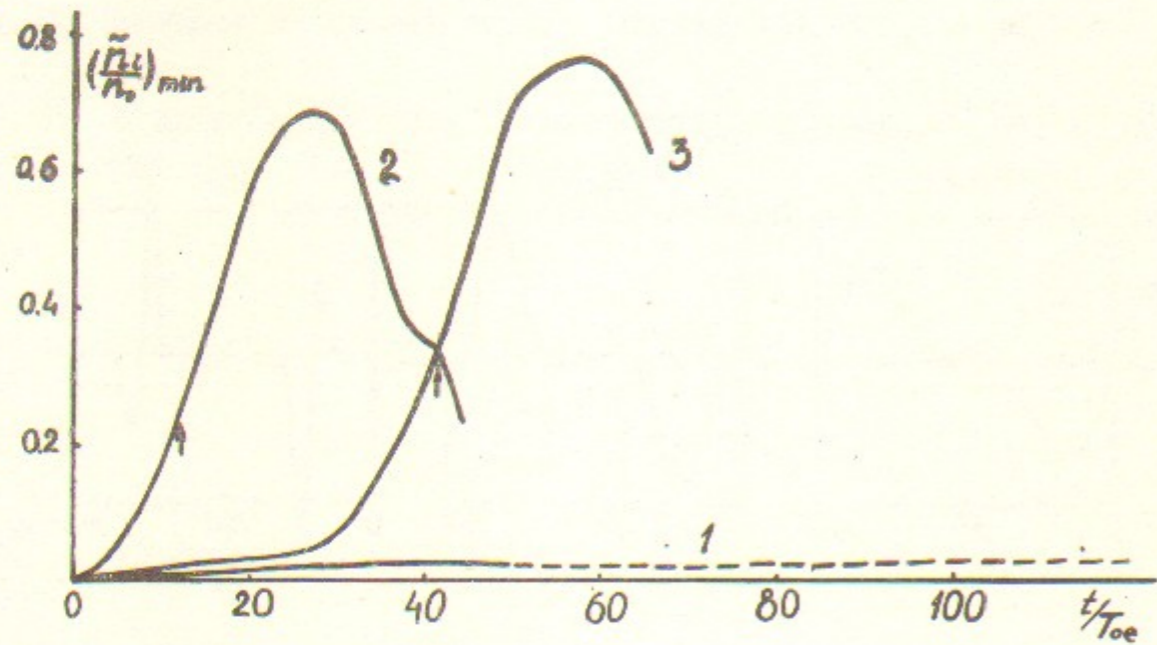


Рис.4.

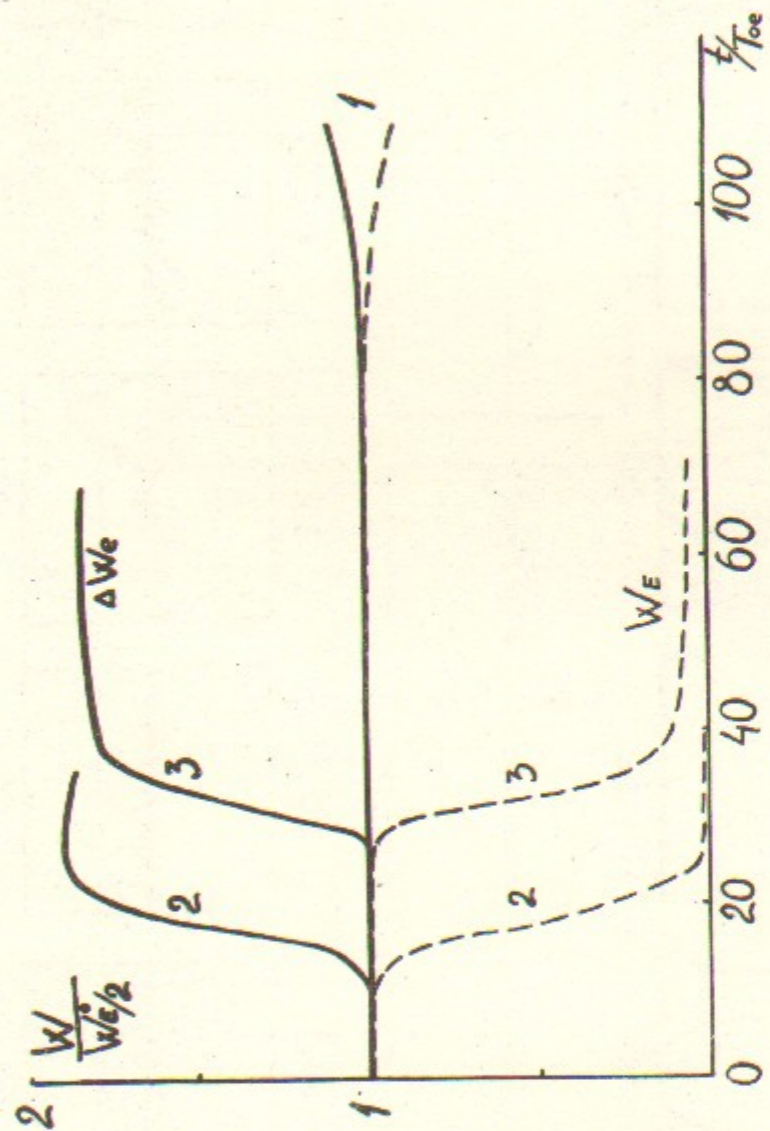


Рис.5.

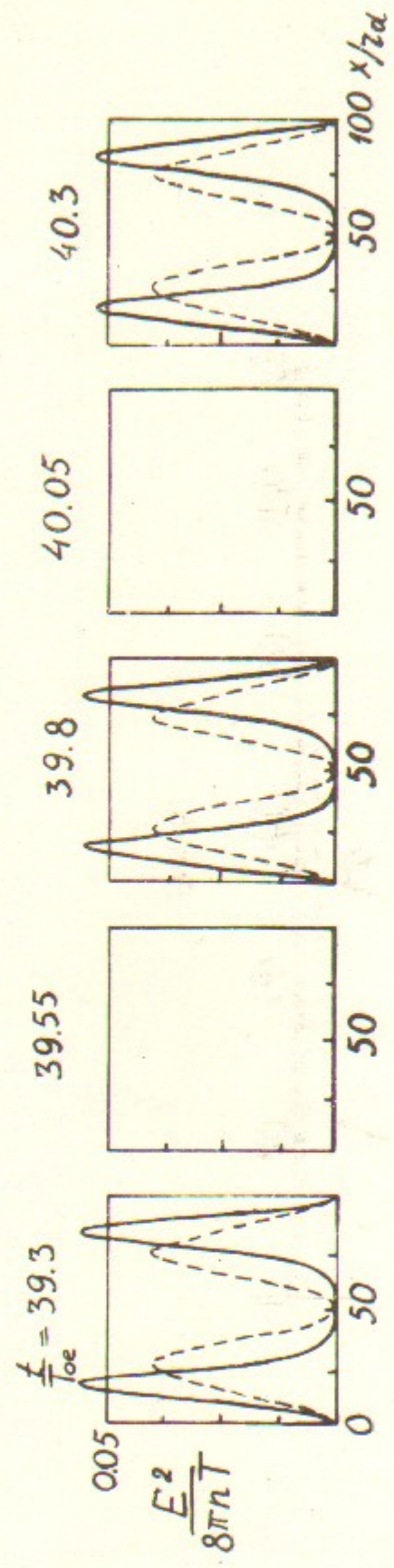


Рис. 6.

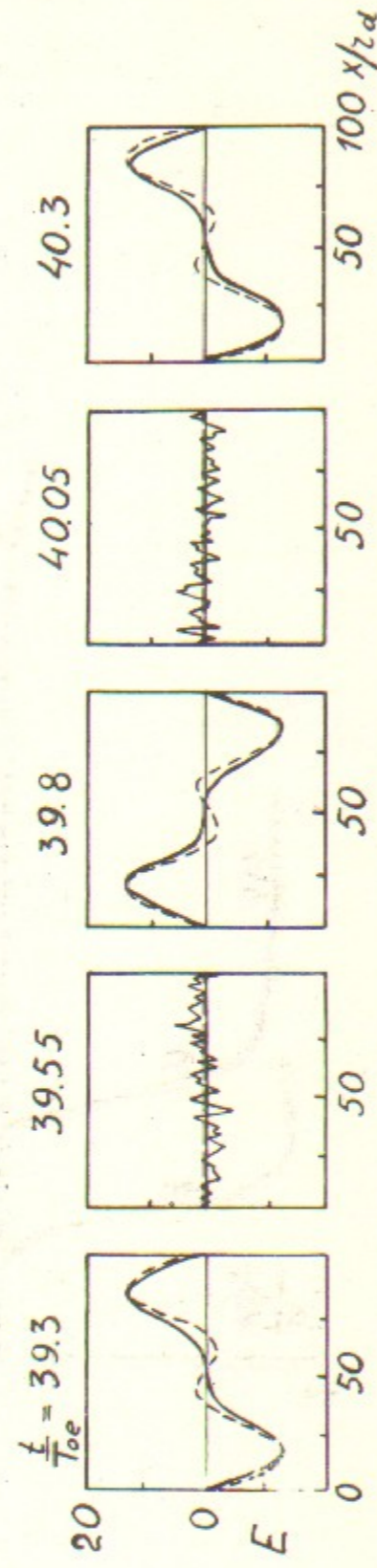


Рис. 7.

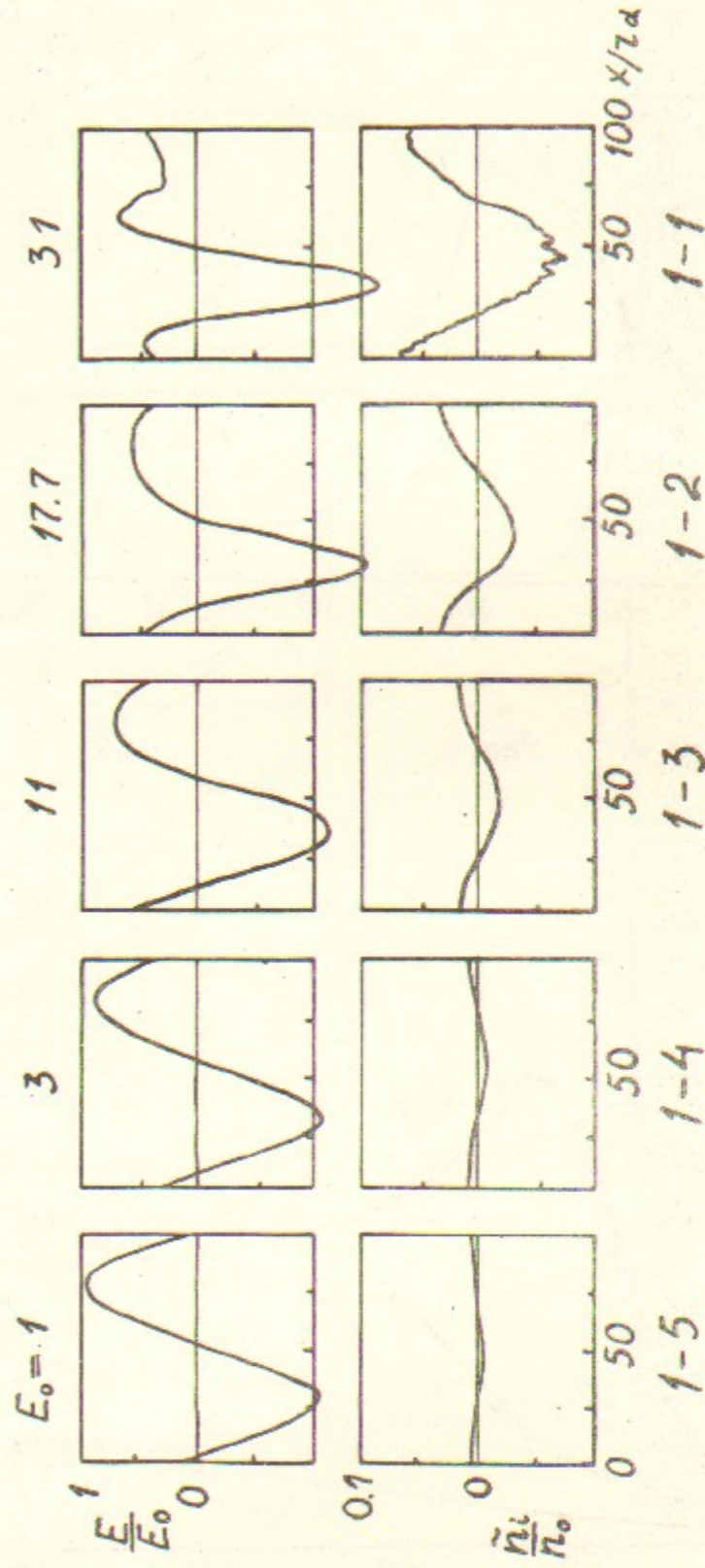


Рис. 8.

