

Б. 94

25

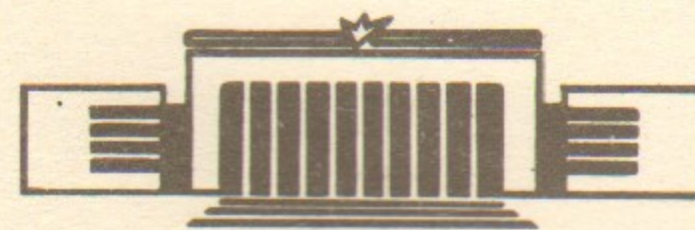


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СКОРОСТИ
ЭЛЕКТРОНОВ

ПРЕПРИНТ 84-46



НОВОСИБИРСК

СТОЯЧИЕ ЛЕНТМИКРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

Н. С. Бучельникова, Е. П. Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию развития синусоидального возмущения скорости электронов в диапазоне параметров $\lambda/r_d \sim 20-100$; $\tilde{v}_0/v_T \sim 0,2-30$; $\tilde{v}_0/v_\phi \sim 5 \cdot 10^{-2} + 10$.

Показано, что при малых амплитудах возмущения \tilde{v}_0 развитие возмущения приводит к возбуждению линейной стоячей лентмикроволновой волны. При увеличении \tilde{v}_0 эта волна становится нелинейной — возмущения $\tilde{v}(x)$ укрупняются и приобретают характер расходящихся фронтов.

При дальнейшем росте \tilde{v}_0 существенную роль начинает играть захват и ускорение электронов. Захват играет определяющую роль и приводит к развитию χ — опрокидывания, когда самосогласованный потенциал становится сравнимым с начальной энергией электронов $F = \frac{e\varphi_{\max}}{m\tilde{v}_0^2/2} \sim 1$.

При больших \tilde{v}_0 в области $F < 1$ электроны движутся практически свободно и основным процессом является опрокидывание начального возмущения скорости.

LARGE AMPLITUDE STANDING LANGMUIR WAVES.
EVOLUTION OF THE ELECTRON VELOCITY
PERTURBATION.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk, U.S.S.R.

A b s t r a c t

The numerical experiments (PIC-method) were made to investigate the evolution of sinusoidal electron velocity perturbation with initial parameters $\lambda/r_d \sim 20-100$; $\tilde{V}_0/V_T \sim 0,2-30$; $\tilde{V}_0/V_{ph} \sim 5 \cdot 10^{-2}-10$.

The evolution of small amplitude \tilde{V}_0 perturbation leads to the excitation of linear standing Langmuir wave. With increasing \tilde{V}_0 the standing wave becomes nonlinear - the perturbations $\tilde{V}(x)$ steepen and form the fronts, moving in the opposite directions.

With further increasing of \tilde{V}_0 the trapping of the electrons becomes essential. When the self-consistent potential becomes comparable with the initial electron energy $F = e\varphi_{max}/m\tilde{V}_0^2/2 \sim 1$ the trapping of the electrons becomes the main process which leads to X-type breaking of the initial perturbation.

In the region $F < 1$, when \tilde{V}_0 are large, the electrons are moving practically free. The main process in this region is the free streaming breaking of the initial electron velocity perturbation.

Ранее нами были проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию развития синусоидального возмущения скоростей ионов в одномерной системе (работы /I,2/, называемые далее I,II). Было обнаружено, что при достаточно больших амплитудах возмущения заметную роль начинают играть эффекты, связанные с возмущением скоростей электронов полем ионного возмущения.

В настоящей работе исследуется развитие синусоидального возмущения скоростей электронов в плазме с неподвижными ионами, так что явления типа модуляционной неустойчивости, конверсии на возмущениях плотности и т.п. исключены. Численные эксперименты проводились при параметрах возмущения $\lambda/r_d \sim 20-100$; $V_0/V_T \sim 0,2-30$; $\tilde{V}_0/V_{ph} \sim 5 \cdot 10^{-2}-10$. Найдено, что характер развития возмущения зависит от его параметров. При малых амплитудах возмущения развивается стоячая ленгмювская волна. С ростом амплитуды возмущения стоячая волна становится нелинейной (укручается), далее начинает играть роль захват электронов (ускорение электронов на фронте возмущения). Когда энергия $m\tilde{V}_0^2/2$ становится сравнимой с самосогласованным потенциалом, захват играет определяющую роль и приводит к так называемому X-опрокидыванию. При дальнейшем росте амплитуды возмущения, когда энергия превосходит самосогласованный потенциал, определяющую роль играет баллистическое опрокидывание.

Численные эксперименты проводились в одномерной системе с периодическими граничными условиями. Для электронов задавалось максвелловское распределение с начальной температурой T_e и тепловой скоростью V_T . Поскольку число частиц ограничено ($n_{e0} = n_{i0} = 10^2$), функция распределения по скоростям обрезана на скорости $v \approx 2V_T$. Ионы задавались неподвижными ($M/m = 10^{10}$), $T_e/T_i = 30$.

В начальный момент времени задавалось возмущение скорости электронов $\tilde{v}(x) = \tilde{V}_0 \cos kx$, $k = 2\pi/\lambda$, \tilde{V}_0 - амплитуда возмущения скорости. Возмущение плотности $\tilde{n}_e(x)$, потенциал $\varphi(x)$ и электрическое поле $E(x)$ в начальный момент времени равны нулю. Обычно задавалось $\lambda = L$ (L - длина системы), т.е. первая гармоника. Начальные параметры возмущения приведены в таблице I, начальная энергия возмущения ΔK_e - на Рис. I.

Таблица I

Случай I-I - I-9

Случай 2-I

Случай	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6	I-7	I-8	I-9	2-I
λ/r_d		= 20;								
λ/r_d		= 50;								
λ/r_d		= 75;								
λ/r_d		= 100;								
V_0/V_T	0,2	I	2	4	5	6	10	18	29	12,3
\tilde{V}_0/V_ϕ										
$\Delta W_e^0/W_e^0$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	0,28	0,55	I,10	I,38	I,66	2,76	5	8	0,77
t_m/T_{oe}	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	2,24	8,95	I4,0	20,1	55,9	I8I,3	470	85,0
$ \delta W_e = \frac{W_{E \max}}{W_e}$	0,22	0,22	0,21	0,17	0,16	0,14	0,087	0,047	0,027	0,24
$ \delta W_e = \frac{W_{E \max}}{W_e}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,43	I,62	4,84	6,03	6,83	8,08	8,50	8,56	82,4
E_{\max}	0,78	0,77	0,72	0,54	0,43	0,34	0,14	0,047	0,018	0,97
$ e\varphi_{\max}/T_e $	7,0	34,5	68,9	I22	I37	I46	I60	I68	I73	483
$F = \frac{e\varphi_{\max}}{mV_0^2/2}$	0,56	2,9	5,8	I0,5	II,6	I2,7	I3,8	I4,2	I4,4	227
$2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}}{2m}}/V_T$	28,2	5,78	2,89	I,31	0,93	0,71	0,28	0,09	0,03	3,0
$2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}}{2m}}/V_\phi$	I,1	2,4	3,4	4,6	4,8	5,0	5,3	5,3	5,4	21,3
	0,29	0,66	0,94	I,30	I,33	I,40	I,45	I,47	I,48	5,9

$kr_d = 0,314$; $V_\phi/V_T = 3,62$; $T_o/T_{oe} = 0,878$
 $kr_d = 0,126$; $V_\phi/V_T = 8,14$; $T_o/T_{oe} = 0,977$
 $kr_d = 0,084$; $V_\phi/V_T = 12,1$; $T_o/T_{oe} = 0,990$
 $kr_d = 0,063$; $V_\phi/V_T = 16,0$; $T_o/T_{oe} = 0,994$

t_{\max}/T_{oe}	0,22	0,21	0,18	0,14	0,12	0,10	0,06	0,03	0,02	0,24
\tilde{h}_{\max}/n_0	$5,8 \cdot 10^{-2}$	0,34	0,84	2,2	2,9	3,5	4,9	5,7	5,9	2,4
$\Delta x/r_d$	9	9	7	5	5	3	3	3	3	25
$\Delta x/\lambda$	0,45	0,45	0,35	0,25	0,25	0,15	0,15	0,15	0,15	0,25

Пояснения к таблице I

$T_o = 2\pi/\omega_o$; $\omega_o^2 = \omega_{oe}^2 + 3(kv_T)^2$; $V_\phi = \omega_o/k$; ΔW_e^0 - начальная энергия возмущения электронов; t_m - момент времени, когда максимальна энергия электрического поля W_E и минимальна энергия возмущения электронов $\Delta W_e = W_e - W_e^0$; W_e^0 - тепловая энергия электронов; $\delta W_e = \Delta W_{e \min} - \Delta W_e^0$; E_{\max} , φ_{\max} - максимальное поле и потенциал в момент t_m (E нормировано на величину mV_0/eT_{oe}); $2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}}{2m}}$ - амплитуда сепаратрисы, ограничивающей область захвата электронов; t_{\max} - момент времени, когда максимальна возмущенная плотность электронов \tilde{h}_{\max} ; Δx - ширина пика $\tilde{n}_e(x)$ (между точками $\tilde{n}_e = 0$).

Счетные параметры численного эксперимента - шаг по координате $\Delta x_0 = 1r_d$, шаг по времени $\tau \sim 5 \cdot 10^{-3} + 5 \cdot 10^{-2} T_{oe}$;

$T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$ - период плазменных колебаний.

Контроль правильности расчета проводился по сохранению полной энергии и импульса системы и по независимости результатов от счетных параметров - τ , $\Delta x/\lambda$.

При развитии заданного возмущения скоростей электронов на начальной стадии растет возмущение плотности электронов \tilde{n}_e , потенциал φ , напряженность E и энергия W_E электрического поля. На Рис. 2-9 представлены кривые $W(t)$ - зависимость от времени энергии возмущения электронов ΔW_e и энергии электрического поля. Видно, что одновременно с ростом W_E уменьшается ΔW_e . Минимальная энергия электронов $\Delta W_{e \min}$ и максимальная энергия поля $W_{E \max}$ достигаются одновременно в момент t_m , причем $W_{E \max} = |\Delta W_{e \min} - \Delta W_e^0|$. Моменты, когда достигается максимальное возмущение плотности $\tilde{n}_e(x, t) - \tilde{n}_{e \max}$, максимальный потенциал $\varphi(x, t) - \varphi_{\max}$ и поле $E(x, t) - E_{\max}$ не сколько различаются между собой и отличаются от t_m , хотя различие невелико. Мы будем использовать момент t_m и момент t_{\max} , когда максимально возмущение плотности.

Отметим, что t_m определяется с точностью до временного шага τ , t_{\max} - обычно с худшей точностью. Значения E_{\max} , φ_{\max} , приведенные в таблице I, взяты в момент t_m , значения $\tilde{n}_{e \max}$, Δx - в момент t_{\max} (Δx - ширина пика $\tilde{n}_e(x) > 0$ по осциллограмме). Здесь и далее E нормировано на величину $m r_d / e T_{oe}$.

Отметим, также, что при малых $\Delta x / r_d$ величина $\tilde{n}_{e \max}$ может быть занижена из-за большого шага по координате Δx_0 . Проверки зависимости максимальных параметров от Δx_0 в этой работе не проводилось. Проверка, проведенная в работах I, II, показала, что уменьшение Δx_0 заметно сказывается только на величине $\tilde{n}_{e \max}$, но не влияет существенно на другие величины и не сказывается на характере развития процесса.

При заданной фазе начального возмущения скорости максимум возмущения плотности $\tilde{n}_e(x)$ и максимум потенциала $\varphi(x)$ достигаются на координате $x \sim \lambda/4$ (в случае 2-I - на $x \sim \frac{3\lambda}{4}$). В случаях, когда возмущение плотности имеет характер пика, мож-

но говорить, что в этой области возникает потенциальный барьер.

Значения t_m , t_{\max} и максимальных параметров в разных случаях приведены в таблице I и представлены на рисунках 10-18. Кривые зависимости максимальных параметров от амплитуды возмущения скорости показывают, что существует две области. В области малых \tilde{v}_0 величины $\tilde{n}_{e \max}$, φ_{\max} , E_{\max} , $W_{E \max}$ растут, а Δx падает, в области больших \tilde{v}_0 все эти величины выходят на плато (Рис. 11-15). Переход на плато этих величин, как будет показано ниже, связан с достижением баллистического максимума возмущения плотности и определяется переходом из области $F = \frac{e \varphi_{\max}}{m \tilde{v}_0^2 / 2} > 1$ в область $F < 1$ (Рис. 17), где электроны двигаются практически свободно.

Естественно ожидать, что начальное возмущение скорости электронов приведет к возбуждению стоячей ленгмюровской волны. Действительно, это наблюдается при малых амплитудах возмущения.

Случай I-I. $\tilde{v}_0 / v_T = 0,2$; $\tilde{v}_0 / v_\phi = 5,5 \cdot 10^{-2}$.

На Рис. 2 представлены кривые $W(t)$ для этого случая, а на Рис. 19 - фазовые плоскости электронов, показывающие возмущение скорости, а также распределение возмущения плотности $\tilde{n}_e(x)$, потенциала $\frac{e\varphi}{T_e}(x)$ и электрического поля $E(x)$ в разные моменты времени. Видно, что $W(t)$ меняется с периодом $\sim T_0/4$. Также периодически с периодом $\sim T_0$ меняются $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}_e(x)$, $\varphi(x)$ и $E(x)$. Амплитуды \tilde{n}_e , φ и E достигают максимальной величины, когда амплитуда \tilde{v} минимальна, и минимальной, когда \tilde{v} максимальна. При этом все возмущения близки к синусоидальным.

Совокупность этих фактов показывает, что при развитии возмущения скоростей электронов малой амплитуды возбуждается близкая к линейной стоячая ленгмюровская волна.

Близость этой волны к линейной подтверждается видом траекторий электронов (Рис. 20) - траектории электронов с малыми начальными скоростями имеют циклический характер и близки к окружностям, с большими (но меньшими границы захвата $(v_\phi - 2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}}{2m}})/v_T \sim 2,6$) - близки к синусоидам. Отметим, что частицы с начальными координатами $v_0 = 0$, $x_0 = \lambda/4$ и $x_0 = 3\lambda/4$ покоятся.

Случай I-2. $\tilde{v}_0/v_T = 1; \tilde{v}_0/v_\phi = 0,28.$

При увеличении амплитуды \tilde{v}_0 характер развития возмущения сохраняется - $W(t)$ (Рис.3), а также \tilde{n} , φ , E и возмущение скорости меняются периодически с периодом $\sim T_0$, близким к случаю I-I. Это показывает, что возбуждается стоячая ленгмювская волна. Однако волна не является более линейной. По фазовым плоскостям электронов (Рис.2I) видно, что возмущение скоростей в $t > t_m$ (момент первого максимума W_E) укручается, а в $t \sim T_{0e}$ начинается захват электронов - небольшая часть электронов ускоряется до скоростей, больших фазовой и образует на фазовой плоскости характерные хвосты. Поглощение энергии волны этими электронами приводит к уменьшению амплитуды волны. Часть ускоренных электронов выходит из захвата и становится пролетными, а стоячая волна устанавливается на новом уровне меньшей энергии. Это хорошо видно по кривым $W(t)$ (Рис.3).

Случай I-3. $\tilde{v}_0/v_T = 2; \tilde{v}_0/v_\phi = 0,55.$

Более четко все эти эффекты видны в случае I-3. Как видно из Рис.22 укручение возмущения скорости в этом случае приобретает характер расходящихся фронтов. Возмущение плотности в момент t_m становится несимметричным и приобретает характер пика, а в интервале $t_m < t \leq 2t_m$ возмущение плотности имеет характер расходящихся фронтов. Положение фронтов скорости и плотности в пространстве совпадает; скорость фронтов $\sim 4v_T$ близка к фазовой скорости волны.

Особенно четко фронты возмущения скорости и плотности проявляются в случае длинноволнового возмущения скорости.

Случай 2-I. $\tilde{v}_0/v_T = 12,3; \tilde{v}_0/v_\phi = 0,77.$

Фаза начального возмущения $\tilde{v}(x)$ отличается от случаев I-I - I-9 на $\lambda/2$.

Из Рис.23 видно, что в момент t_m возмущение плотности имеет характер пика, поле укручено и максимально в области склонов пика $\tilde{n}_e(x)$, а распределение потенциала несимметрично. В интервале $t_m < t \leq 2t_m$ хорошо видны расходящиеся фронты возмущения скорости и плотности. Аналогичная картина повторяется через $\sim 1/2 T_{0e}$ в другой фазе.

Образование фронтов скорости и плотности наблюдалось в работах I,II при изучении развития возмущения скорости ионов.

Было показано, что на фронте плотности формируется скачок (фронт) потенциала и практически все поле оказывается сконцентрированным на фронтах плотности. Таким образом, явление приобретает, с одной стороны, черты бесстолкновительной ударной волны, с другой - черты двойного электрического слоя.

Из Рис.22,23 для случаев I-3, 2-I видно, что подобной картины здесь не наблюдается: формирование фронтов плотности не сопровождается формированием скачков (фронтов) потенциала и концентрацией электрического поля. Это не удивительно, т.к. в рассматриваемых случаях, когда задается возмущение скорости электронов, возмущение плотности $\tilde{n}_e(x)$ имеет заряд, в то время как при развитии возмущения скорости ионов возмущение плотности квазинейтрально (или близко к квазинейтральному). К концентрации поля и формированию двойного слоя приводит нарушение квазинейтральности в районе фронта плотности, в то время как здесь поле и потенциал определяются распределением заряда $\tilde{n}_e(x)$.

По фазовым плоскостям электронов в случаях I-3, 2-I (Рис.22, 23), так же как в случае I-2 (Рис.2I) видно образование характерных хвостов ускоренных электронов. Образование хвостов можно объяснить захватом электронов бегущими волнами, составляющими стоячую ленгмювскую волну. Действительно, предельная скорость ускоренных электронов v_{max} превышает фазовую скорость и близка к верхней границе захвата $v_\phi + 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{2m}}$ (Рис.18). Аналогичная картина наблюдалась ранее в численных экспериментах по исследованию бегущих и стоячих ленгмювских волн /3,4/.

Как следует из кривых $W(t)$ в случае 2-I (Рис.9) ускоренные электроны поглощают малую долю энергии, а в случае I-3 (Рис.4) - значительную. В обоих этих случаях, так же как в случае I-2 после ускорения электронов, поглощающих часть энергии, устанавливается стоячая волна меньшей амплитуды. Анализ траекторий электронов в случае 2-I, когда роль захваченных электронов невелика (небольшая нелинейность), показывает, что в формировании фронта скорости с $v > 0$ принимают участие частицы с $x_0 \gtrsim \frac{3}{4} \lambda$, попавшие в фазу ускорения с самого начала, а в формировании фронта скорости с $v < 0$ - частицы с $x_0 \lesssim \frac{3}{4} \lambda$, попавшие с самого начала в фазу торможения вблизи от потенциального барьера. Так в формировании правого фронта с $v > 0$ в $t/T_{0e} \sim 0,2+0,5$ (Рис.23) принимают участие частицы 2,3 (Рис.24), не попавшие в

захват, а также частица I, попавшая в захват. Частицы, попавшие в фазу торможения на $x \approx \lambda/2$, совершают движение, близкое к циклическому с периодом $\sim T_{oe}$ (частица 4 на Рис.24).

В случаях I-2, I-3 с более сильной нелинейностью в формировании фронтов скорости и плотности принимают участие, в основном, захваченные частицы. Анализ траектории электронов в случаях I-2, I-3 показывает, что попадают в захват и ускоряются до $v > v_\phi$ электроны, попавшие в фазу ускорения с самого начала (например, частицы 2,3,4 на Рис.25 или электроны, преодолевшие потенциальный барьер на $x = \lambda/4$, и попавшие в фазу ускорения в $t < t_m$, например, частица I на Рис.25). Частицы с такими траекториями участвуют в формировании фронтов скорости с $v > 0$ в $t/T_{oe} \sim 0,2-0,4$ (Рис.22). Траектории частиц, участвующих в формировании фронта скорости с $v < 0$, подобны траекториям Рис.25 и симметричны по отношению к ним относительно оси x и точки $x = \lambda/4$ (эти траектории лежат в области $v < 0$, $x < \lambda/4$).

Захват частиц бегущими волнами, составляющими стоячую, можно трактовать, как ускорение частиц вблизи потенциального барьера. Если скорость частиц близка к скорости фронта, они длительное время находятся в фазе ускоряющего поля и набирают энергию до тех пор пока не опередят фронт и попадут в фазу тормозящего поля.

Траектории частиц с малыми начальными скоростями в этих случаях по-прежнему имеют циклический характер (например, частица 6 на Рис.25). Эти частицы не принимают участия в формировании фронтов. Таким образом, формирование фронтов в случаях I-2, I-3 отличается от случая возмущения скорости ионов. Действительно в I было показано, что основную роль в формировании фронтов играют ионы с малыми начальными скоростями, отраженные от потенциального барьера (см. I, Рис.13а,14а). Траекторий такого типа в рассматриваемых случаях не наблюдается.

Случай I-4. $\tilde{v}_0/v_T = 4$, $\tilde{v}_0/v_\phi = 1,10$. Случай I-5.

$$\tilde{v}_0/v_T = 5; \tilde{v}_0/v_\phi = 1,38$$

С ростом \tilde{v}_0 возрастает роль захваченных — ускоренных электронов — захват начинается раньше и раньше вовлекает все большее количество электронов. Возрастает доля энергии, погло-

щенной ускоренными электронами (Рис.5). Однако после выхода значительной части электронов из захвата, по-прежнему устанавливается стоячая волна меньшей амплитуды и процесс сохраняет периодический характер (Рис.26. Начиная с $t/T_{oe} = 0,72$ масштаб $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$, $E(x)$ изменен). В случае I-5 амплитуда стоячей волны еще меньше. Отметим, что установившаяся волна как и в предыдущих случаях имеет нелинейный характер — возмущение плотности несимметрично, поле укрупнено (Рис.26, $t/T_{oe} \approx 0,72$).

Случай I-6. $\tilde{v}_0/v_T = 6$, $\tilde{v}_0/v_\phi = 1,66$.

Периодический характер процесса теряется в случае I-6 (Рис.6). Как видно из Рис.27, в этом случае захват и ускорение электронов начинается в районе максимального укрупнения $\tilde{n}(x)$ в $t/T_{oe} \sim t_m/T_{oe} \sim 0,12$ (максимум $\tilde{n}_e(x)$ достигается несколько раньше в $t_{max} \sim 0,10 T_{oe}$). В более поздние моменты времени ($t/T_{oe} \sim 0,17+0,42$) возмущение скорости имеет характерную x -образную форму, свидетельствующую о том, что в ускорение вовлекается значительная часть электронов. Практически вся энергия, потерянная электронами на начальной стадии $t \lesssim t_m$, вновь поглощается ими при ускорении (Рис.6). При этом ускоренные электроны выходят из захвата и движутся свободно, что приводит к многопоточковому движению (Рис.27).

Развитие возмущения скорости электронов в этом случае имеет характер x -опрокидывания, которое наблюдалось в случае развития возмущения скорости ионов (например, случай I-5 (Рис.17) в работе I). Так же, как в работе I, x -опрокидывание наблюдается, когда величина $F = \frac{e\varphi_{max}}{m\tilde{v}_0^2/2}$ становится близкой к единице (Рис.17). В случае $F \sim 1$ энергия электронов с начальными тепловыми скоростями $v_0 \sim 0$ сравнима с $e\varphi_{max}$, а энергия электронов с $v_0 > 0$ превосходит $e\varphi_{max}$, так что значительная часть электронов может преодолеть потенциальный барьер в $t \lesssim t_m$ и попасть в фазу ускорения на стадии роста поля. Это эквивалентно тому, что максимальные начальные возмущенные скорости $\sim 2v_T + \tilde{v}_0$ становятся сравнимыми с верхней границей захвата $v_\phi + 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{2m}}$ (Рис.18).

На Рис.28 показаны характерные траектории электронов в случае I-6. Видно, что в этом случае существенную роль играют электроны, преодолевшие потенциальный барьер в $t < t_m$ (частицы I-4) и электроны, попавшие в фазу ускорения с самого начала

(частица 5). Такие электроны ускоряются до скорости, большей начальной. Именно они образуют хвосты на фазовой плоскости электронов. Отраженные электроны (частицы 9-II) не успевают ускориться до значительных скоростей и не играют существенной роли в развитии процесса.

$$\text{Случай I-7. } \tilde{v}_0/v_T = 10; \tilde{v}_0/v_\phi = 2,76.$$

При дальнейшем увеличении \tilde{v}_0 в области $F < 1$ практически все электроны могут преодолеть потенциальный барьер. (Максимальные начальные скорости превышают верхнюю границу захвата (Рис.18)). При этом основную роль начинает играть баллистическое опрокидывание возмущения. В случае I-7 значительная часть электронов, пройдя потенциальный барьер, ускоряется (Рис.29). Это приводит к формированию хвостов ускоренных электронов на фазовой плоскости, которое происходит одновременно с развитием опрокидывания (Рис.31). Таким образом, этот случай является переходным. Отметим, что максимальные скорости ускоренных электронов v_{max} в этом случае заметно превышают верхнюю границу захвата (Рис.18).

$$\text{Случай I-8. } \tilde{v}_0/v_T = 18; \tilde{v}_0/v_\phi = 5. \text{ Случай I-9.} \\ \tilde{v}_0/v_T = 29; \tilde{v}_0/v_\phi = 8.$$

В этих случаях определяющую роль играет развитие опрокидывания. Как видно по фазовым плоскостям электронов (Рис.32,33), на начальной стадии наблюдается укрупнение $\tilde{v}(x)$, достигающее максимума в $t \sim t_m$. В $t > t_m$ наблюдается опрокидывание, приводящее к многопоточковому движению. В случае I-8 некоторую роль еще играет ускорение электронов, а в случае I-9 они движутся практически свободно (Рис.30).

Так же, как в случае возмущения скорости ионов большой амплитуды, возмущение плотности в $t \sim t_{max}$, t_m имеет вид пика шириной \sim нескольких r_d . При развитии опрокидывания формируются фронты $\tilde{n}_e(x)$, в области которых поле максимально (Рис.32,33). Положение фронтов $\tilde{n}_e(x)$ совпадает с положением передних фронтов скорости. Скорость фронтов в этих случаях близка к максимальной возмущенной скорости $2v_T + \tilde{v}_0$. В отличие от случая возмущения скорости ионов (например, случаи I-6 + I-8 (Рис.3-5) в работе II), выраженные фронты потенциала и двойные слои здесь не формируются. Мы уже отмечали, что это связано с

тем, что возмущение плотности здесь имеет заряд.

Отметим, что при больших возмущениях скорости электронов опрокидывание развивается за малую долю периода T_{oe} и за время, меньшее половины периода приводит к развитому многопоточковому движению (Рис.32,33).

Таким образом, характер развития возмущения скорости электронов зависит от начальной амплитуды и качественно не отличается от характера развития возмущения скорости ионов /1,2/. При малых амплитудах развитие возмущения приводит к возбуждению стоячей ленгмюровской волны. С ростом амплитуды возмущения стоячая волна становится нелинейной, возмущения скорости и плотности приобретают характер расходящихся фронтов. В отличие от случая ионного возмущения здесь двойные слои на фронтах не образуются. При дальнейшем увеличении амплитуды возмущения становится существенным захват электронов. С другой точки зрения это явление можно рассматривать как ускорение электронов на фронте возмущения. При достаточно больших амплитудах ускоряется значительная часть электронов, что приводит к x -опрокидыванию возмущения. При дальнейшем росте амплитуды наряду с ускорением электронов становится существенным баллистическое опрокидывание. При больших амплитудах \tilde{v}_0 это опрокидывание играет определяющую роль.

На Рис.34а,б показаны начальные параметры возмущения, при которых наблюдается то или иное явление (разные явления обозначены разными знаками), и приведена кривая, разделяющая область x -опрокидывания от области баллистического опрокидывания, а также кривая (пунктир) $F = \frac{e\varphi_{max}}{m\tilde{v}_0^2/2} \approx 1$. Видно, что здесь эти кривые не совпадают, хотя различие невелико. Это отличается от случая возмущения скоростей ионов, где эти кривые совпадают. На Рис.35 показана зависимость величины F от амплитуды возмущения скорости вблизи от области x -опрокидывания (отмечена звездочкой) при разных длинах волн, на Рис.36 - зависимость величины F_x при которой наблюдается x -опрокидывание, от длины волны возмущения скорости электронов. Видно, что хотя F_x и зависит от λ , но по величине она незначительно отличается от единицы.

Мы рассмотрели здесь случай неподвижных ионов, когда все явления определяются только движением электронов.

В работах /4-6/ исследовалось развитие стоячих ленгмюровских волн в плазме с подвижными ионами ($M/m = 10^2$). Начальная фаза стоячей волны выбиралась такой, что в начальный момент времени задано синусоидальное возмущение скорости электронов с амплитудой \tilde{v}_0 , а поле достигает начального значения E_0 в $t = 1/4 T_0$. Таким образом, эти работы можно рассматривать как исследование развития возмущения скорости электронов в плазме с подвижными ионами. В таблице 2 приведены начальные параметры случаев, исследованных в работах /4-6/ (нумерация случаев Ia, 2a совпадает с работой /4/, случаев I-Ia - I-7a - с работами /5,6/). На Рис.34а,б показаны начальные параметры возмущения скорости, при которых наблюдается тот или иной тип развития $\tilde{v}(x)$ в случаях Ia, 2a, I-Ia - I-7a.

В работах /4,5/ показано, что при развитии возмущений малой амплитуды возбуждается стоячая ленгмюровская волна и развивается модуляционная неустойчивость. В области начальных параметров $E_0^2/8\pi nT < kr_d$ ($\tilde{v}_0/V_\phi < 2 \cdot 10^{-2}$) модуляционная неустойчивость приводит к образованию квазистационарных солитонов /4/, в области $\frac{4 \cdot 10^{-3}}{(kr_d)^2} > E_0^2/8\pi nT > kr_d$ ($0,1 > \frac{\tilde{v}_0}{V_\phi} > 2 \cdot 10^{-2}$) - к коллапсу и затуханию поля ленгмюровских волн в результате захвата электронов гармониками волны /4,5/.

В области $\frac{1,5 \cdot 10^{-1}}{(kr_d)^2} > \frac{E_0^2}{8\pi nT} > \frac{4 \cdot 10^{-3}}{(kr_d)^2}$ ($0,5 > \frac{\tilde{v}_0}{V_\phi} > 0,1$)

стоячая ленгмюровская волна становится нелинейной. Это не препятствует развитию модуляционной неустойчивости, однако уже при небольшом увеличении $E^2/8\pi nT$ из-за неустойчивости становится возможным захват электронов гармониками и волна затухает.

В области $1 > \frac{E_0^2}{8\pi nT} > \frac{1,5 \cdot 10^{-1}}{(kr_d)^2}$ ($1,5 > \frac{\tilde{v}_0}{V_\phi} > 0,5$) становится существенным захват и ускорение электронов начальным возмущением. Развитие возмущения приближается к χ - опрокидыванию. Модуляционная неустойчивость проявляется и здесь и приводит к полному затуханию волны /4,5/.

В области $\frac{E_0^2}{8\pi nT} > 1$ ($\frac{\tilde{v}_0}{V_\phi} > 1,5$) наряду с ускорением электронов становится существенным баллистическое опрокидывание, в случаях I-6, I-7 оно играет определяющую роль. Опрокидывание приводит к затуханию волны и развитию многопоточкового движения. Неустойчивость многопоточкового движения приводит к нагреву элек-

Таблица 2

$T_0/T_{oe} = 0,989$

$kr_d = 100; kr_d = 0,063; V_\phi/V_T = 16,0;$

Случай	Ia	2a	I-Ia	I-2a	I-3a	I-4a	I-5a	I-6a	I-7a
\tilde{v}_0	II	3I	70,4	200	400	600	900	1100	1252
N_0	$4 \cdot 10^{-2}$	0,3	1,6	12,8	51,3	115,5	259,9	388,2	502,9
w_0/kr_d	0,6	5,0	25	204	817				
$w_0 \cdot (kr_d)^2$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	0,05	0,20	0,46	1,0	1,5	2,0
\tilde{v}_0/V_T	0,28	0,78	2,0	5,0	9,9	15,7	23,3	28,4	32,2
\tilde{v}_0/V_ϕ	0,017	0,048	0,12	0,31	0,62	0,97	1,5	1,8	2,0

$w_0 = E_0^2/8\pi nT$.