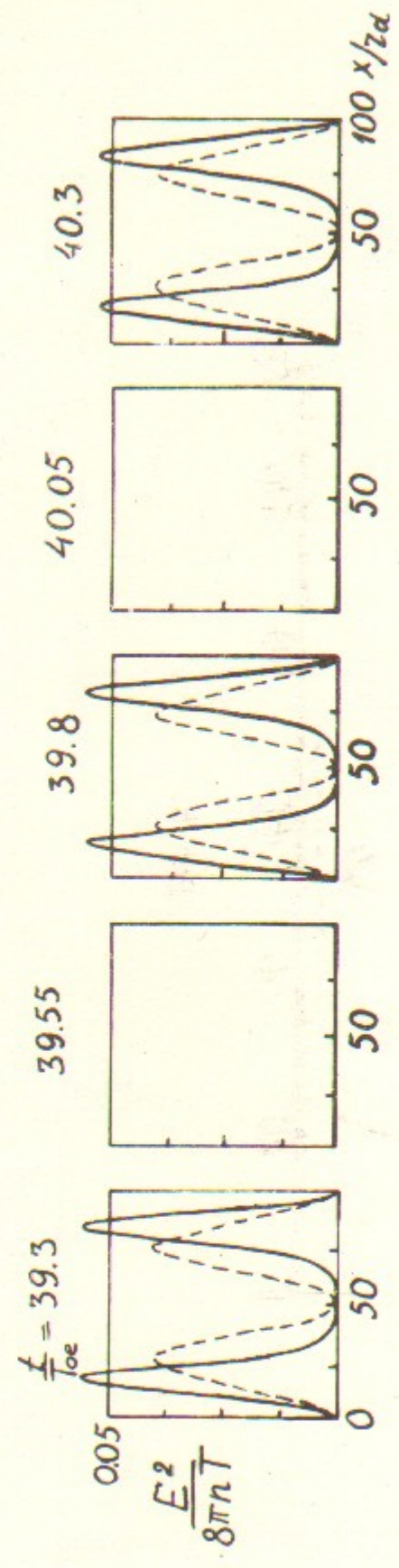


Рис. 6.

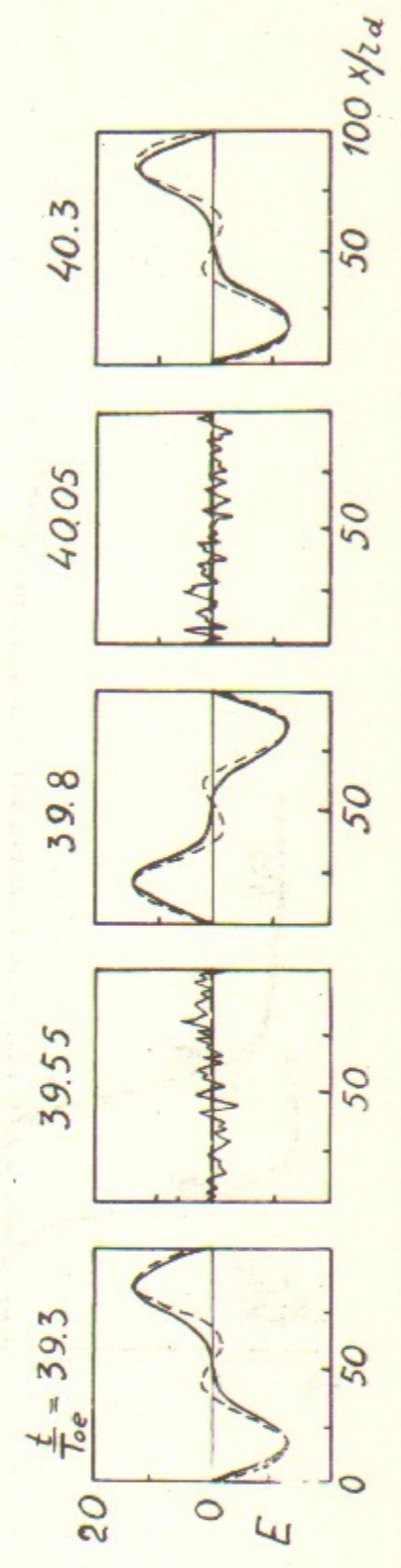


Рис. 7.

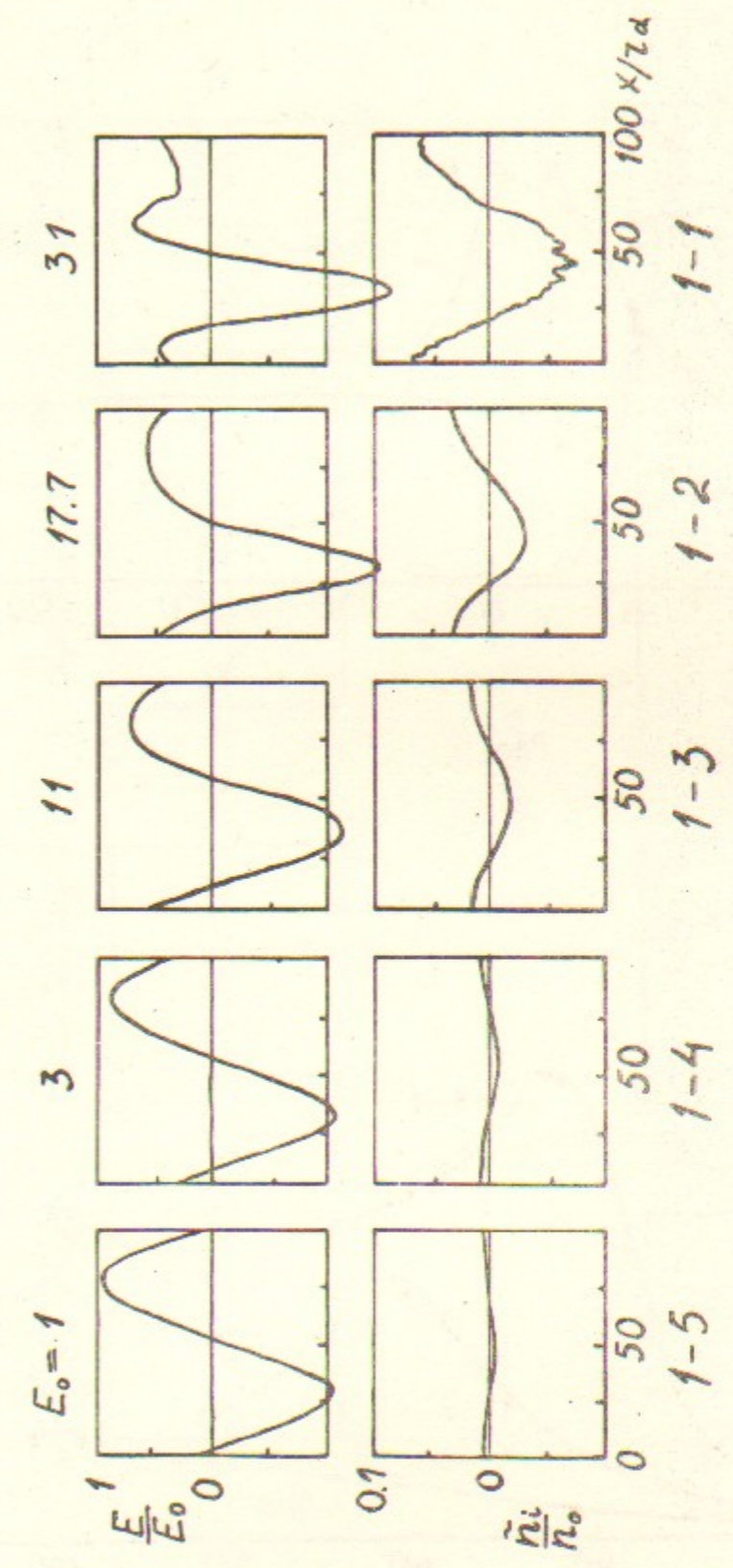


Рис. 8.

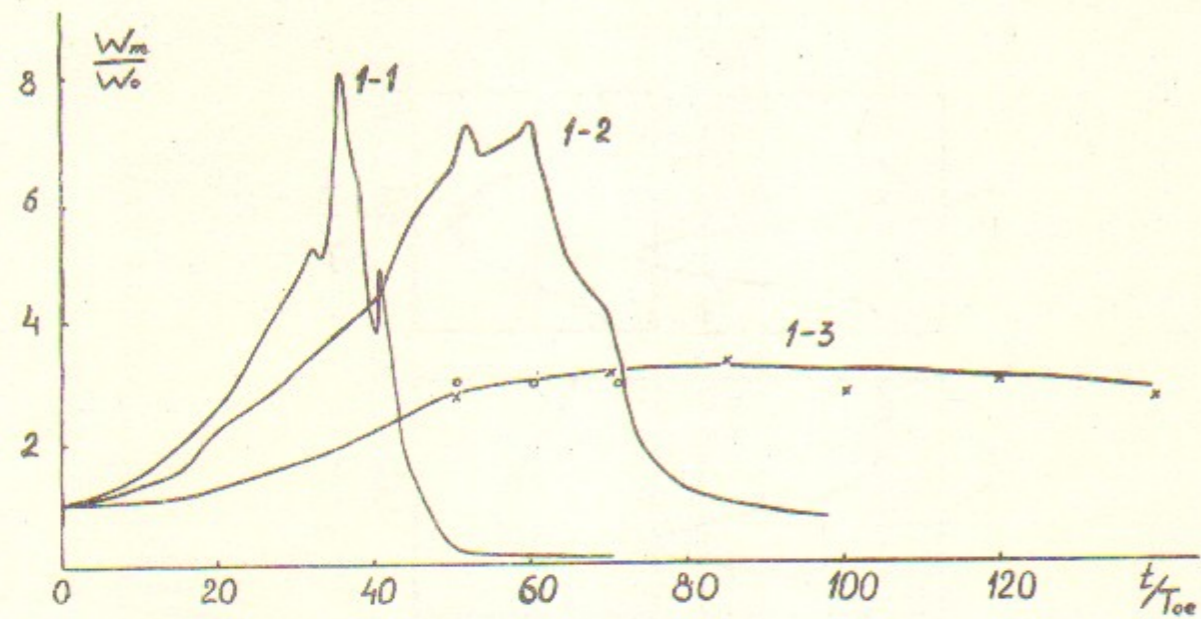


Рис. 9.