тронов /6/. Модуляционная неустойчивость в этой области практически не играет роли. Существенным оказывается возмущение скорости ионов полем начального возмущения. Характер развития ионного возмущения после затухания ленгмюровской волны определяется его параметрами. Как показано в работах /1,2/, в зависимости от амплитуды ионного возмущения его развитие приводит к установлению стоячей ионно-звуковой волны (линейной или нелинейной, имеющей черты нестационарной бесстолкновительной ударной волны и двойного слоя), к \times - опрокидыванию или баллистическому опрокидыванию и развитию многопоточкового движения ионов.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Ионные волны большой амплитуды. I. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-88, 1983 г.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Ионные волны большой амплитуды. II. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-89, 1983 г.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы 7, 383, 1981.
4. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Plasma Phys. 23, 35, 1981.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Неустойчивость и затухание стоячих ленгмюровских волн с разными амплитудами. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-19, 1978 г.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Нагрев электронов I, II. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 82-106, 1982 г., № 83-01, 1983 г.

Подписи к рисункам

Рис. I. Зависимость начальной энергии возмущения электронов ΔW_e^0 от амплитуды возмущения \tilde{V}_0 .

Рис. 2-9. Зависимость от времени энергии возмущения электронов и энергии поля.

Рис. 2 3 4 5 6 7 8a 8б 9
Случай I-1 I-2 I-3 I-4 I-6 I-7 I-8 I-9 2-1

Рис. 10. Зависимость от амплитуды возмущения моментов времени t_m, t_{max} . t_m - момент, когда достигается максимальное электрическое поле, t_{max} момент, когда достигается максимальное возмущение плотности.

Рис. 11. Зависимость от амплитуды возмущения максимального возмущения плотности электронов $\tilde{n}_{e,max}/n_0$ в $t = t_{max}$.

Рис. 12а, б. Зависимость от амплитуды возмущения минимального размера Δx возмущения плотности в $t = t_{max}$ (Δx - расстояние между точками, где $\tilde{n}_e(x) = 0$).

Рис. 13. Зависимость от амплитуды возмущения максимального потенциала $e\varphi_{max}/T_e$ в $t = t_m$.

Рис. 14. Зависимость от амплитуды возмущения максимальной напряженности электрического поля E_{max} в $t = t_m$. E нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$.

Рис. 15, 16. Зависимость от амплитуды возмущения максимальной энергии электрического поля $W_{E,max}/W_e, W_{E,max}/\Delta W_e^0$ в $t = t_m$. $W_{E,max} = |\Delta W_{e,min} - \Delta W_e^0|$, ΔW_e^0 - энергия начального возмущения электронов.

Рис. 17. Зависимость от амплитуды возмущения отношения максимального потенциала к кинетической энергии электронов $F = \frac{e\varphi_{max}}{m \tilde{V}_0^2/2}$ в $t = t_m$.

Рис. 18. Зависимость от амплитуды возмущения верхней границы захвата $V_\phi + 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{2m}}$ в $t = t_m$, максимальной начальной скорости электронов $2V_T + \tilde{V}_0$ и максимальной скорости электронов V_{max} , достигаемой при развитии процесса.

Рис. 19. Фазовые плоскости электронов, распределение плотности, потенциала и поля в разные моменты времени. Случай I-1.

Звездочкой отмечено $t = t_m$.

Рис. 20. Траектории электронов на фазовой плоскости. Случай I-1. Звездочкой отмечено $t = t_m$. Точки - моменты времени с интервалом $\Delta t = 0,1 T_{oe}$. Стрелка - $V = V_\phi - 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{2m}}$.

Рис. 21-23. Фазовые плоскости электронов, распределение плотности, потенциала и поля в разные моменты времени.

Рис. 21 22 23

Случай I-2 I-3 2-1.

Звездочкой отмечено $t = t_m$.

Рис. 24, 25. Траектории электронов на фазовой плоскости.

Рис. 24 25

Случай 2-1 I-3.

Звездочкой отмечено $t = t_m$. Точки - моменты времени с интервалом $\Delta t = 0,1 T_{oe}$. Стрелки - $V_\phi, V_\phi - 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{m}}$ (Рис. 24, 25), $V_\phi + 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{m}}$ (Рис. 25).

Рис. 26, 27. Фазовые плоскости электронов, распределение плотности, потенциала и поля в разные моменты времени.

Рис. 26 27

Случай I-4 I-6.

Звездочкой отмечено $t = t_m$.

Рис. 28-30. Траектории электронов на фазовой плоскости.

Рис. 28 29 30

Случай I-6 I-7 I-9

Звездочкой отмечено $t = t_m$. Точки - моменты времени через $\Delta t/T_{oe} = 0,1$ (Рис. 28, 30) и $\Delta t/T_{oe} = 0,05$ (Рис. 29). Стрелки - $V_\phi, V_\phi \pm 2\sqrt{\frac{e\varphi_{max}}{m}}$.

Рис. 31-33. Фазовые плоскости электронов, распределение плотности, потенциала и поля в разные моменты времени.

Рис. 31 32 33

Случай I-7 I-8 I-9

Звездочкой отмечено $t = t_{max}$.

Рис. 34а,б. Начальные параметры возмущения скорости электронов (длина волны λ/r_d , амплитуда возмущения скорости \tilde{v}_0/v_T (а), \tilde{v}_0/v_ϕ (б)) и тип явления, к которому приводит развитие возмущения.

- + стоячая ленгмюровская волна
- нелинейная стоячая волна
- ⊗ нелинейная стоячая волна и ускорение электронов
- × × - опрокидывание
- ⊗ опрокидывание и ускорение электронов
- опрокидывание

Сплошная линия - начальные параметры, при которых происходит × - опрокидывание; пунктир - начальные параметры, при которых $F = \frac{e\varphi_{max}}{m\tilde{v}_0^2/2} \approx 1$.

Рис. 35. Зависимость от амплитуды возмущения величины $F = \frac{e\varphi_{max}}{m\tilde{v}_0^2/2}$. Звездочкой отмечена F_x , при которой происходит × - опрокидывание.

Рис. 36. Зависимость величины $F_x = \frac{e\varphi_{max}}{m\tilde{v}_0^2/2}$, при которой происходит × - опрокидывание, от длины волны возмущения скорости.

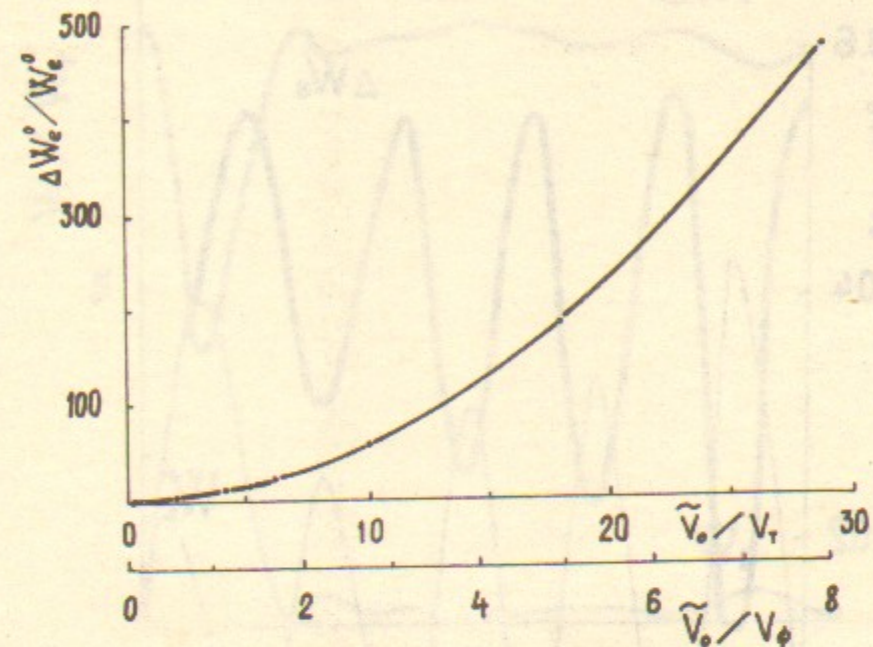


Рис. I.

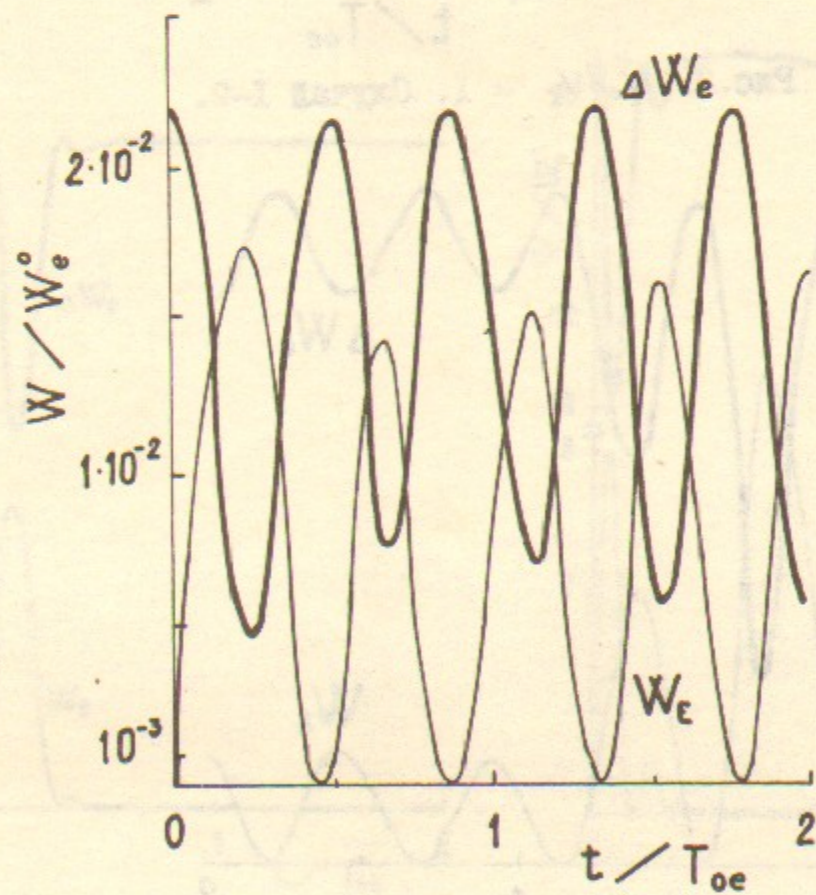


Рис. 2. $\tilde{v}_0/v_T = 0,2$. Случай I-I.

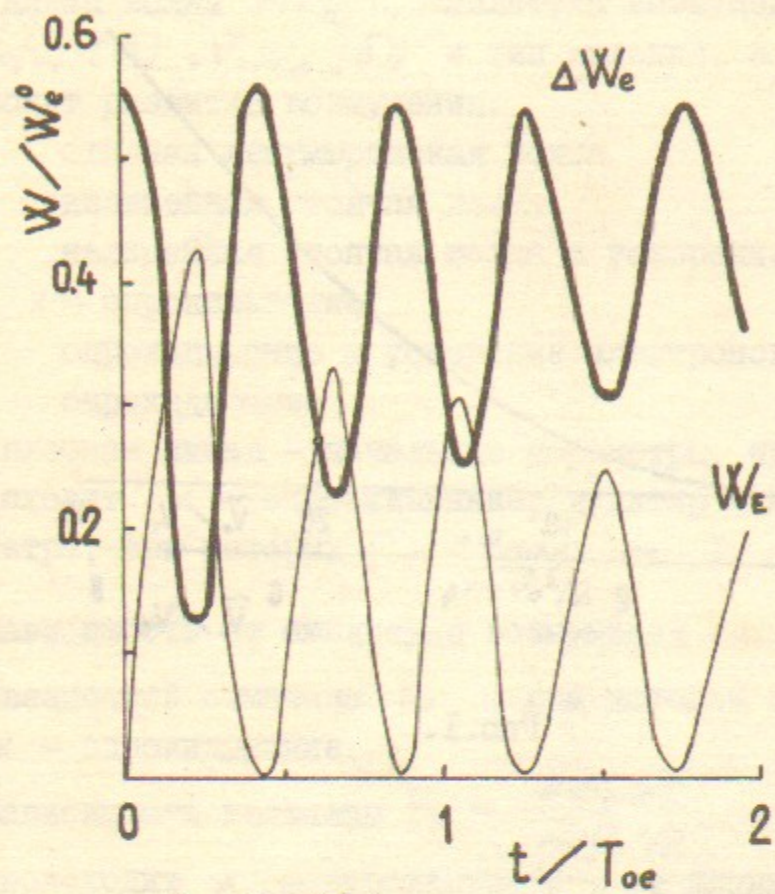


Рис.3. $\tilde{v}_0/v_T = 1$. Случай I-2.

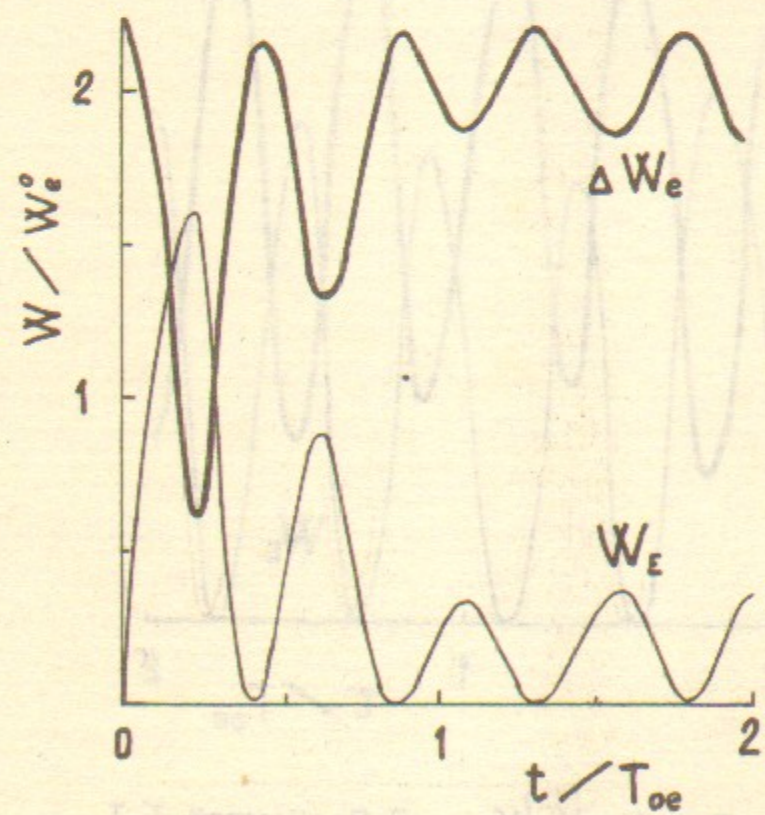


Рис.4. $\tilde{v}_0/v_T = 2$. Случай I-3.

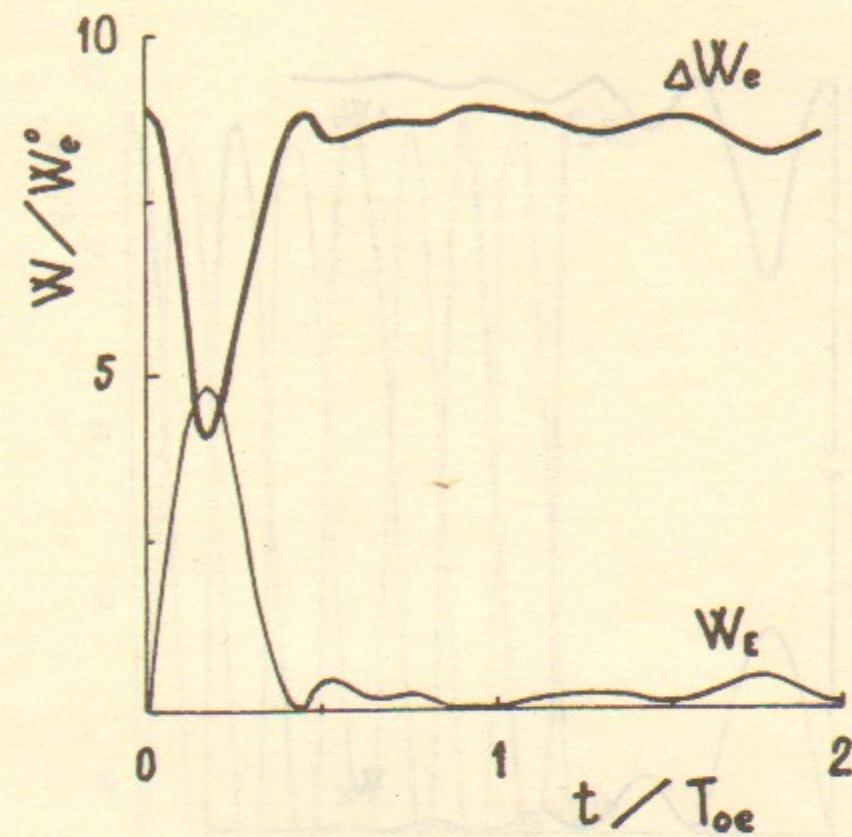


Рис.5. $\tilde{v}_0/v_T = 4$. Случай I-4.

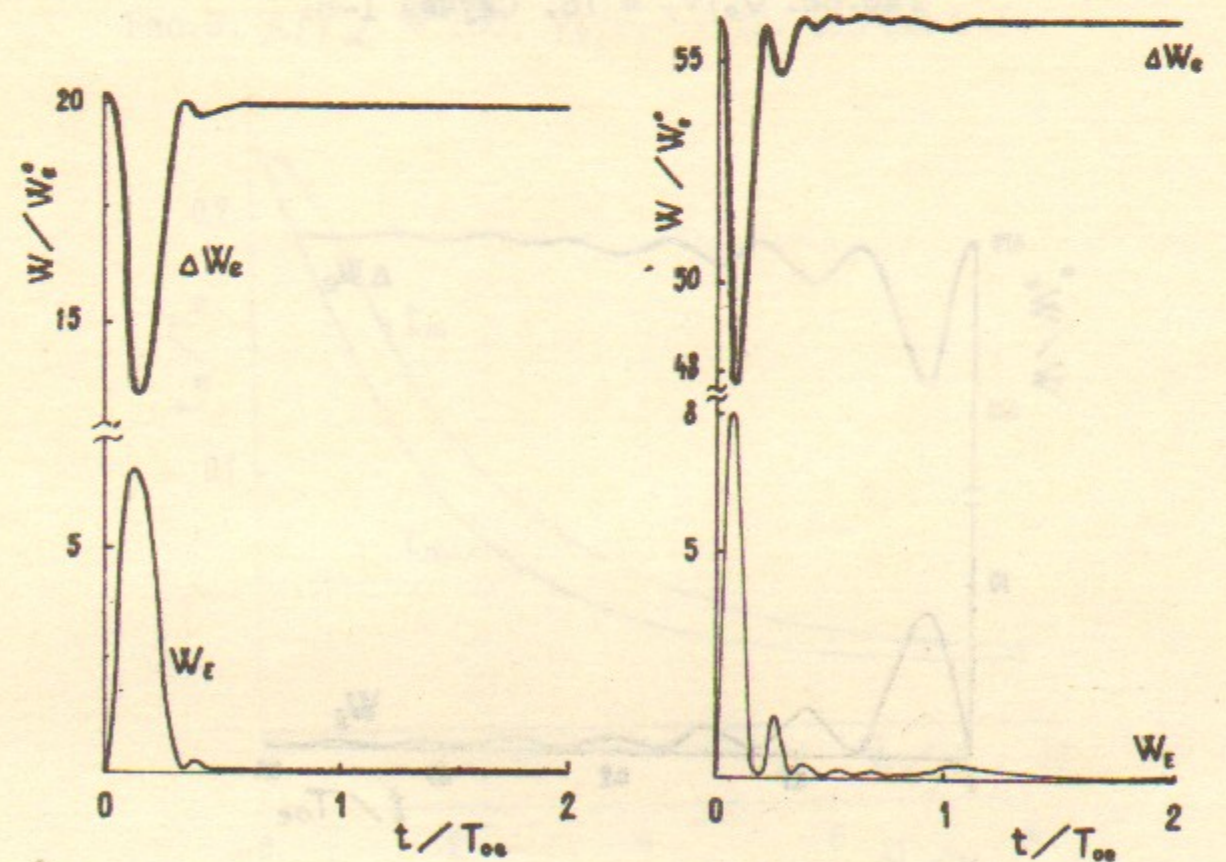


Рис.6. $\tilde{v}_0/v_T = 6$. Случай I-6.

Рис.7. $\tilde{v}_0/v_T = 10$. Случай I-7.

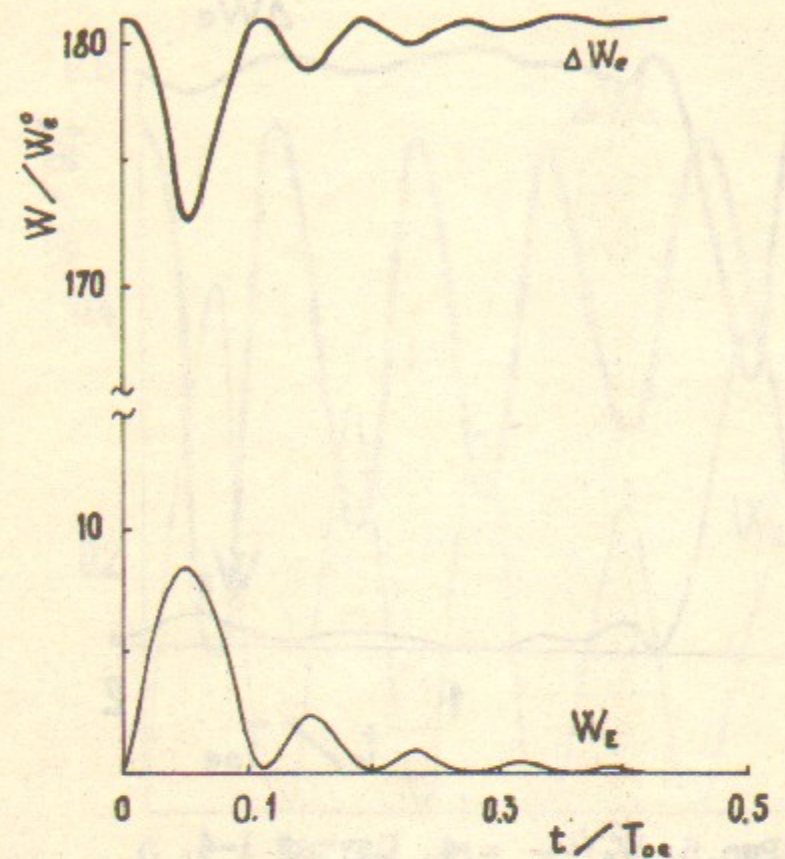


Рис. 8а. $\tilde{v}_0/v_T = 18$. Случай I-8.

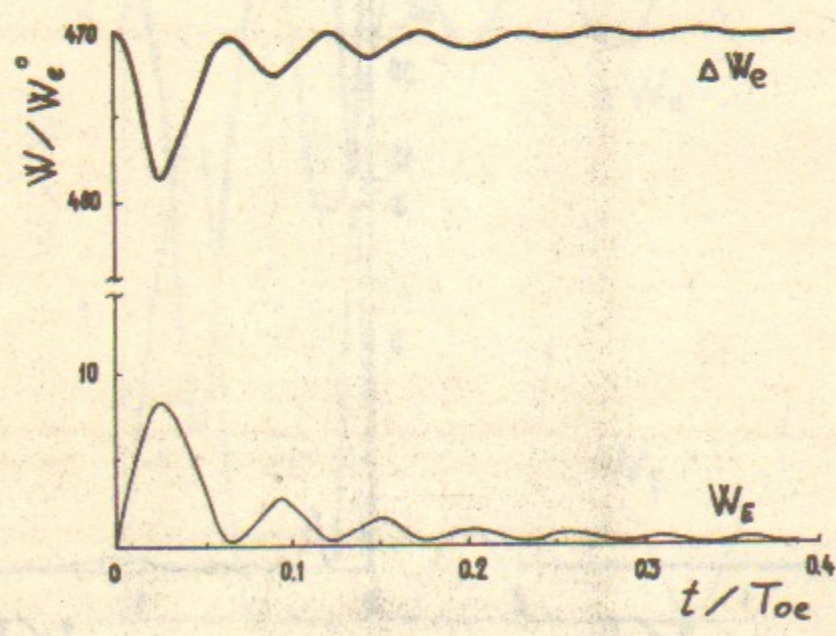


Рис. 8б. $\tilde{v}_0/v_T = 29$. Случай I-9.

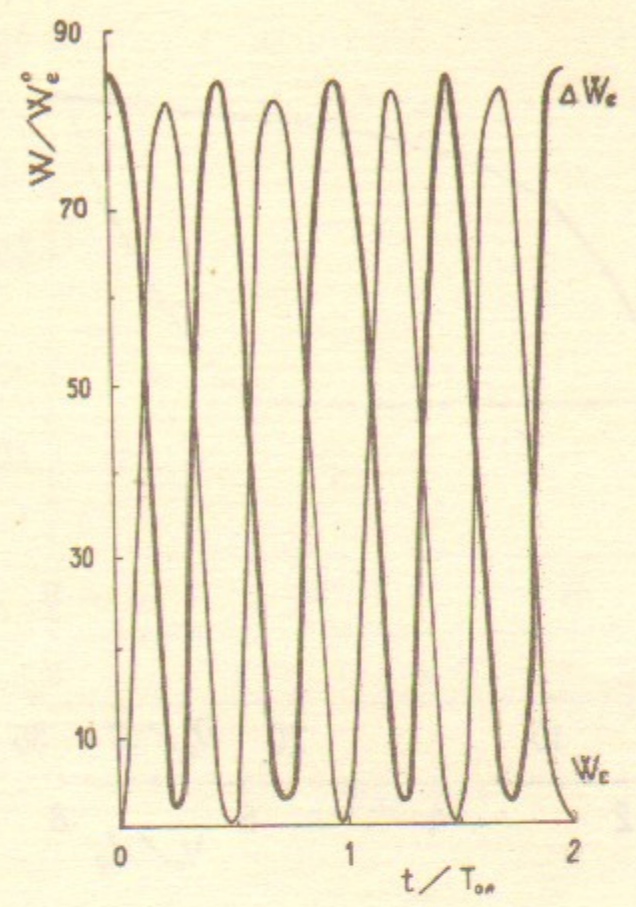


Рис. 9. $\lambda/r_d = 100$, $\tilde{v}_0/v_T = 12$. Случай 2-I.

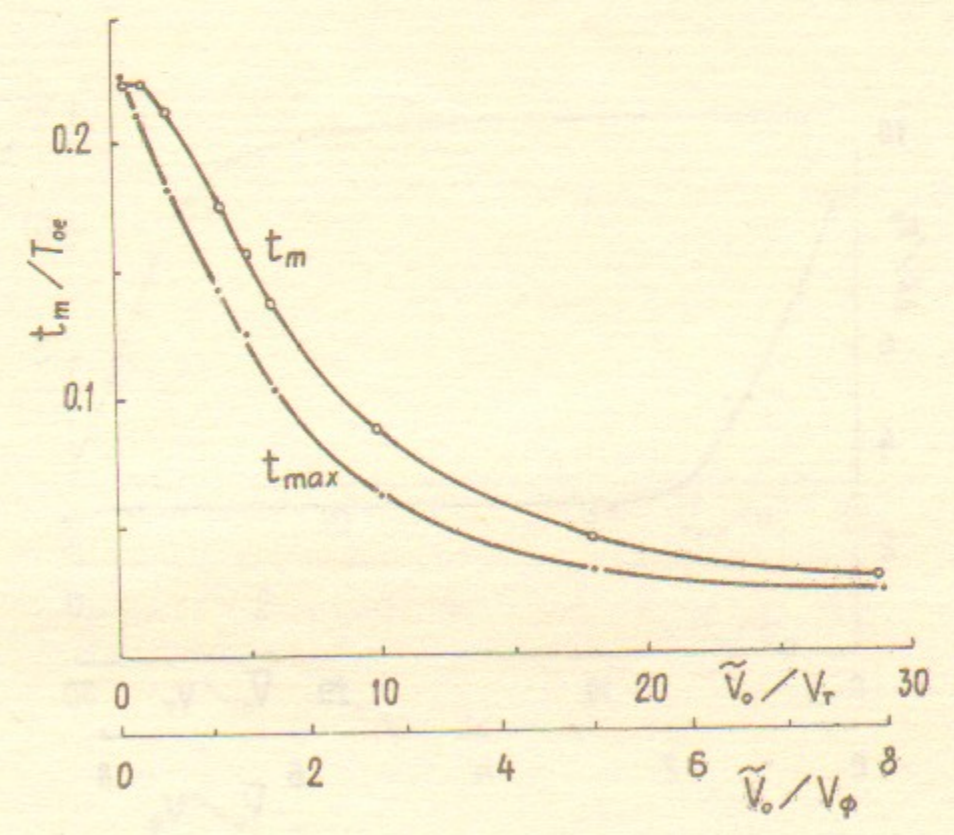


Рис. 10.

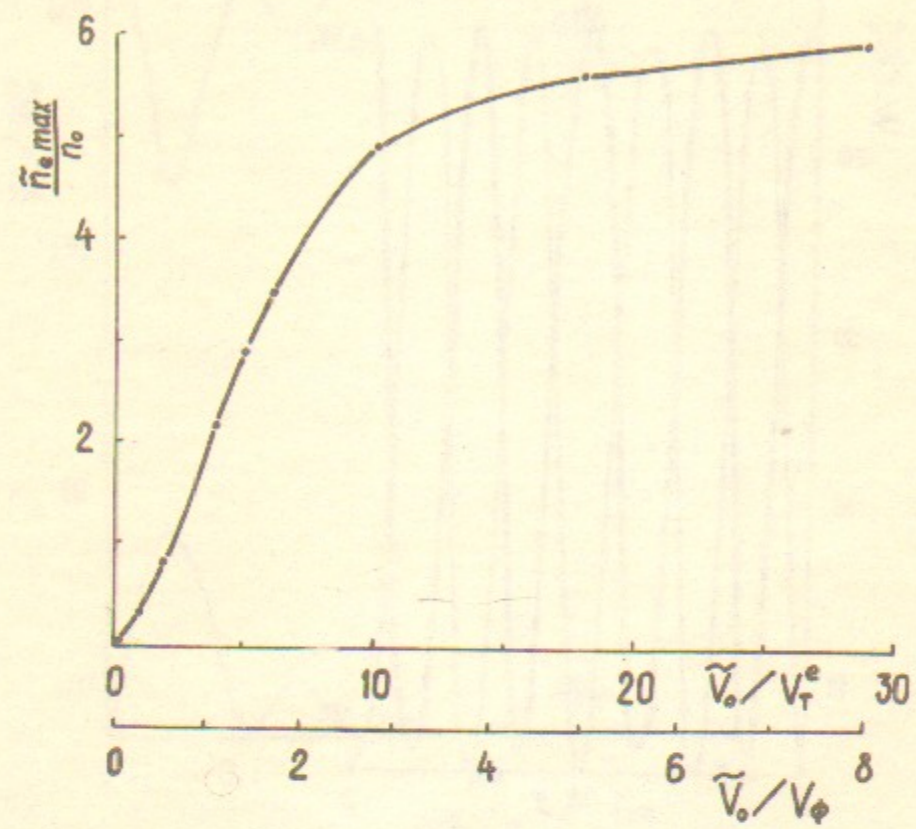


Рис. II.