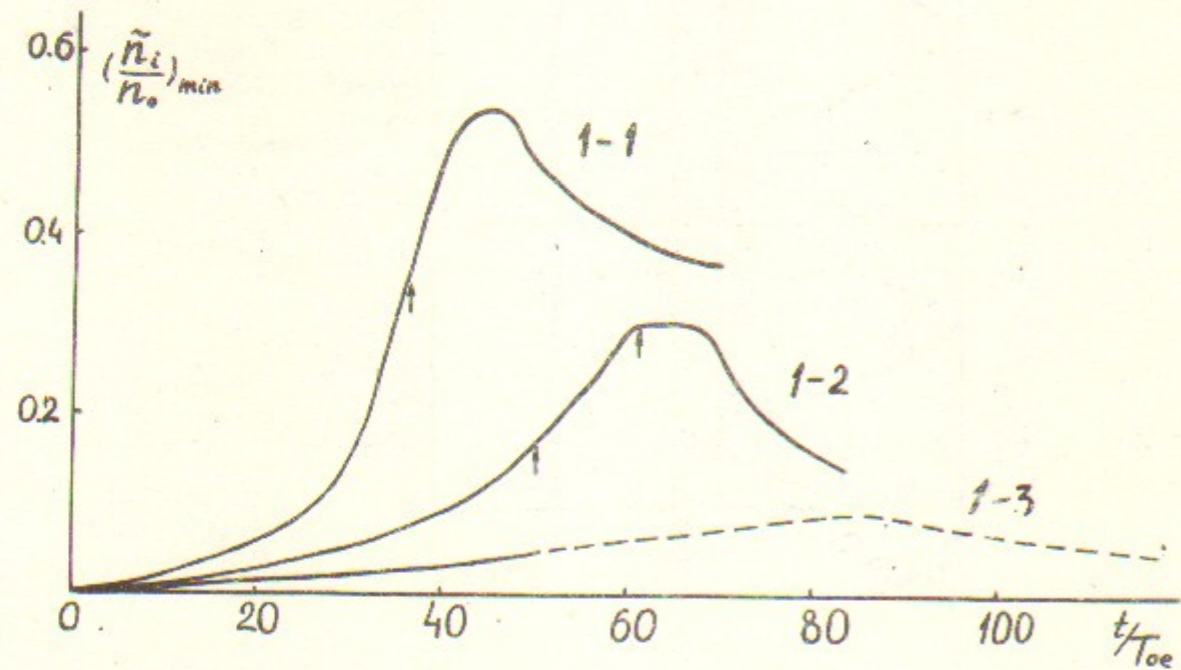


Рис. 10.

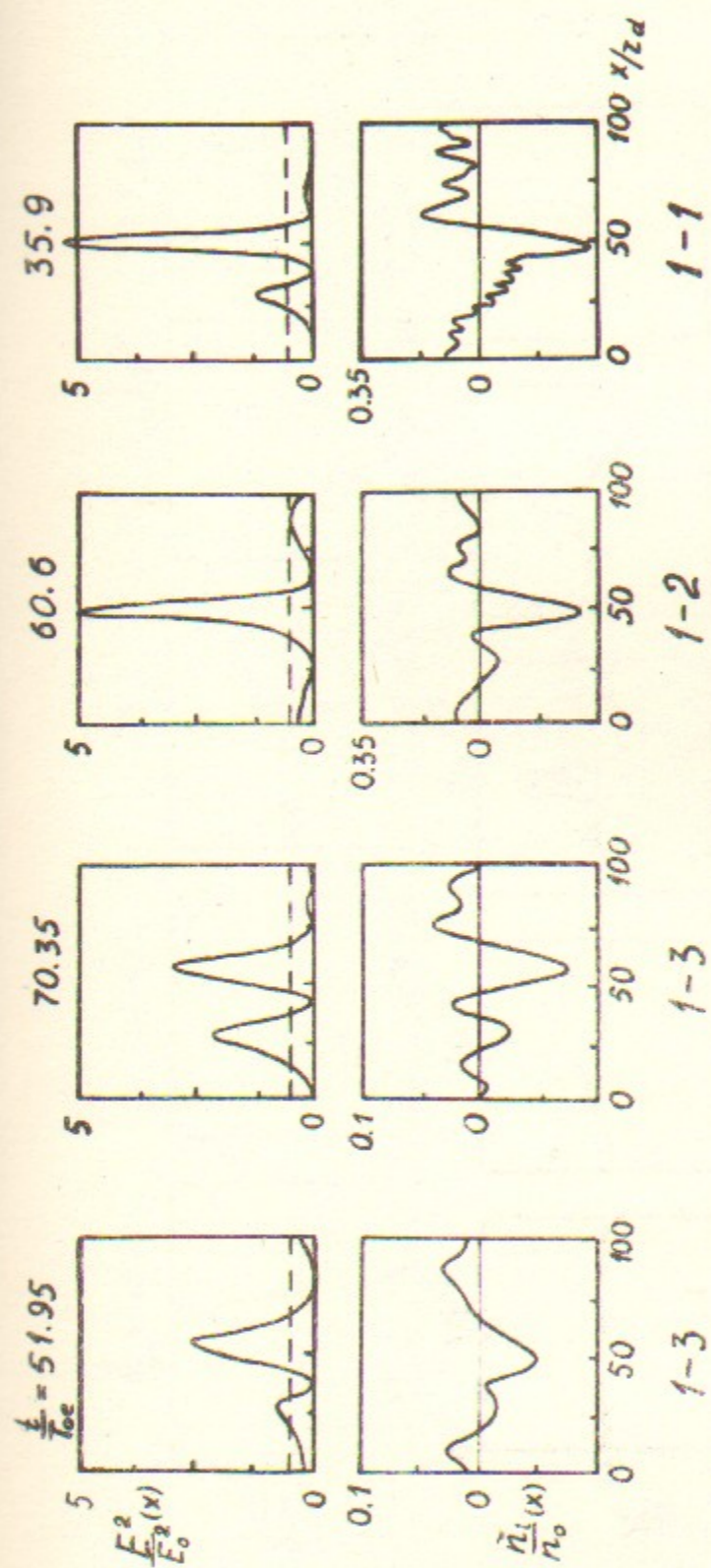


Рис. 11.

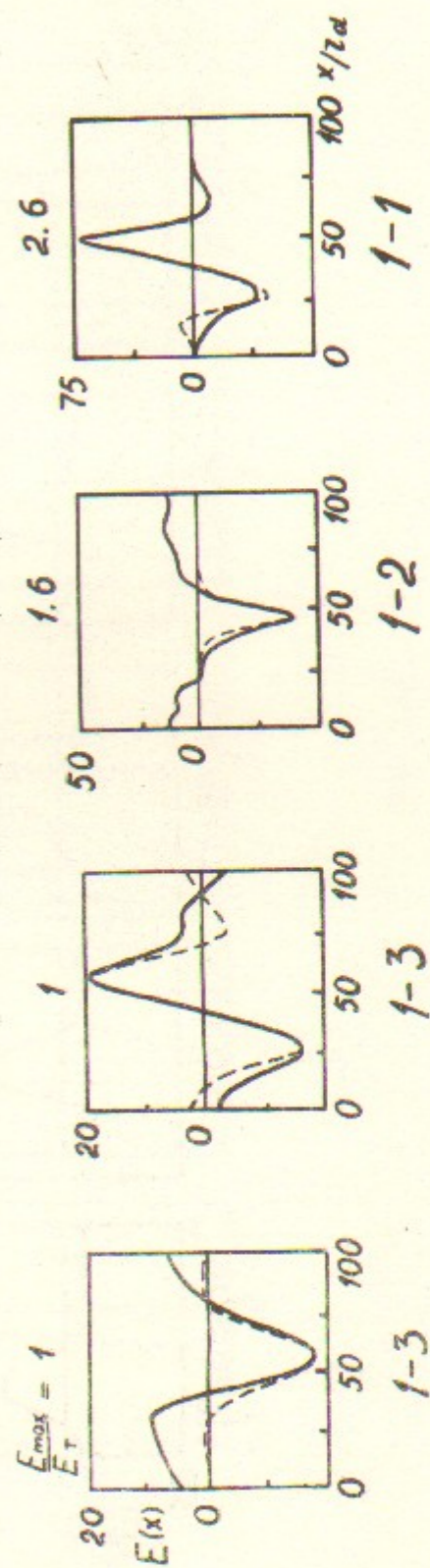


Рис. 12.

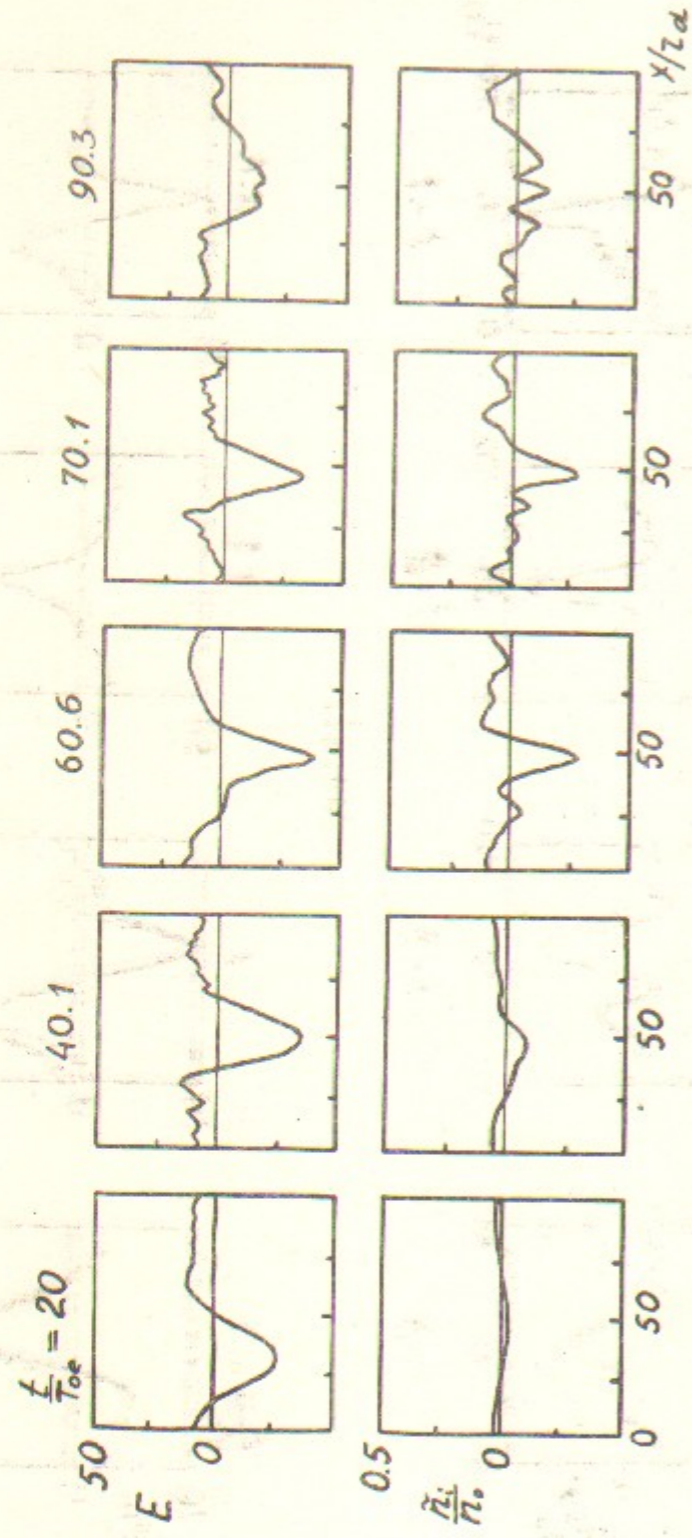


Рис. 13.