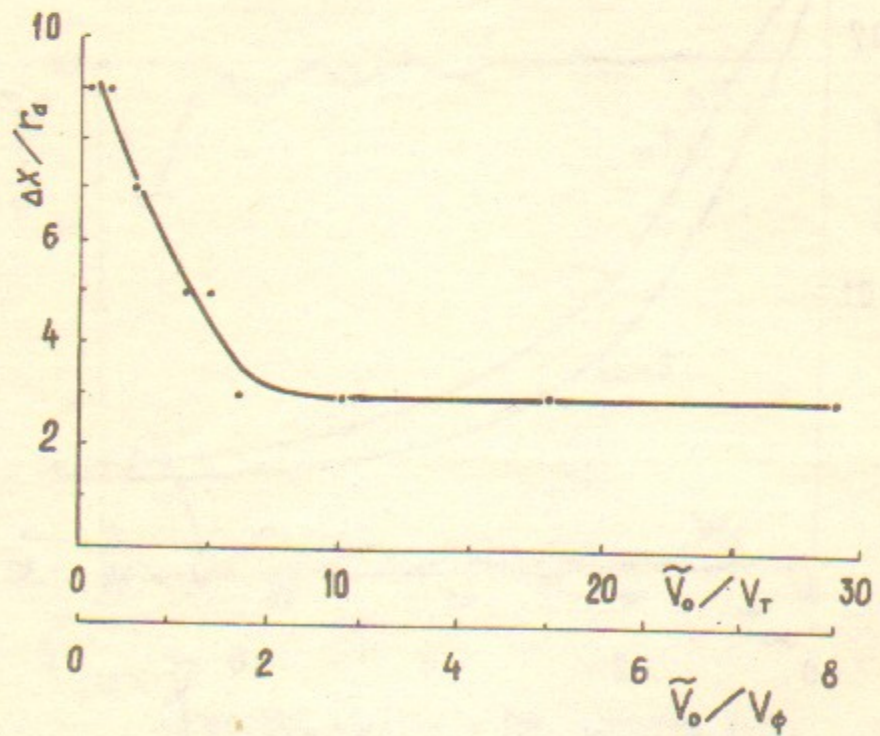


Рис. I2a.

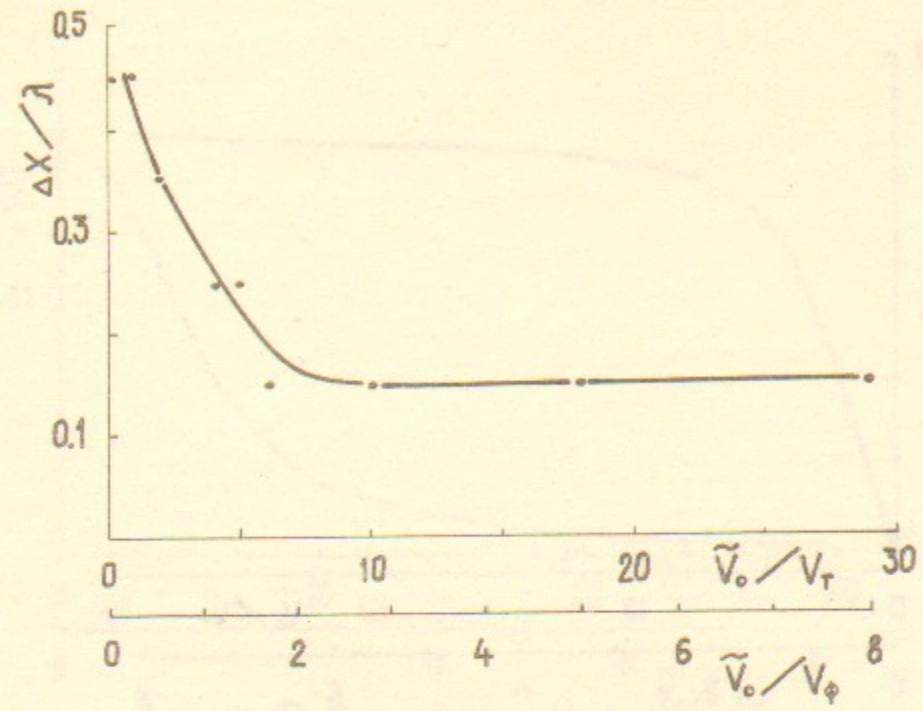


Рис. I2б.

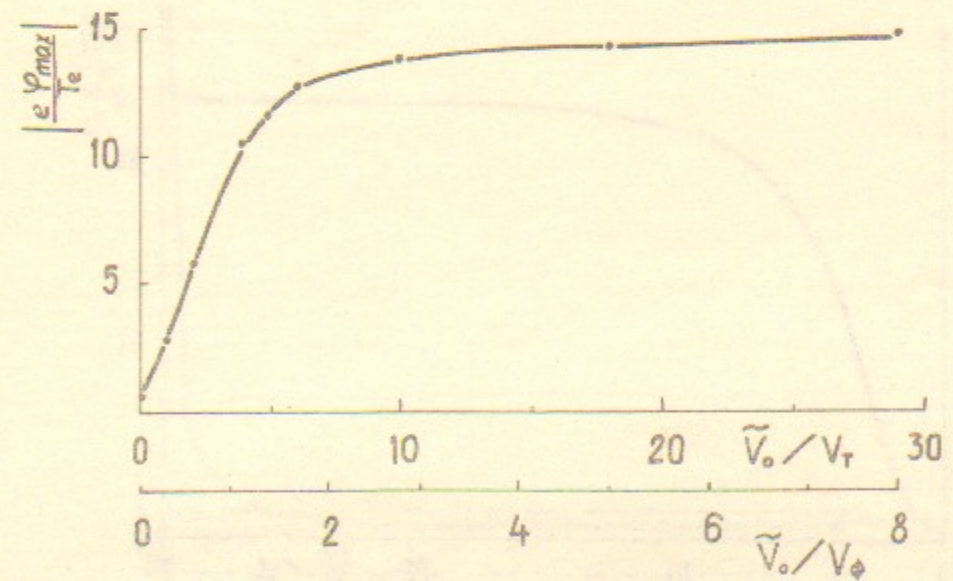


Рис. I3.

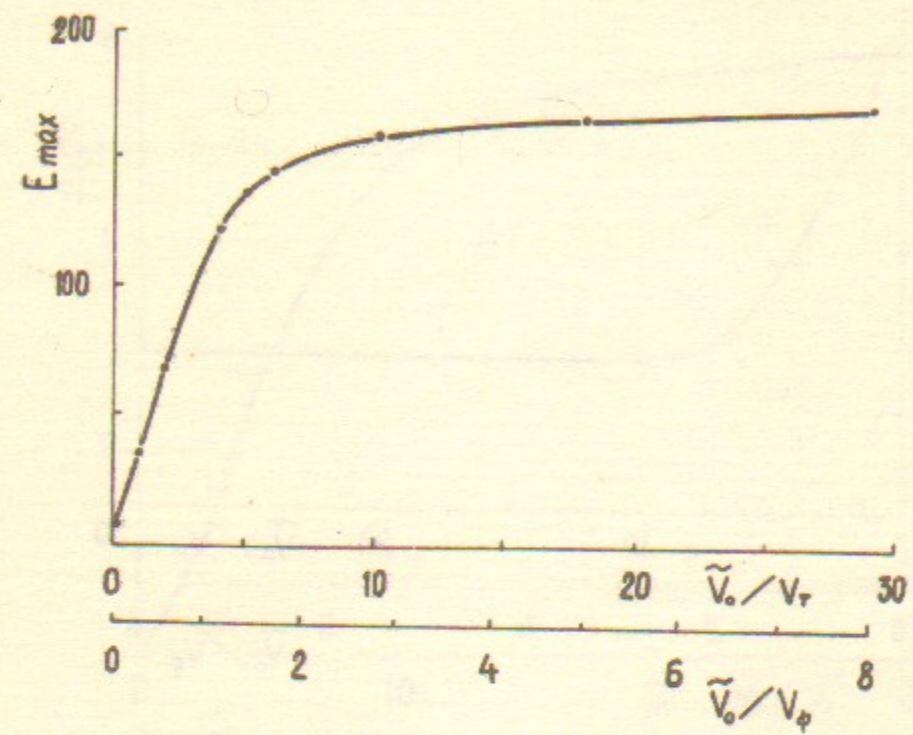


Рис. I4.

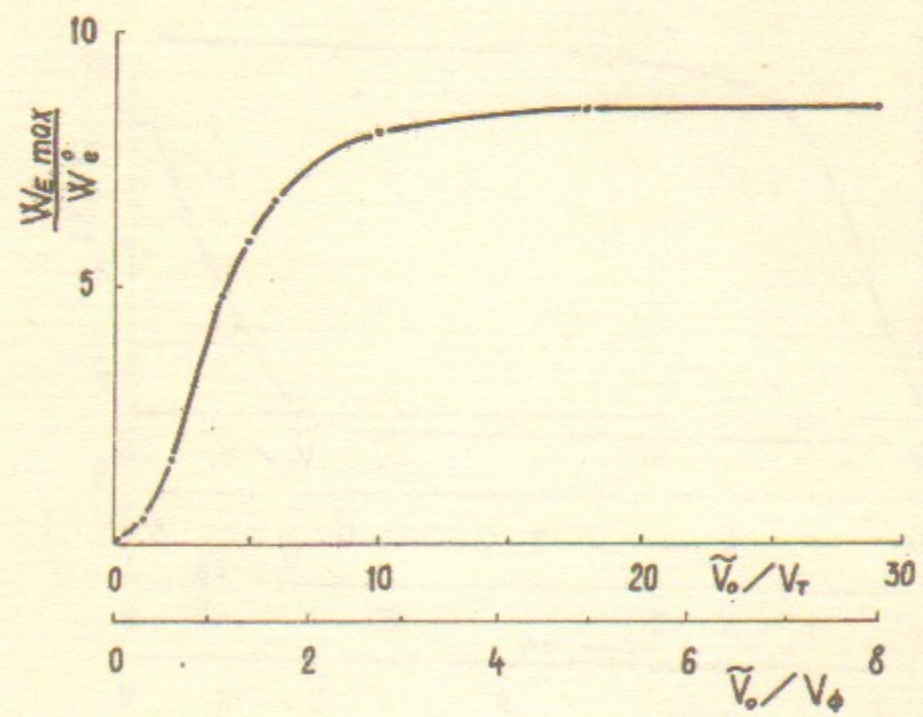


Рис. I5.

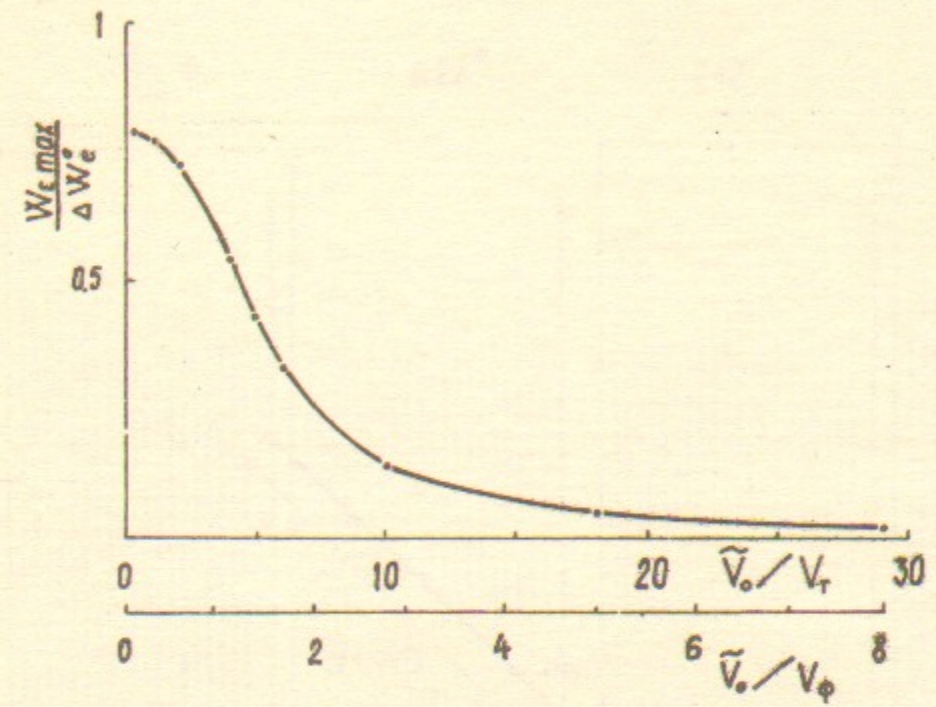


Рис. I6.

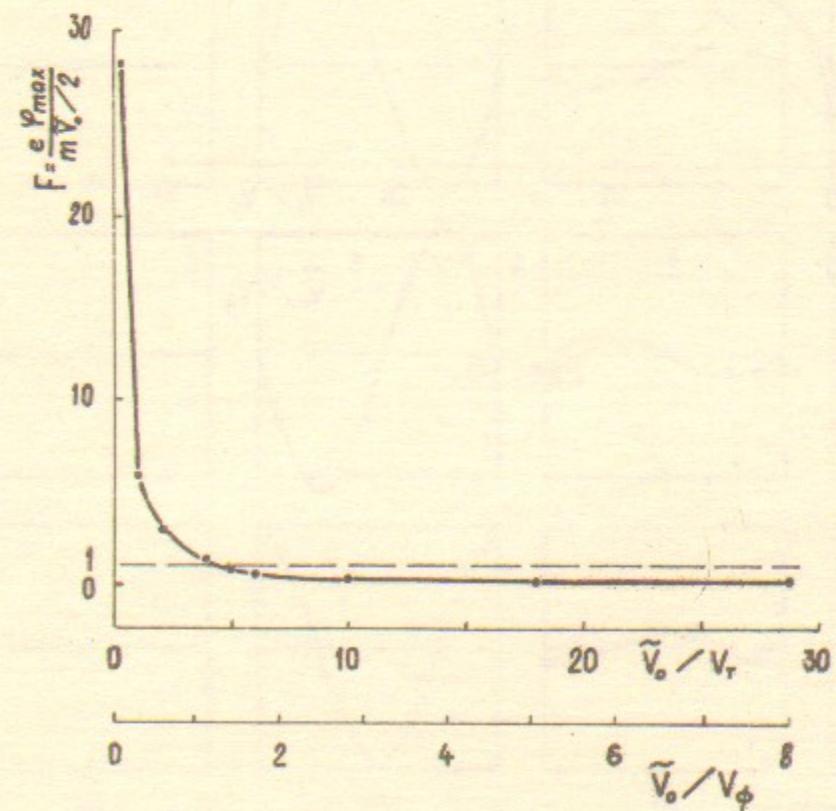


Рис. I7.

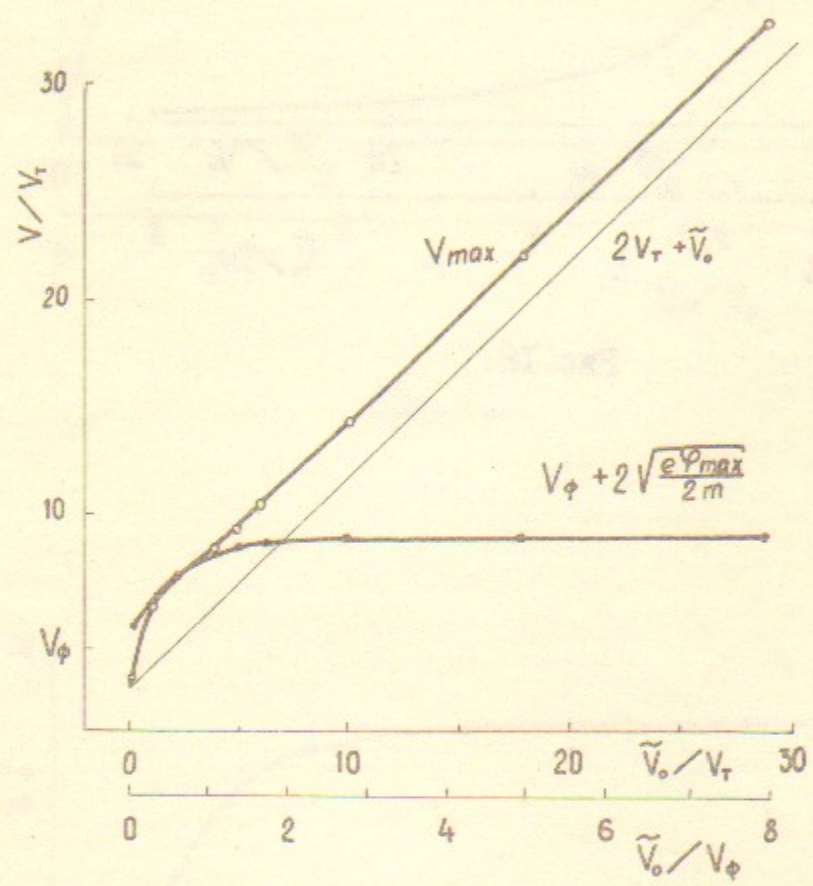


Рис. 18.