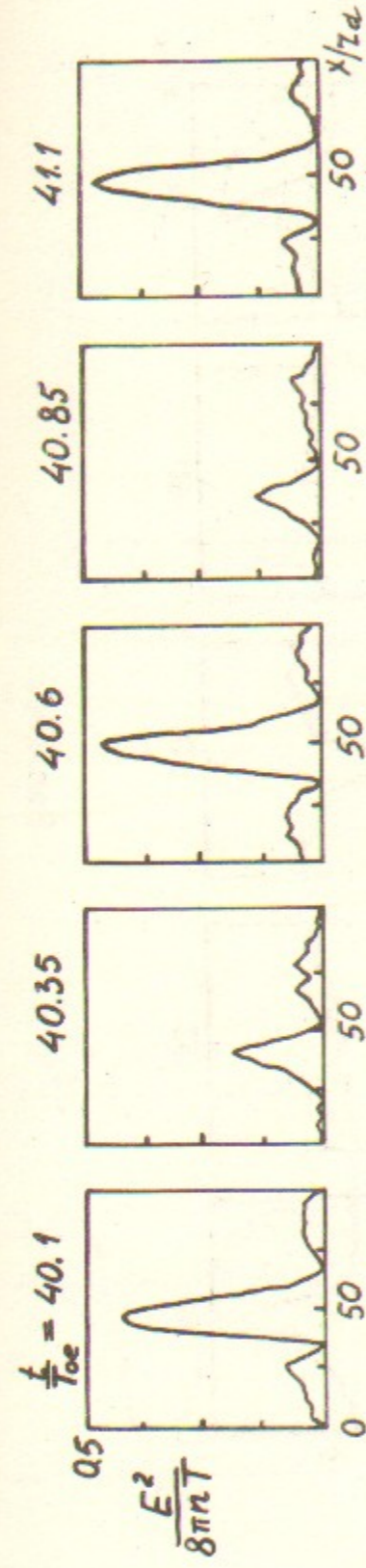


Рис. 14а.

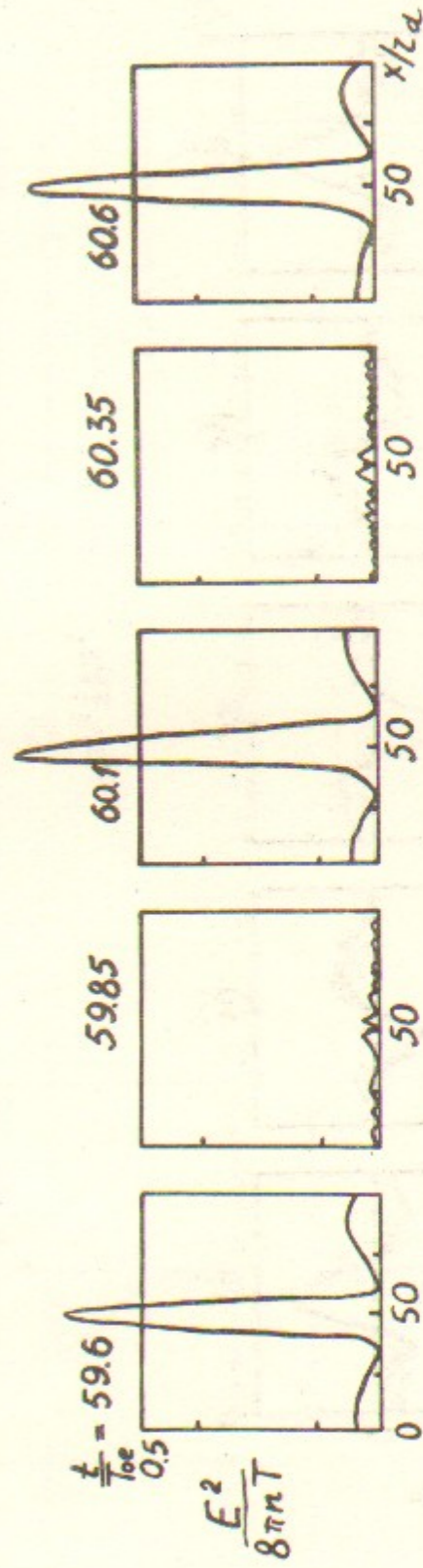


Рис. 14б.

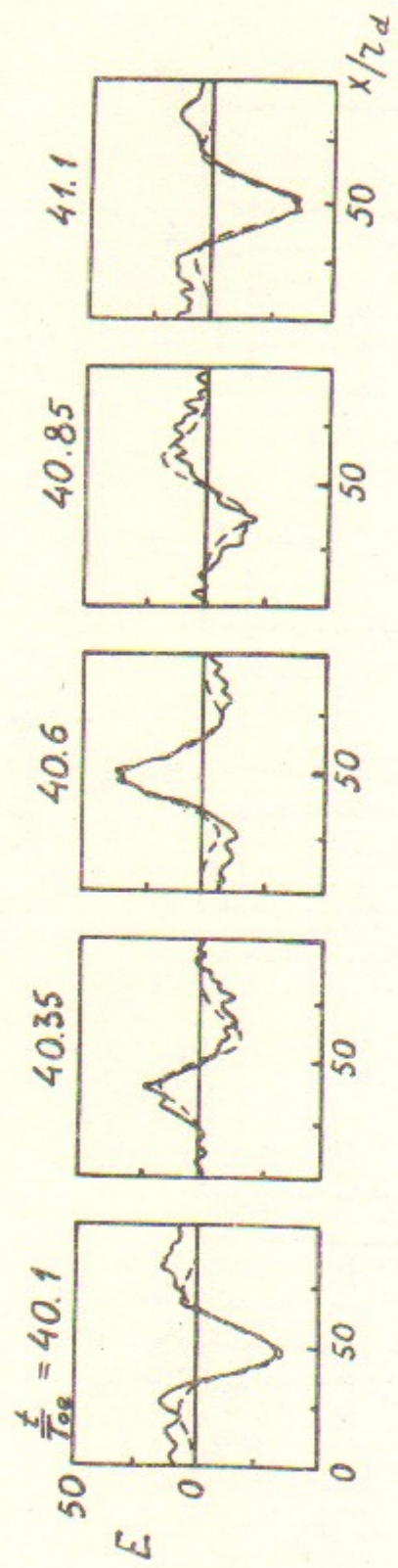


Рис. 15а.

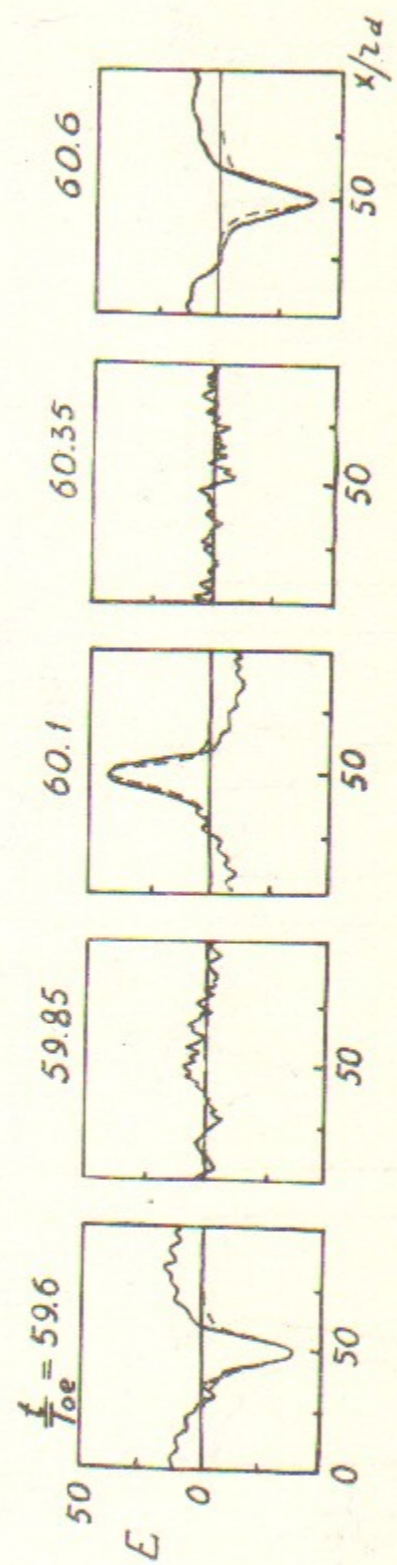


Рис. 15б.

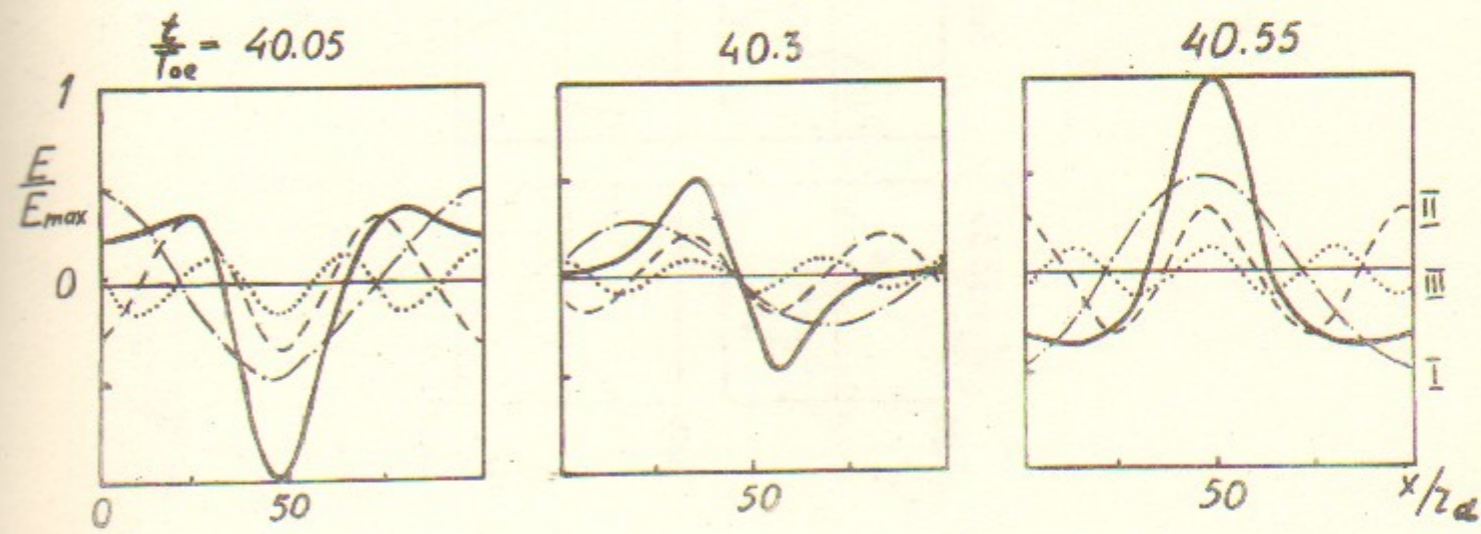


Рис. 17

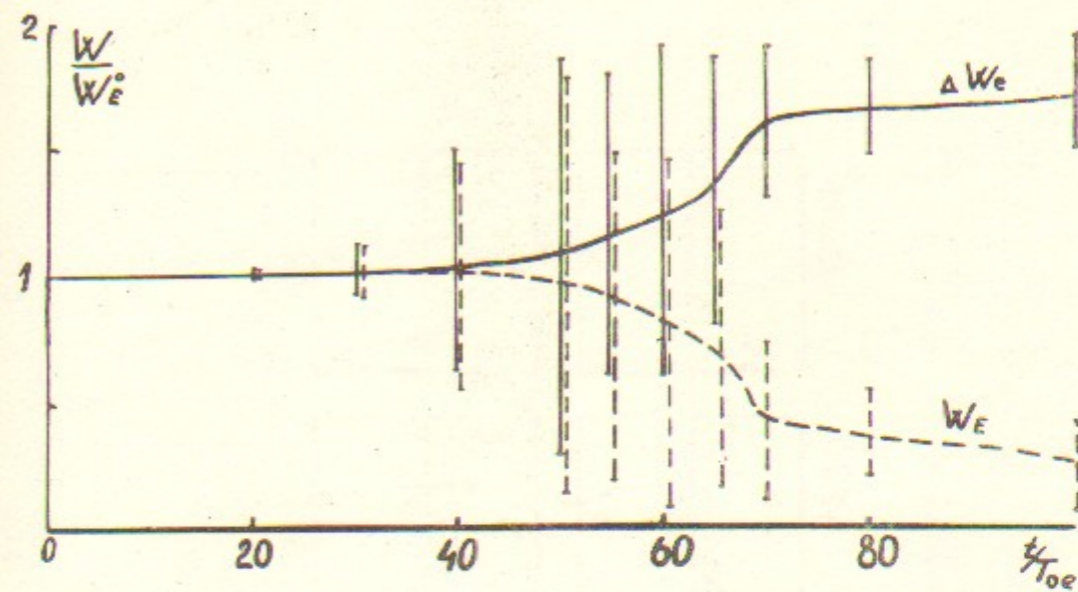


Рис. 16

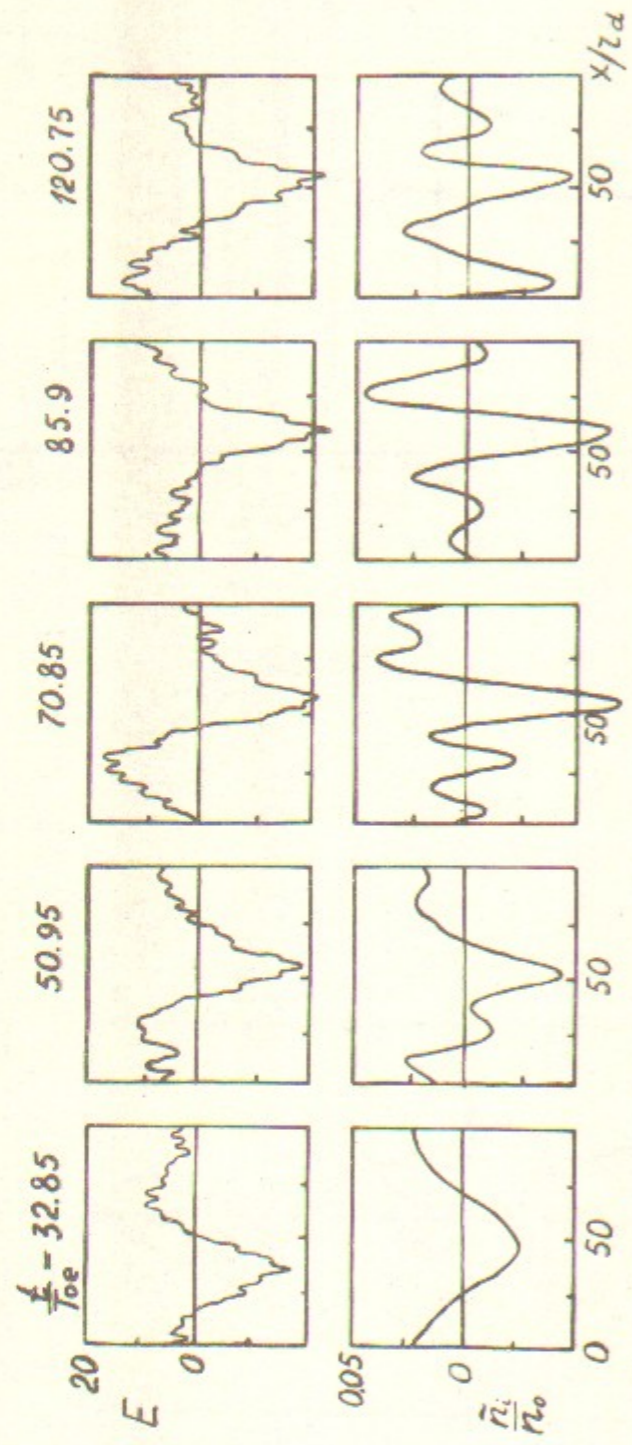


Рис. 18

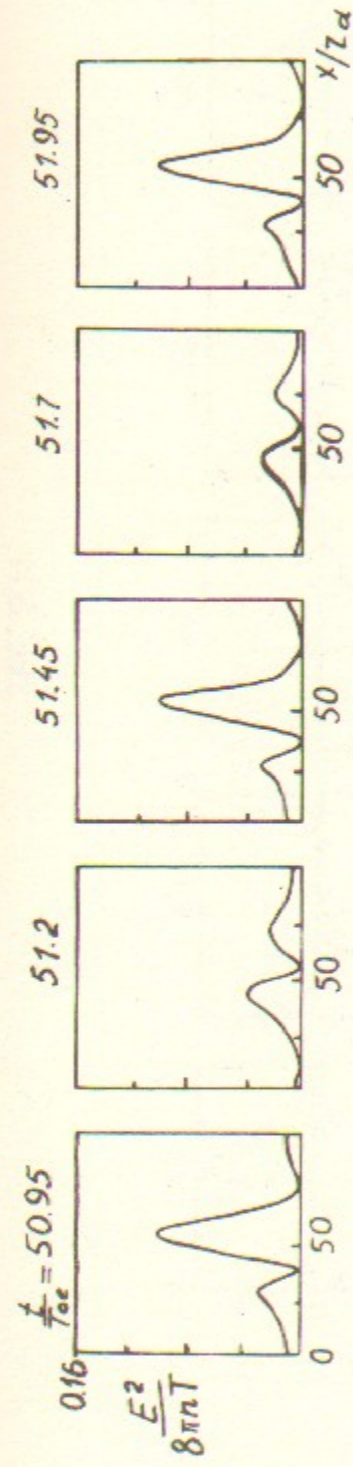


Рис. 19a

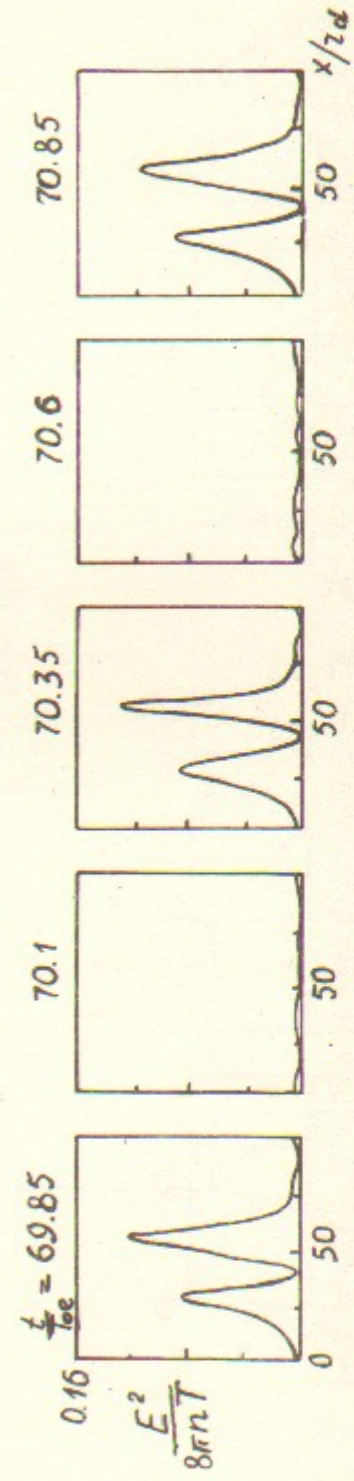


Рис. 19б

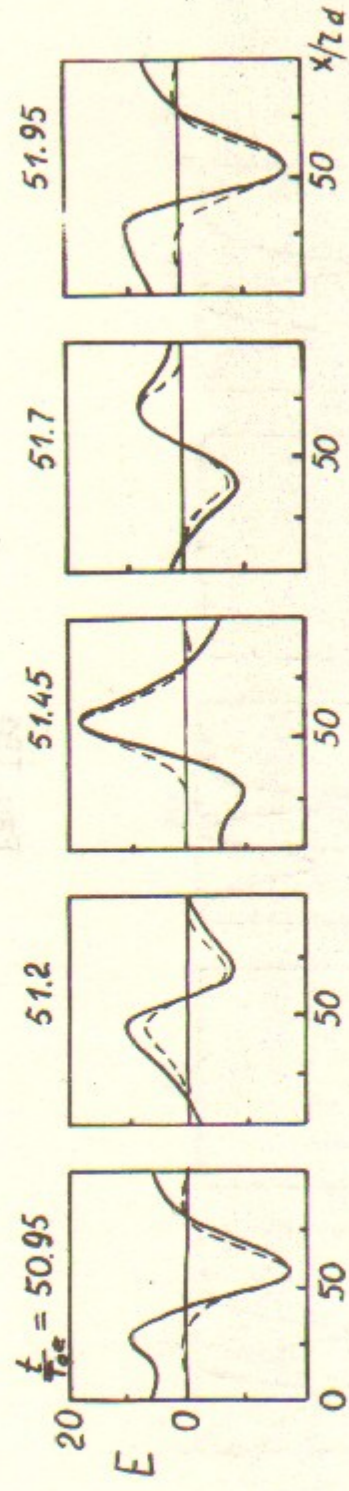