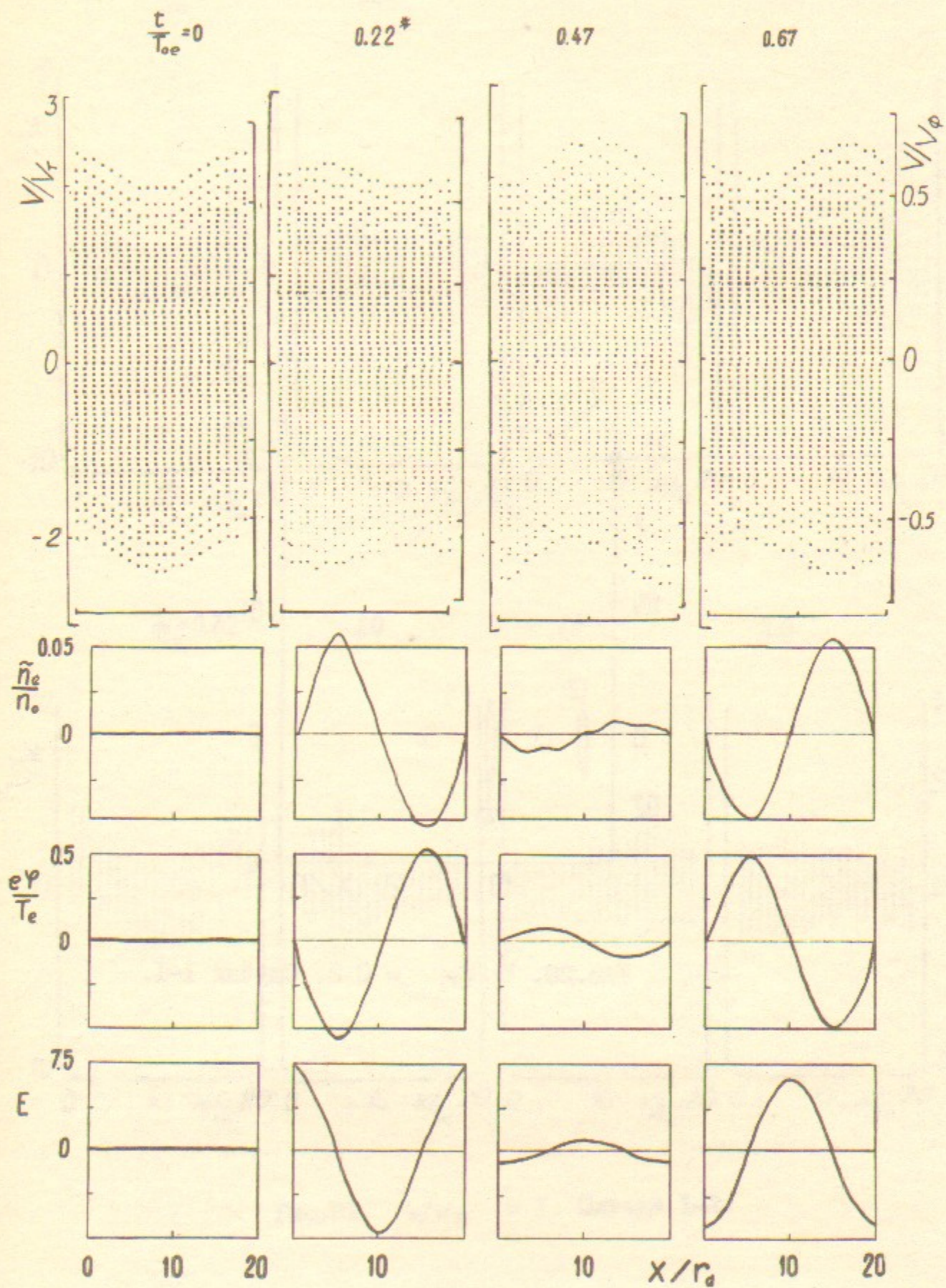


Рис. 19. $\tilde{V}_0/V_T = 0,2$. Случай I-I.

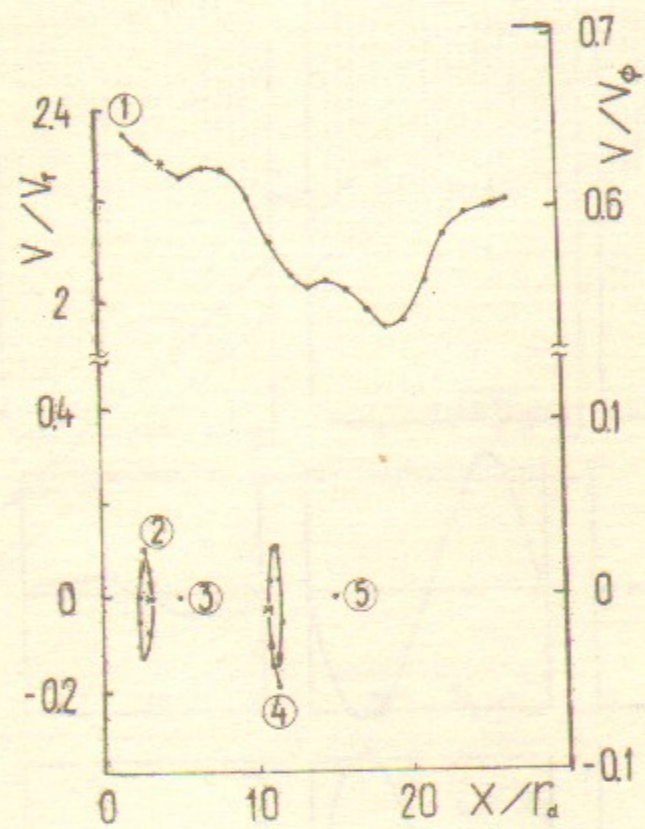


Рис.20. $\tilde{v}_0/v_T = 0,2$. Случай I-I.

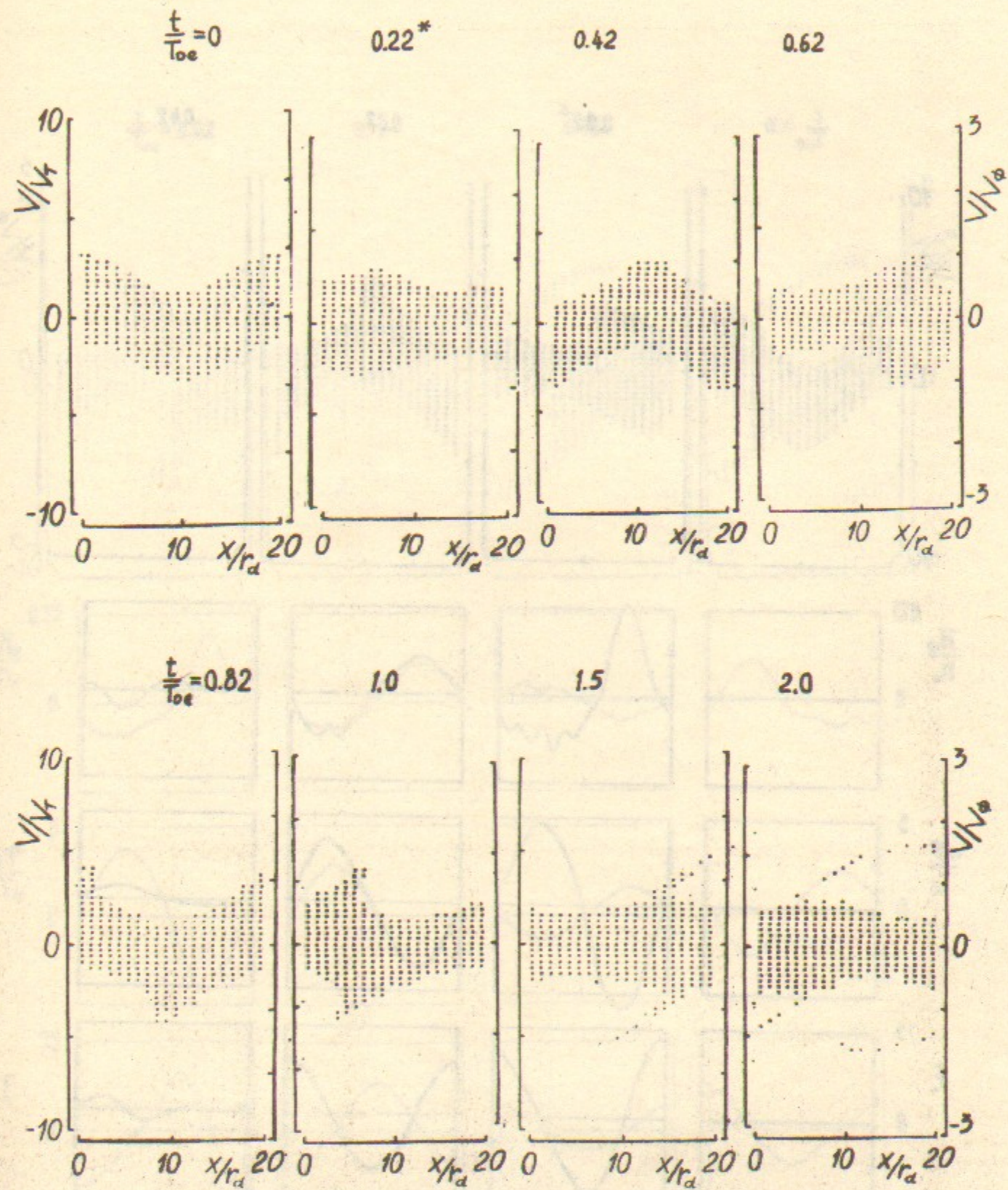


Рис.21. $\tilde{v}_0/v_T = 1$. Случай I-2.

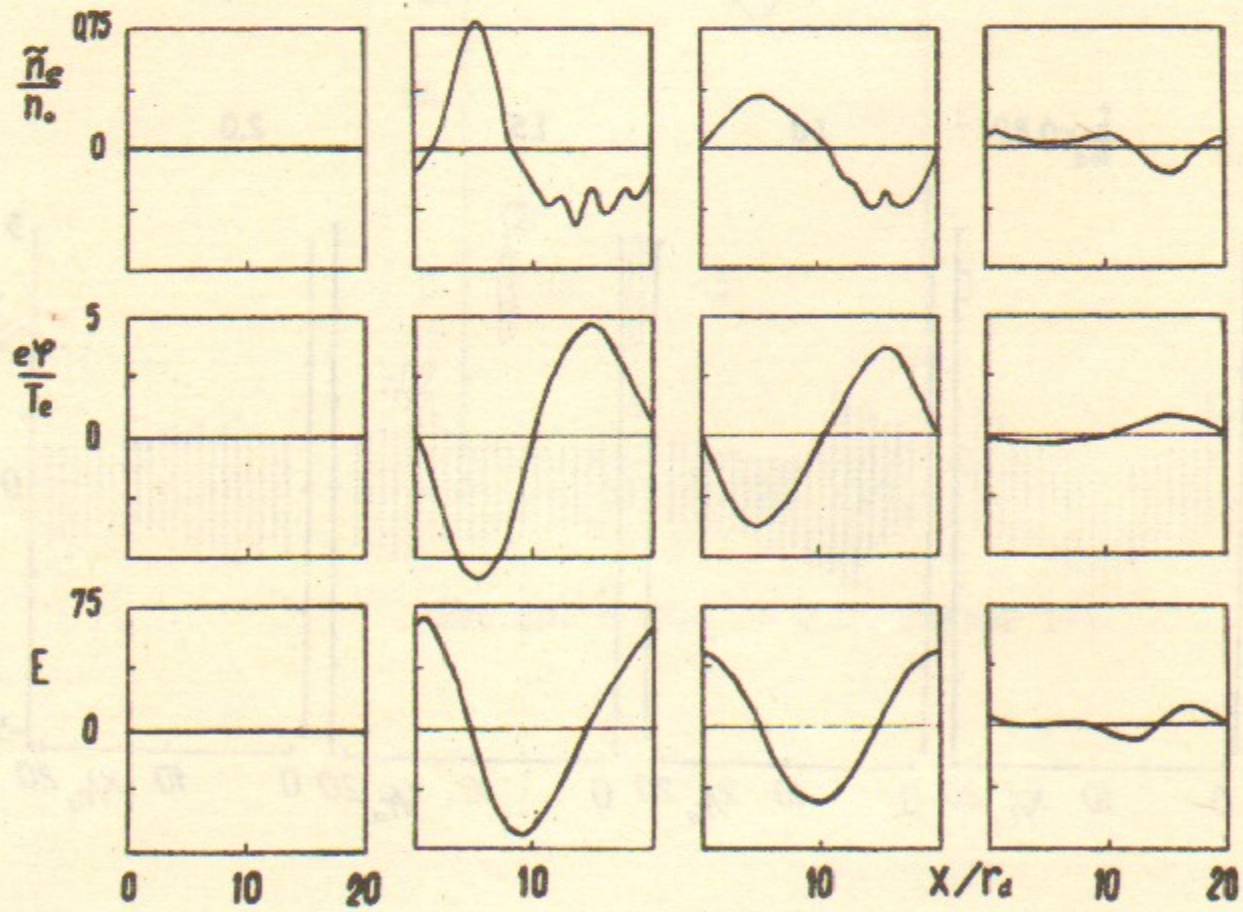
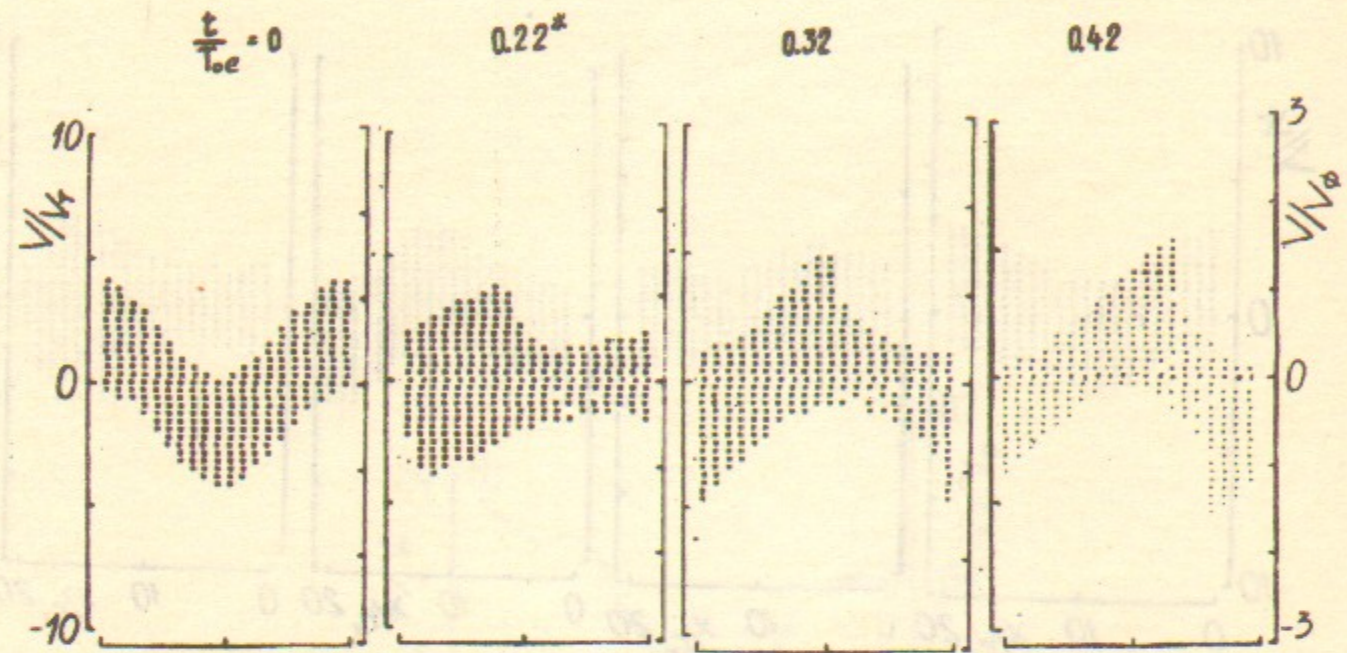


Рис.22. $\tilde{V}_0/V_T = 2$. Случай I-3.