Рис. 20a

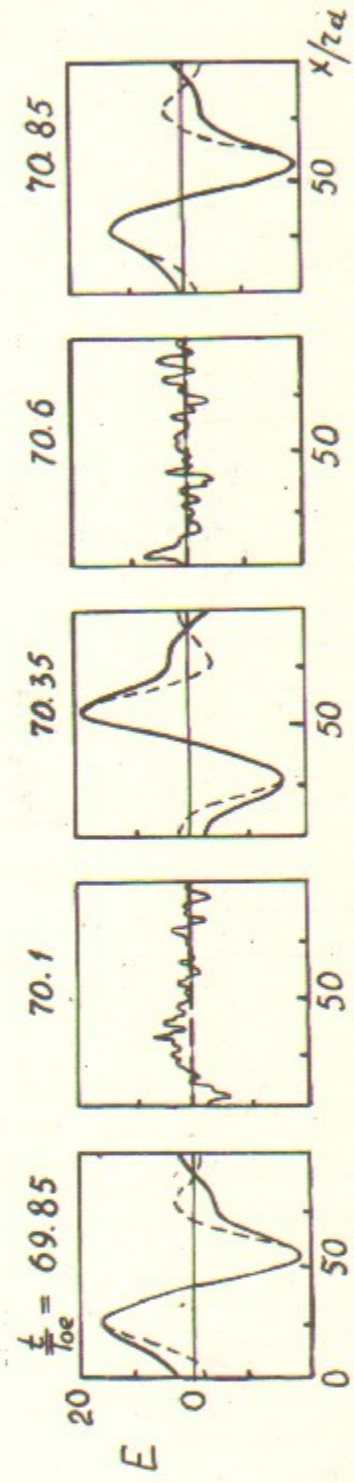


Рис. 20б

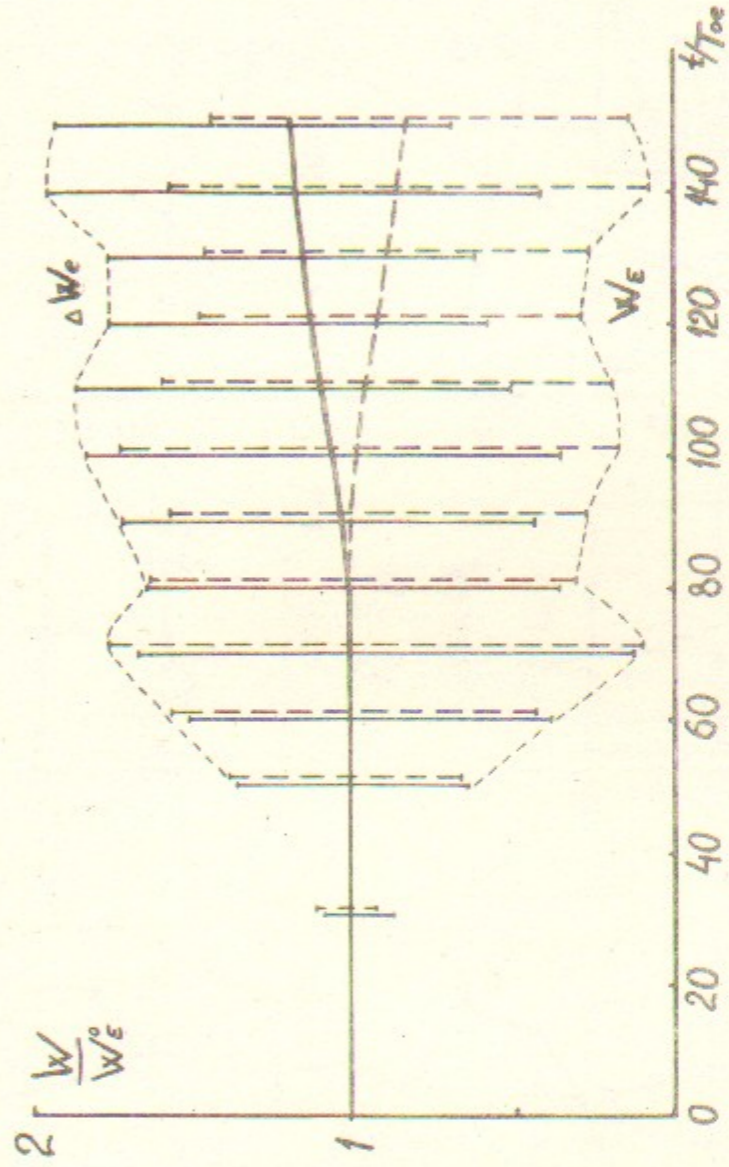


Рис. 21

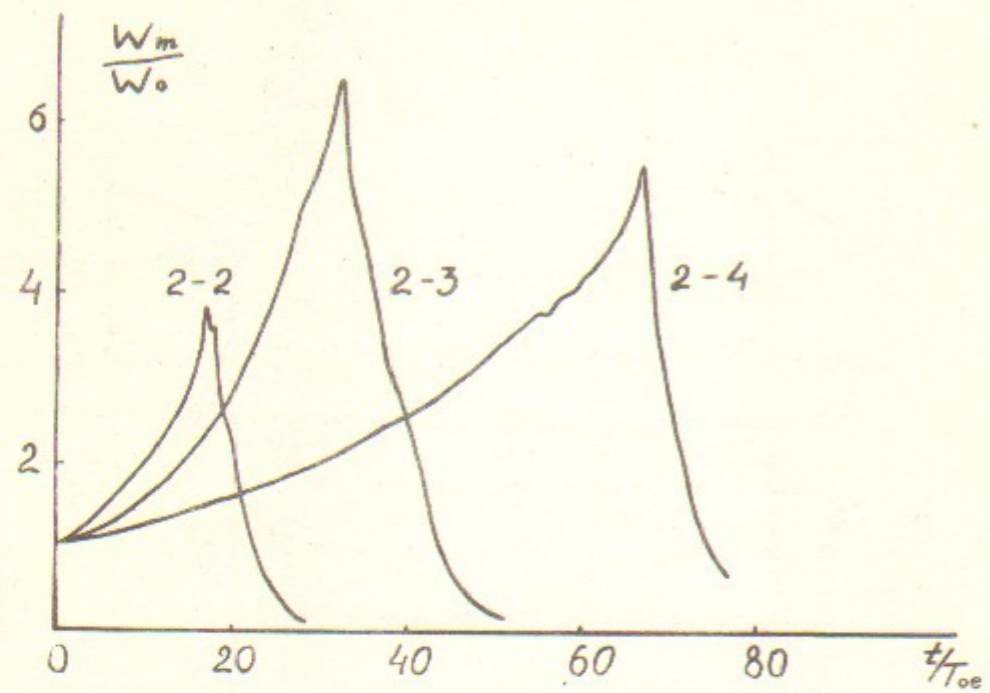


Рис. 22

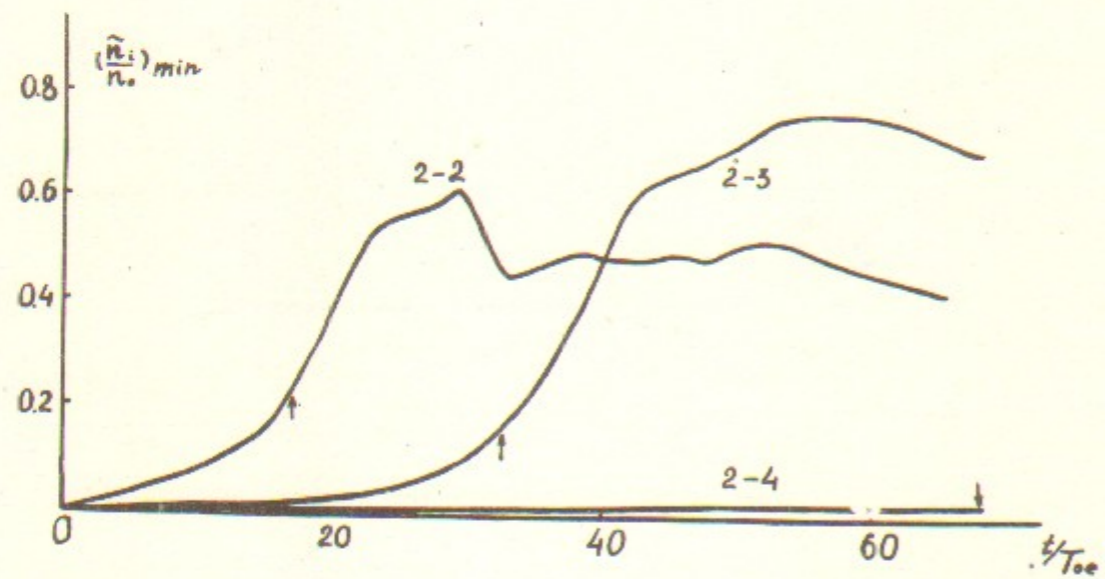


Рис. 23

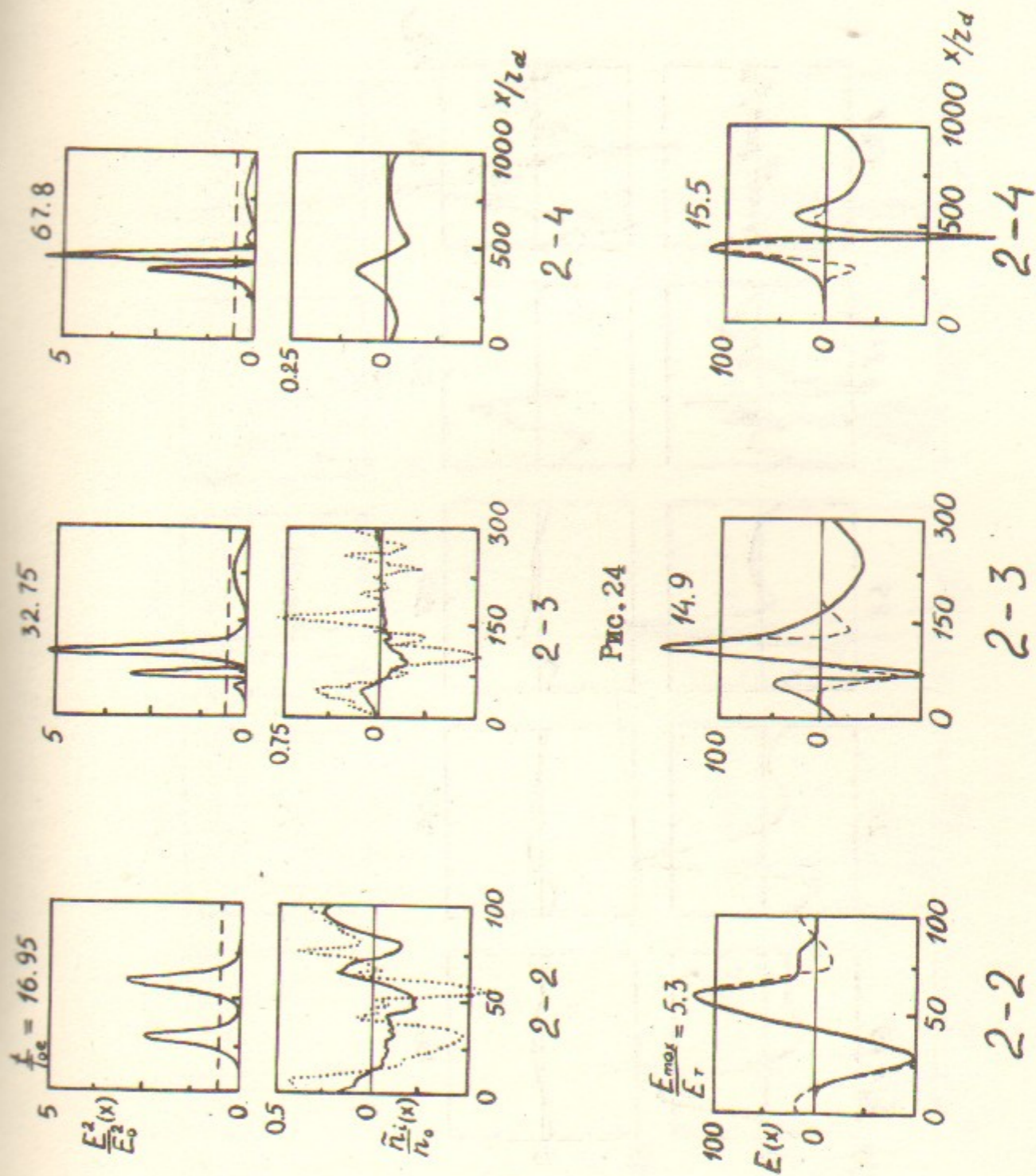


Рис. 24

Рис. 25

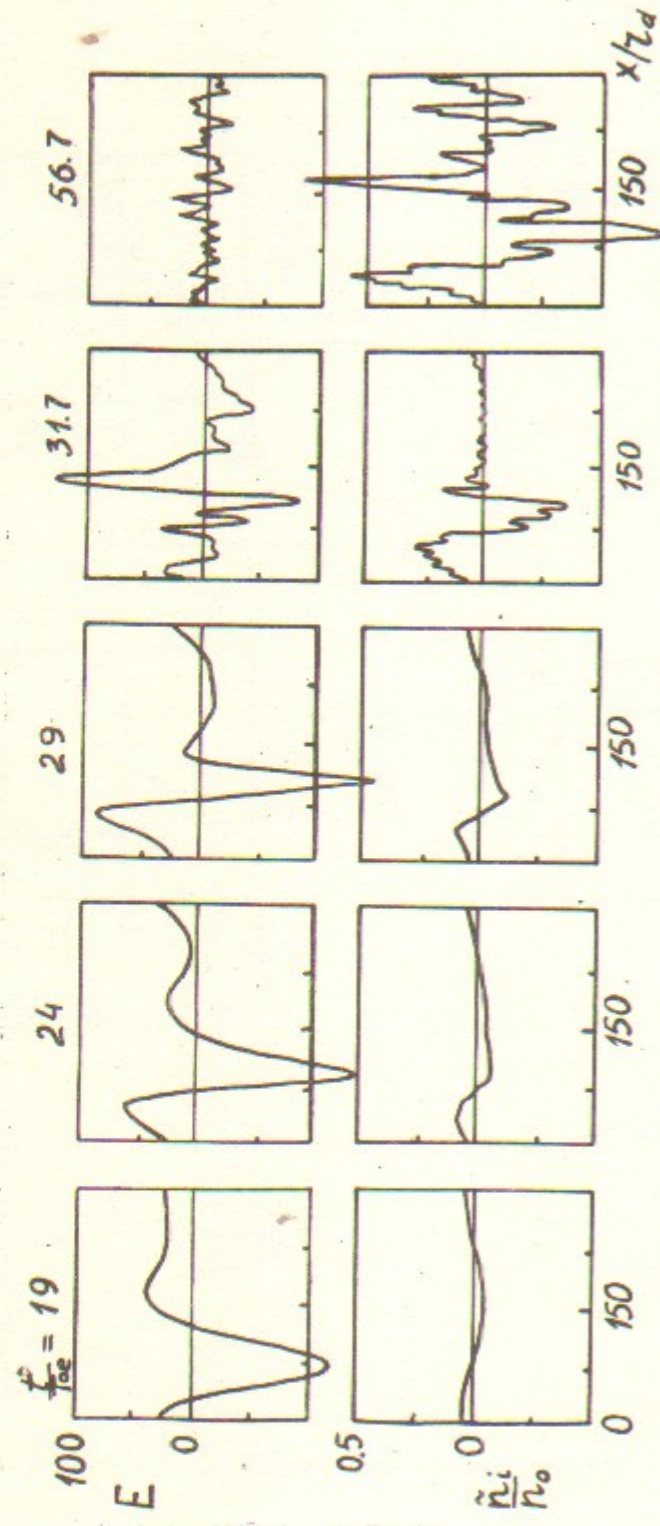


Рис. 26

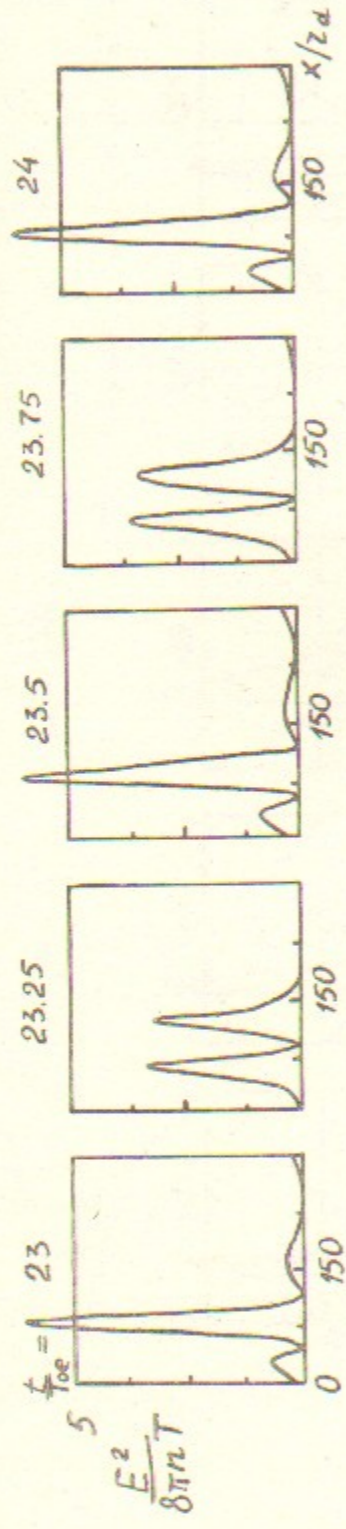


Рис. 27а

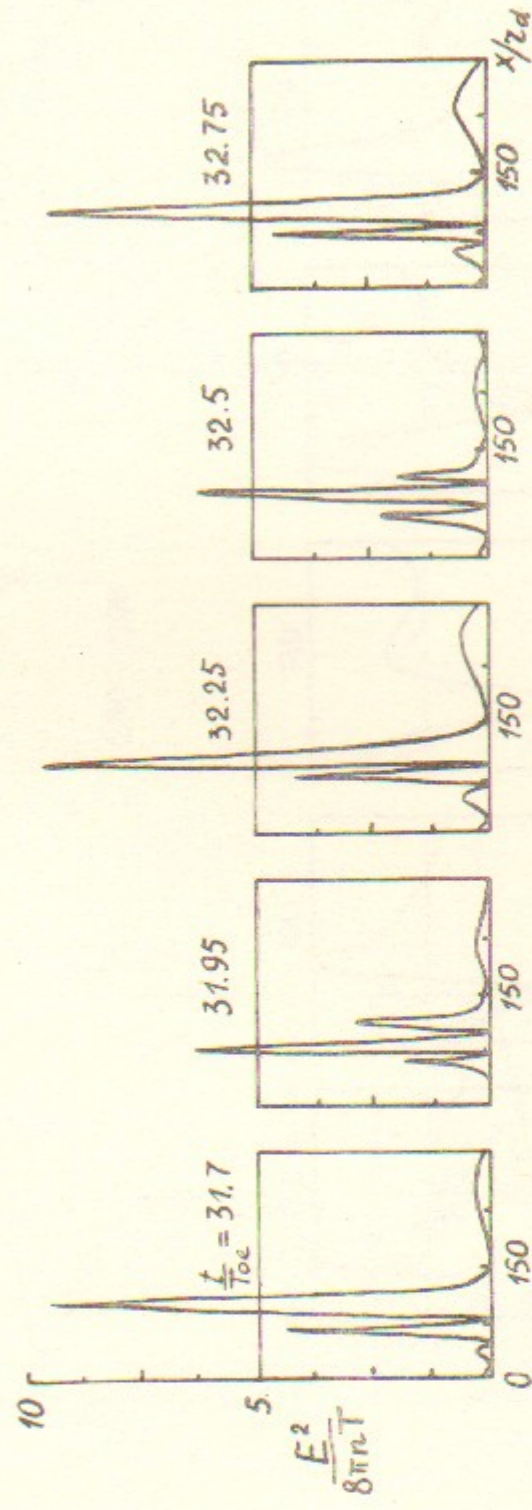


Рис. 27б

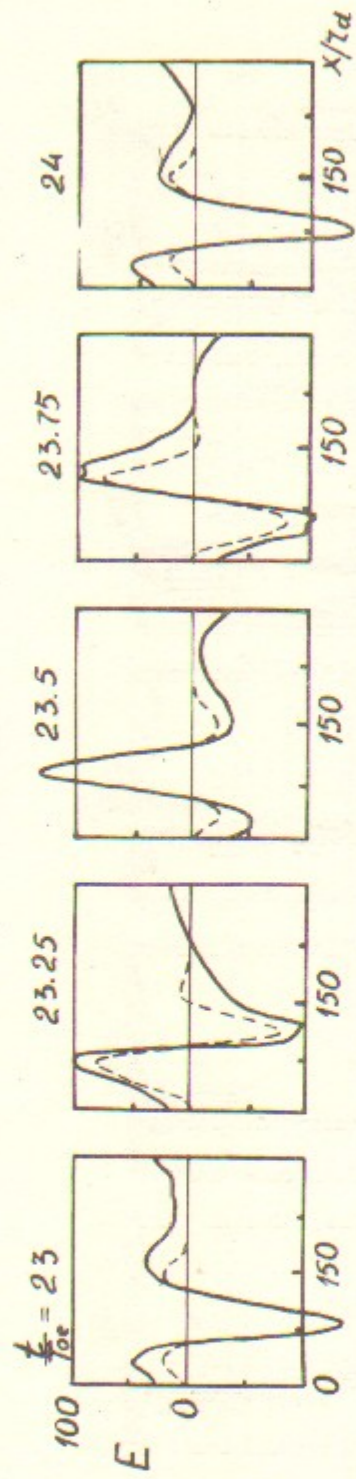


Рис. 28а

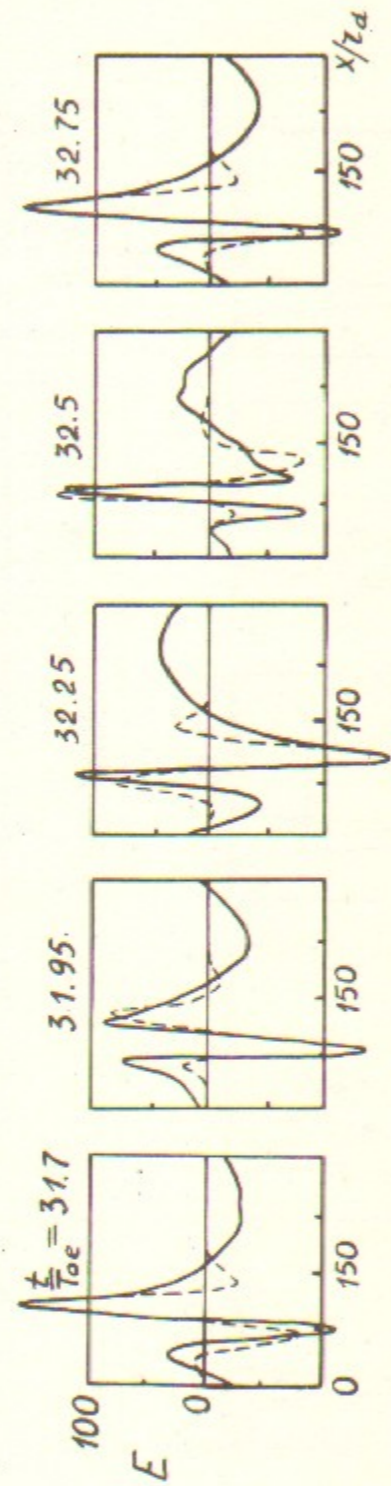


Рис. 28б

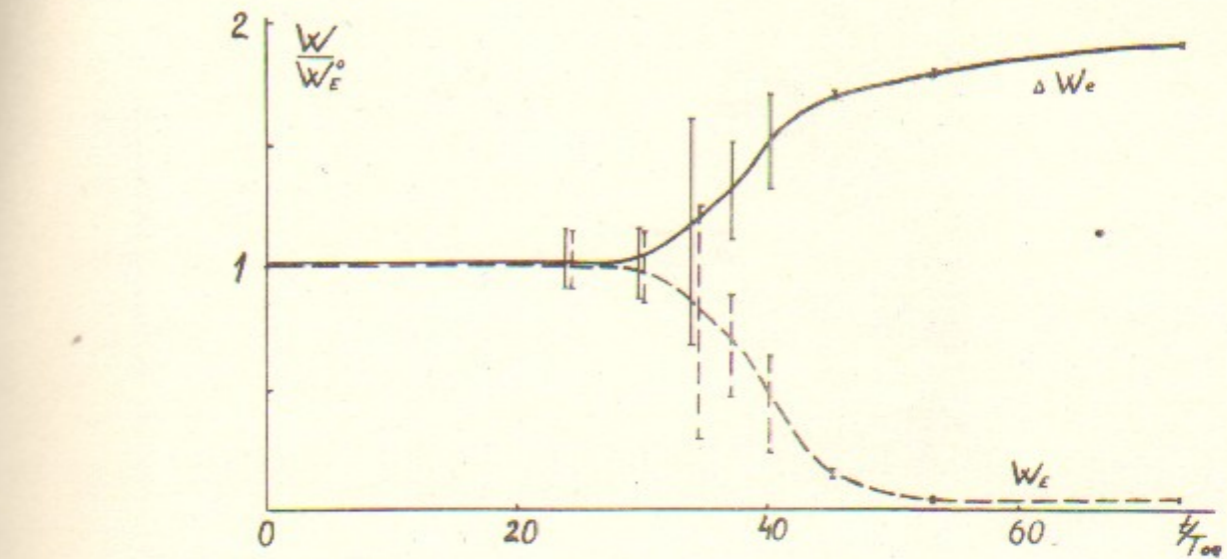