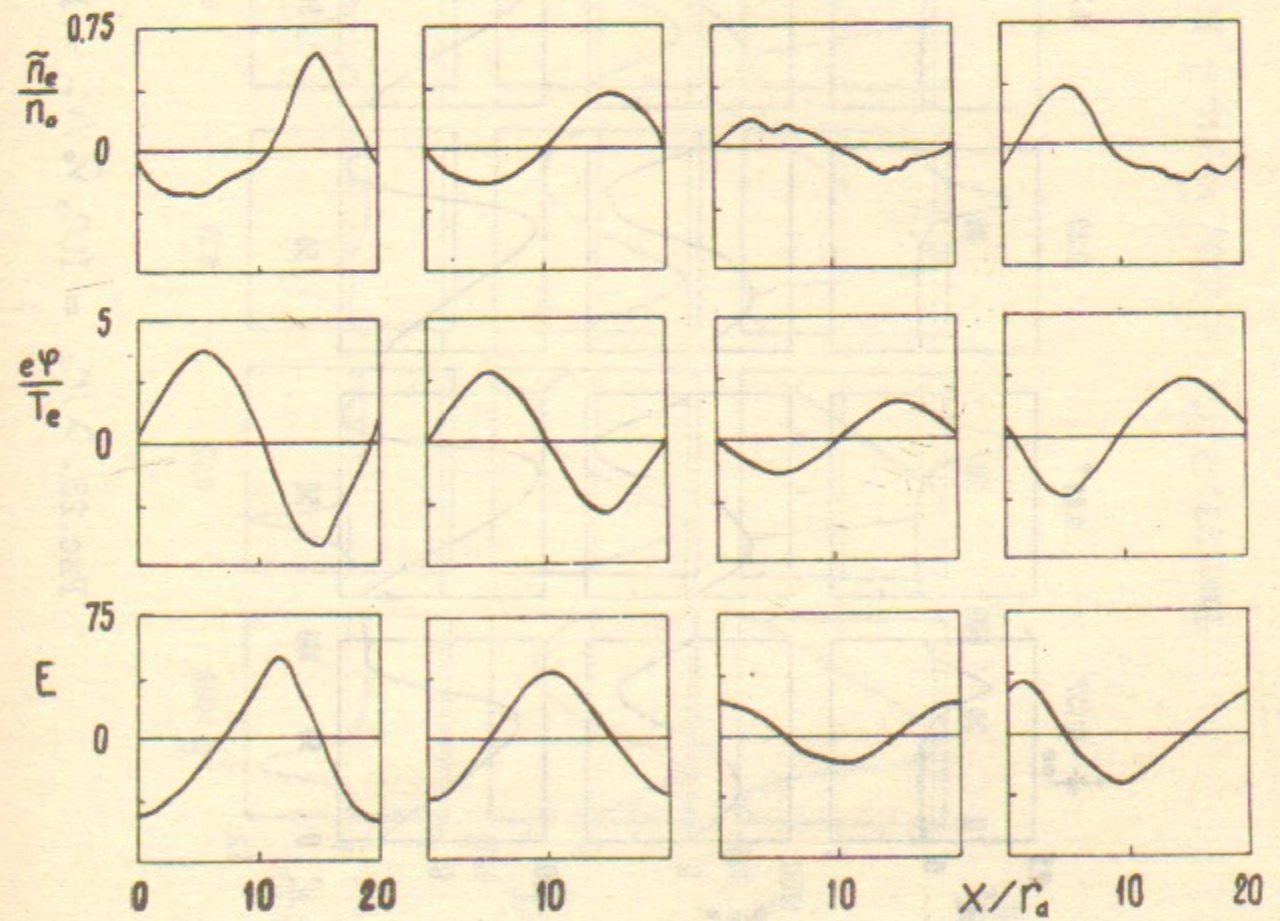
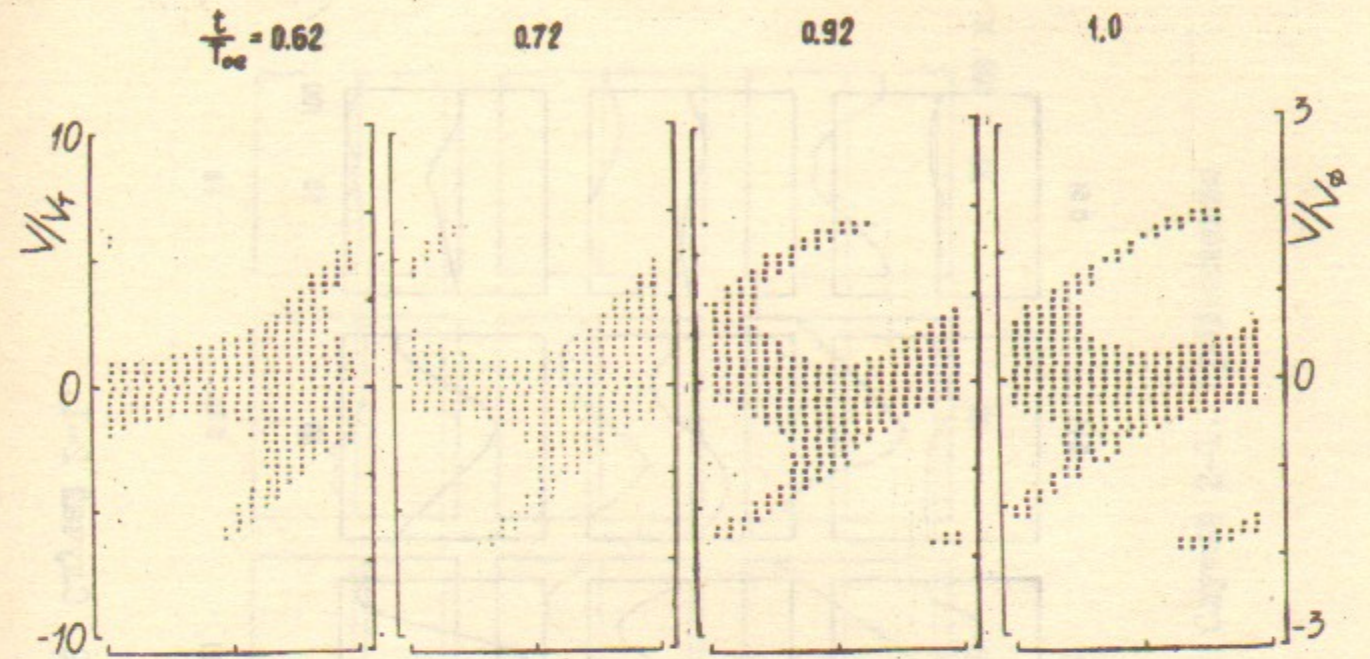


Рис.22. $\tilde{V}_0/V_T = 2$. Случай I-3. Продолжение

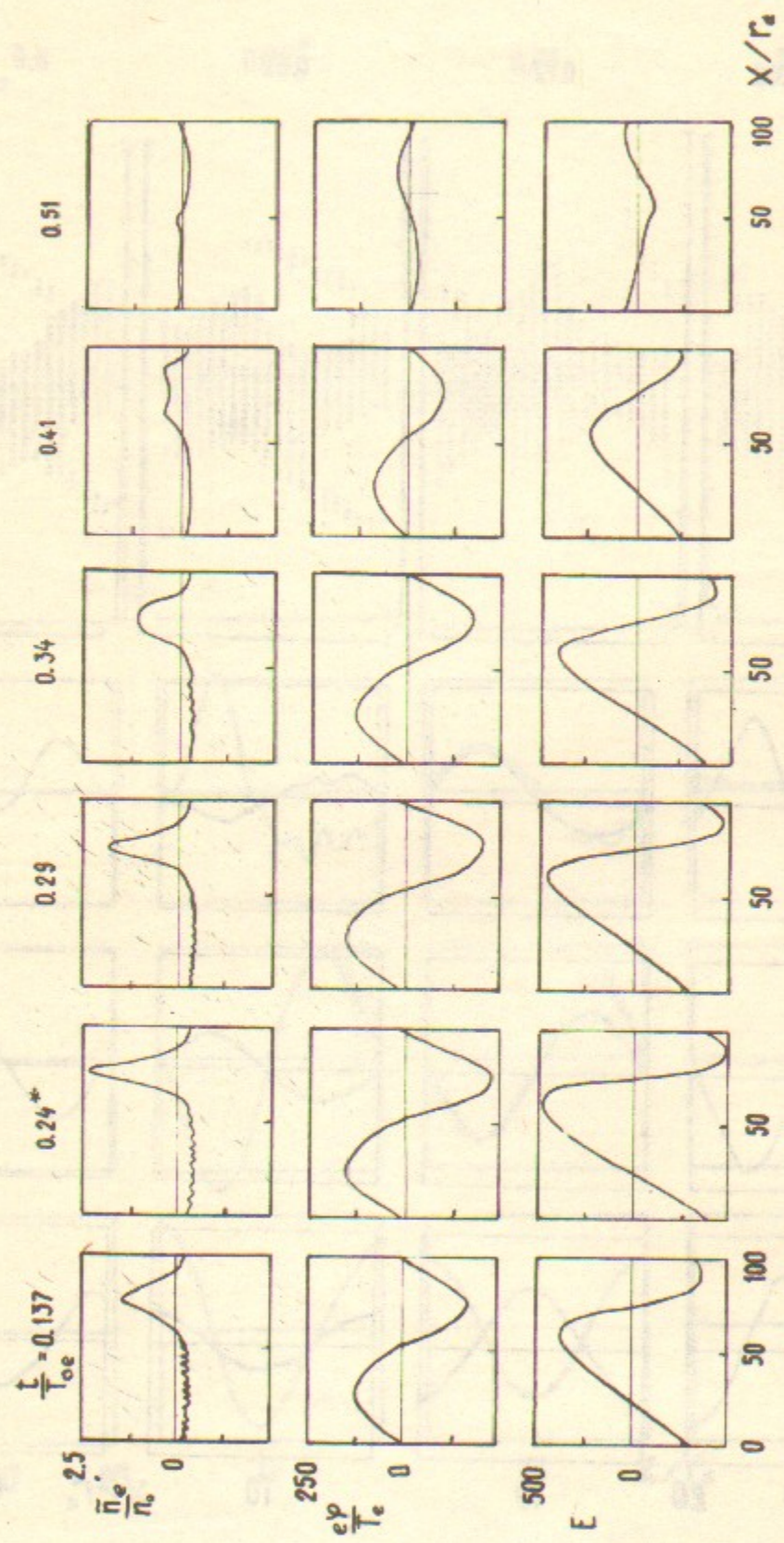


Рис.23. $\lambda/r_a = 100, \tilde{V}_0/V_T = 12$. Случай 2-I.

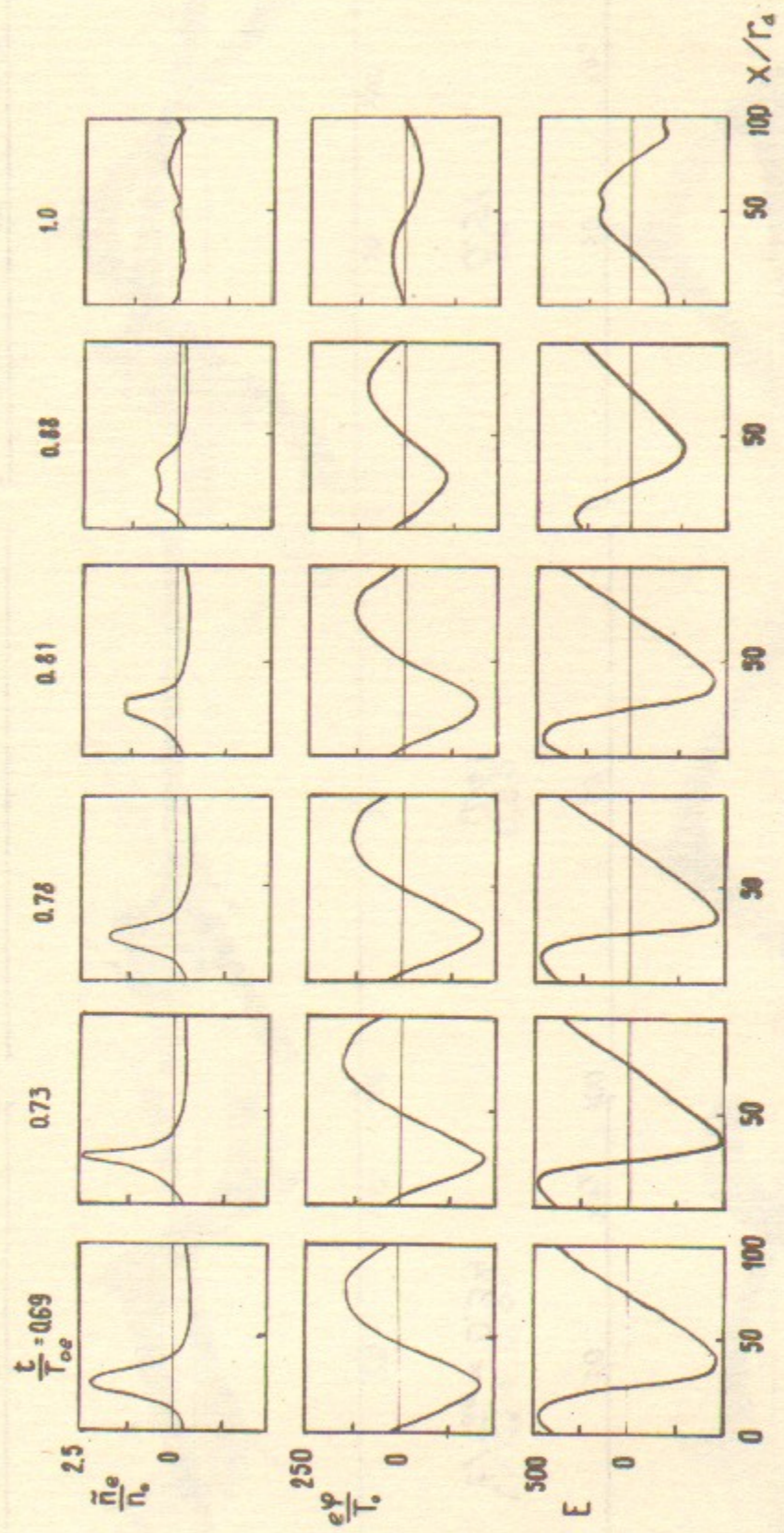
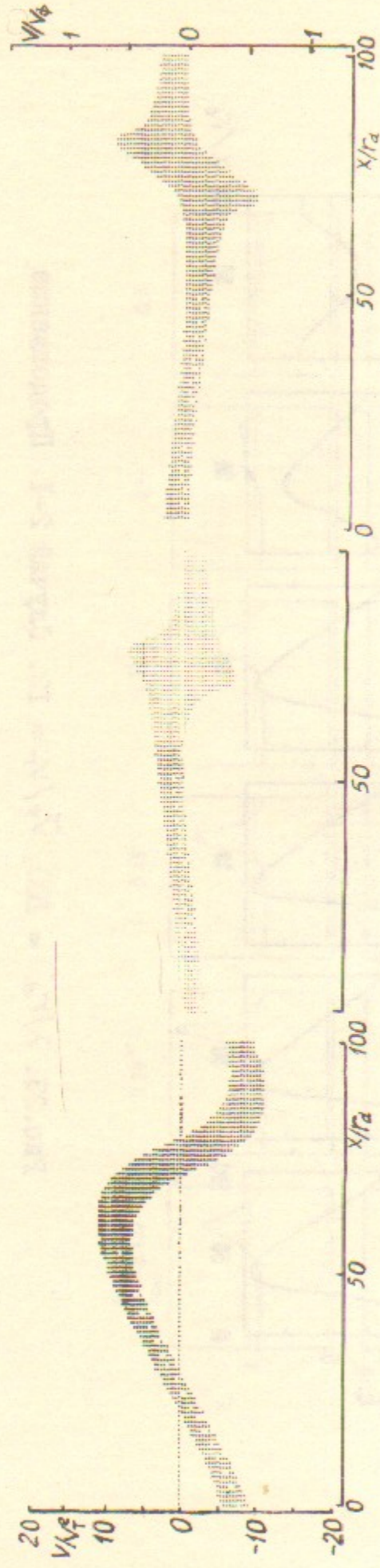