Рис. 29

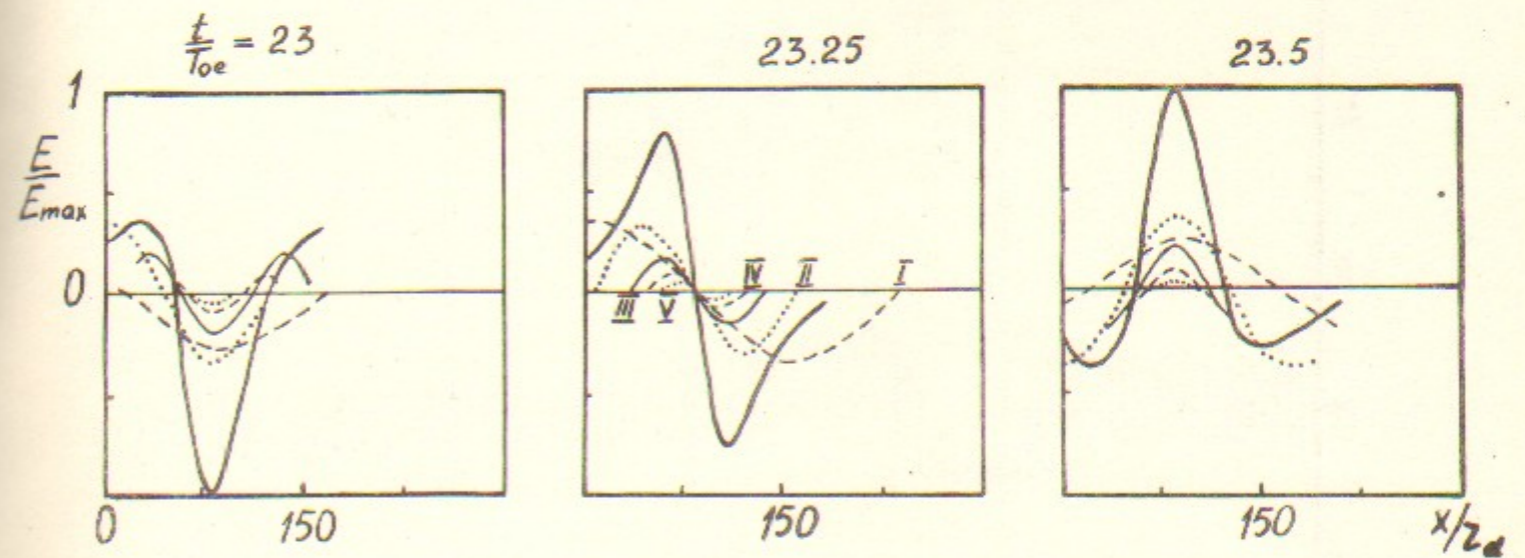


Рис. 30

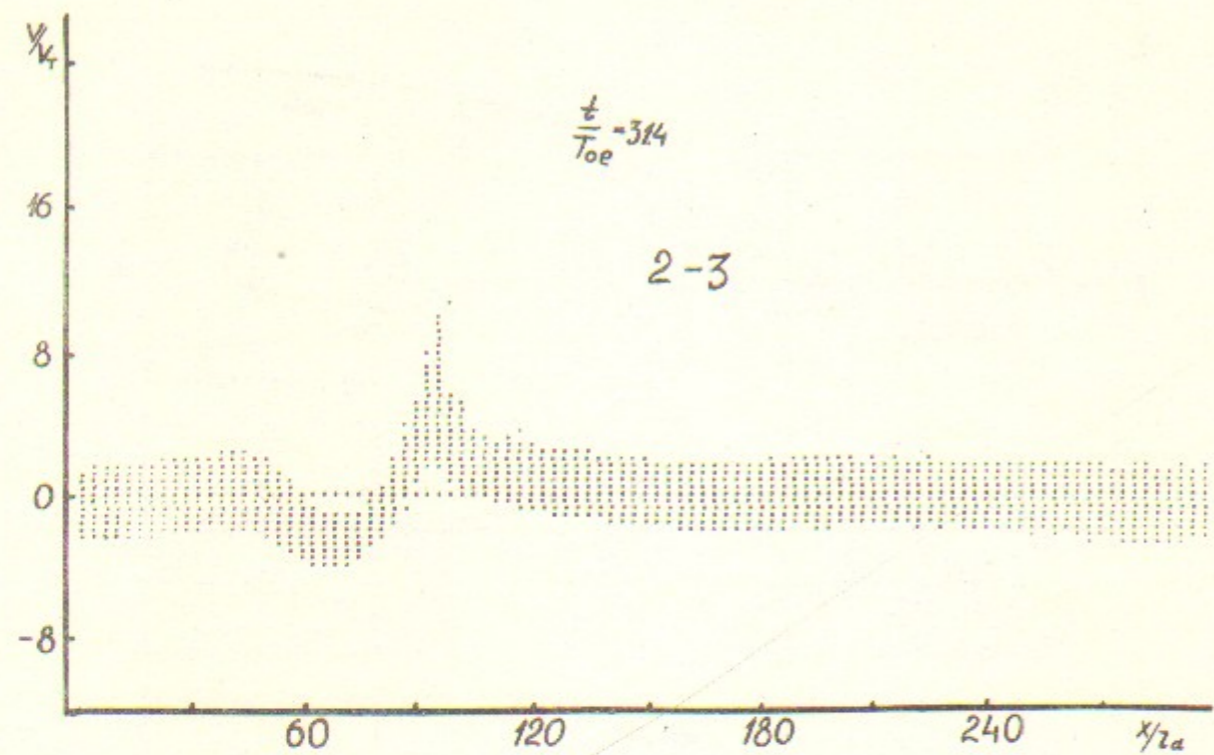


Рис. 31а

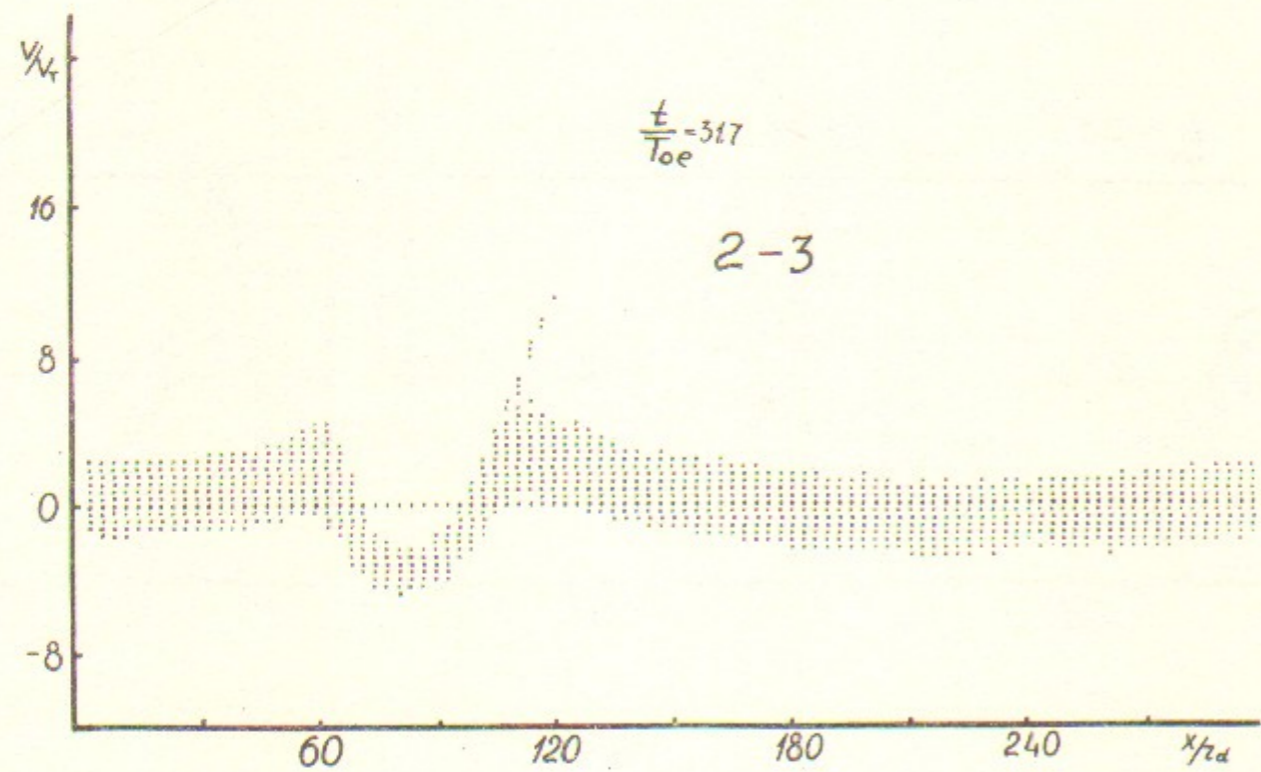


Рис. 31б

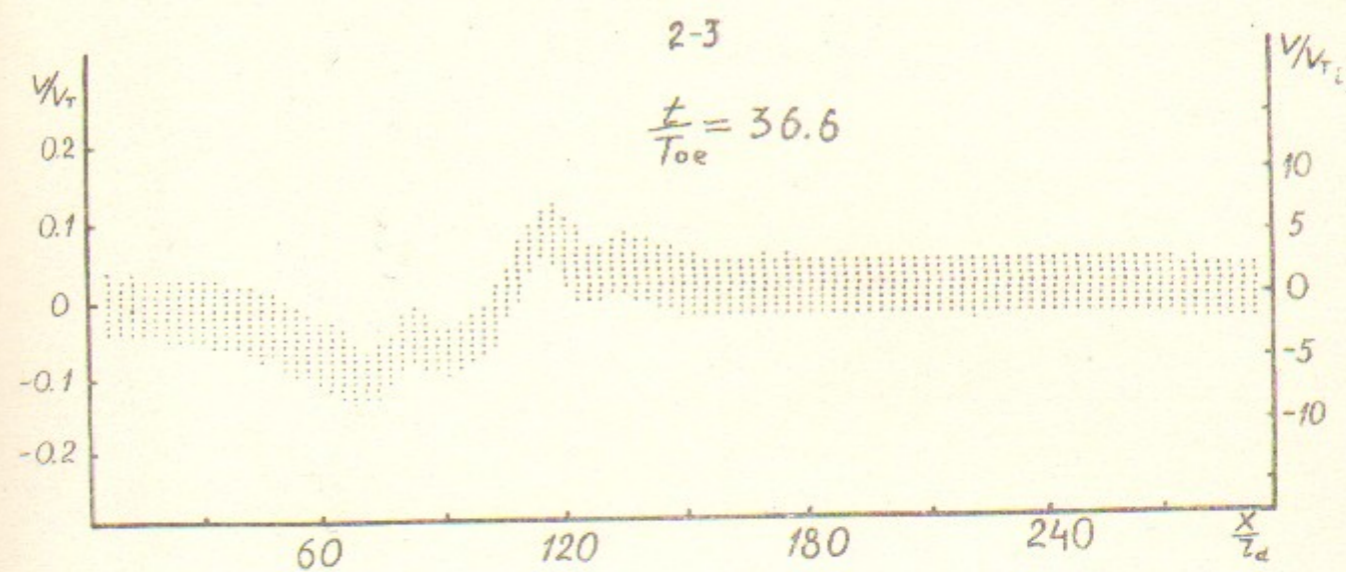


Рис. 32

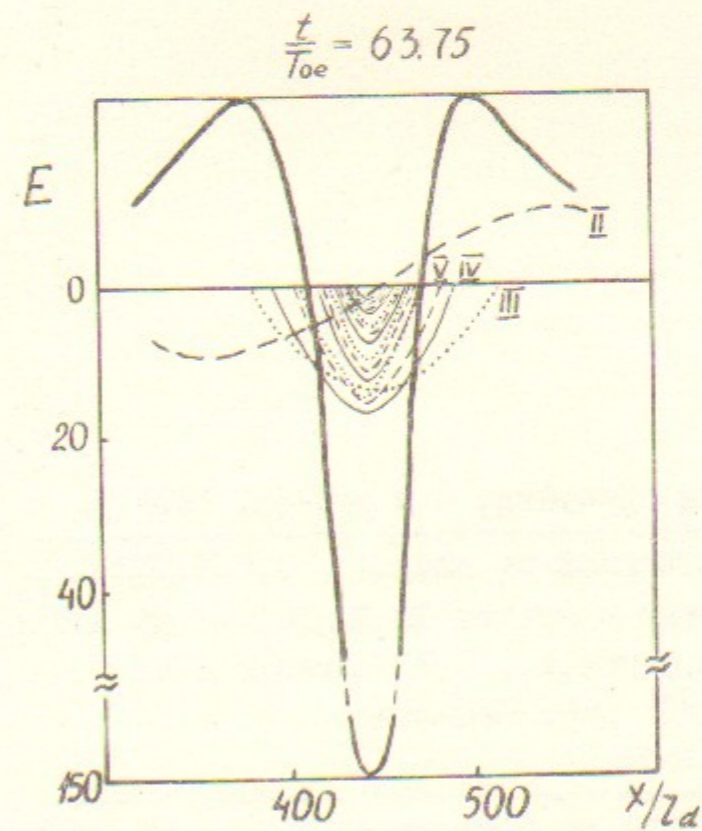


Рис. 33