Рис.23. $\lambda/r_a = 100, \tilde{V}_0/V_T = 12$. Случай 2-I. Продолжение

$t/T_{oe} = 0.137$

0.24*

0.29



38

$t/T_{oe} = 0.34$

0.41

0.51

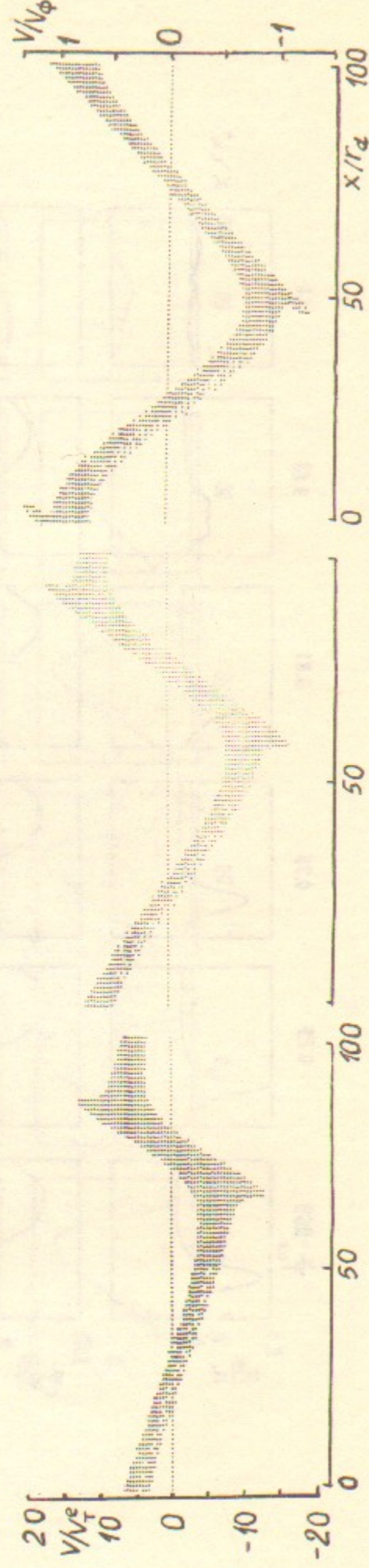
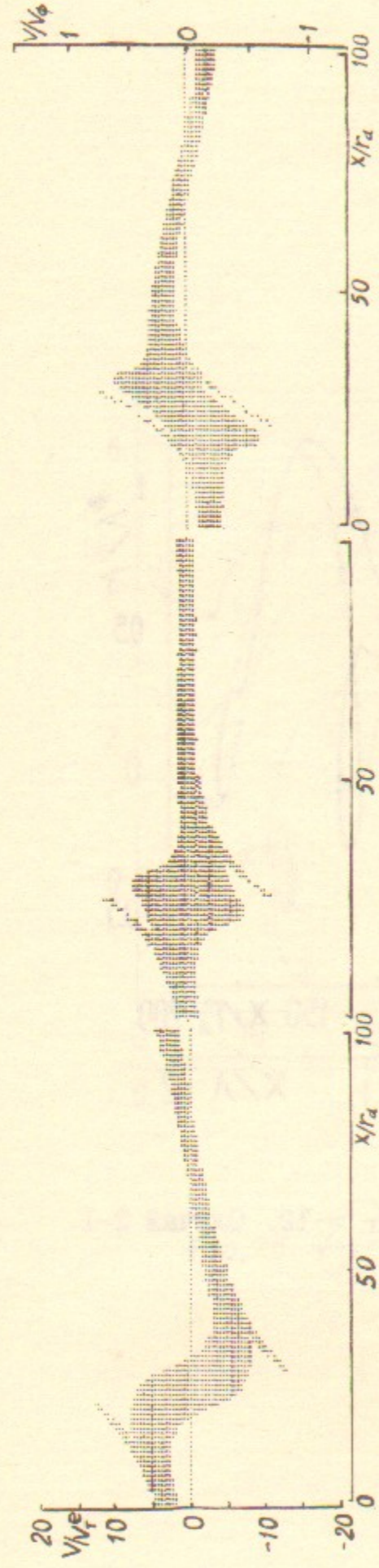


Рис.23. $\lambda/r_d = 100$, $\bar{V}_o/V_T = 12$. Случай 2-Г.

$t/T_{oe} = 0.69$

0.73

0.78



39

$t/T_{oe} = 0.81$

0.88

1.0

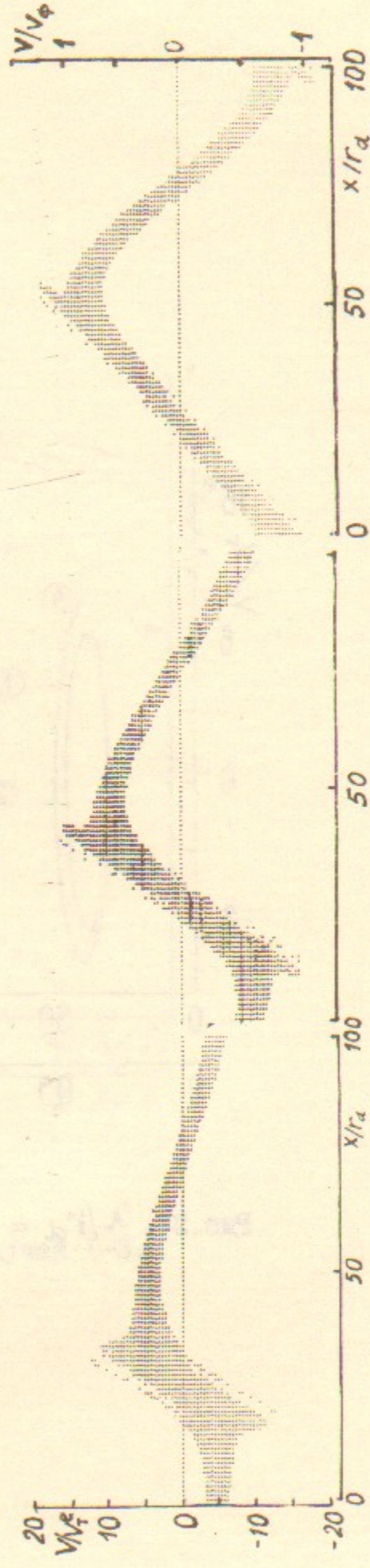


Рис.23. $\lambda/r_d = 100$, $\bar{V}_o/V_T = 12$. Случай 2-Г. Продолжение

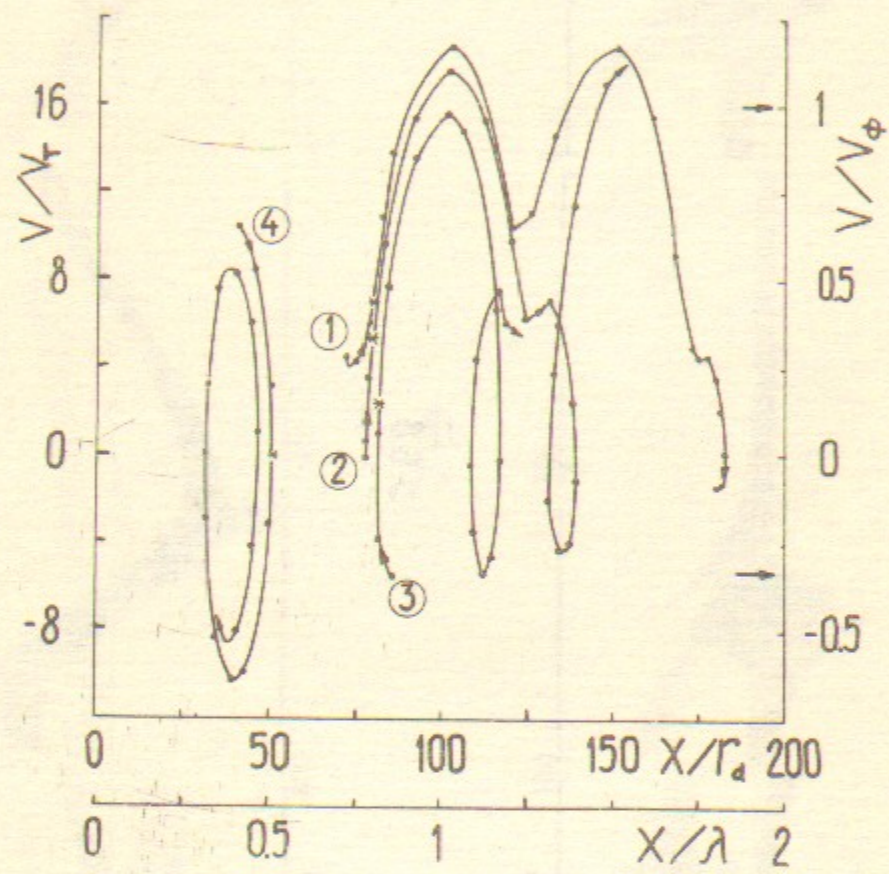


Рис.24. $\lambda/r_a = 100, \tilde{V}_0/V_T = 12$. Случай 2-1.

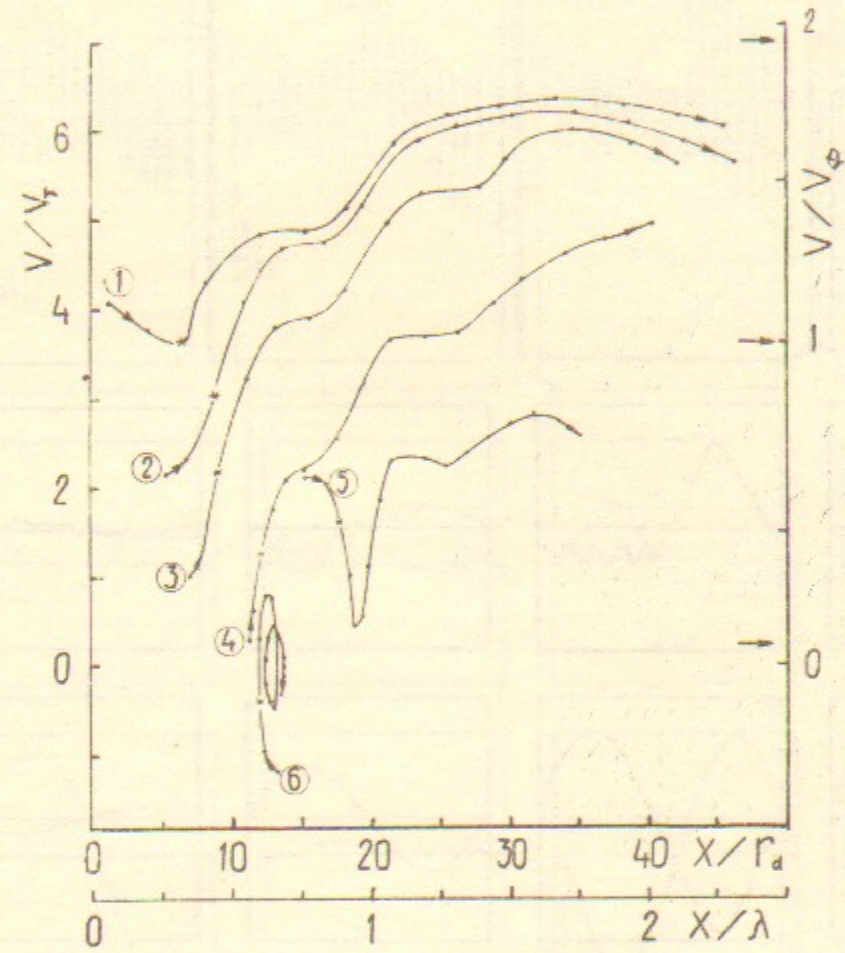


Рис.25. $\tilde{V}_0/V_T = 2$. Случай 1-3.

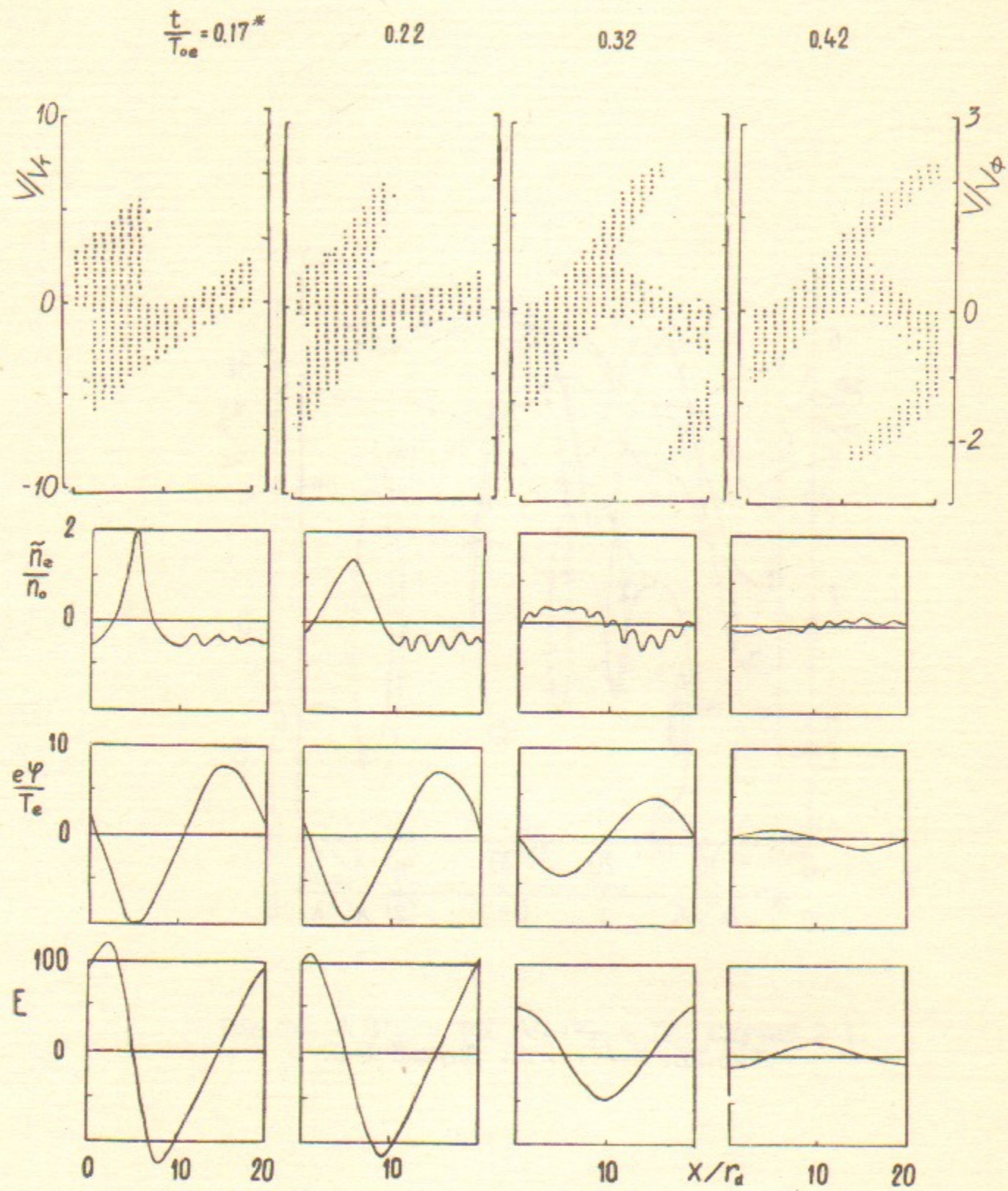


Рис.26. $\tilde{v}_0/V_T = 4$. Случай I-4.

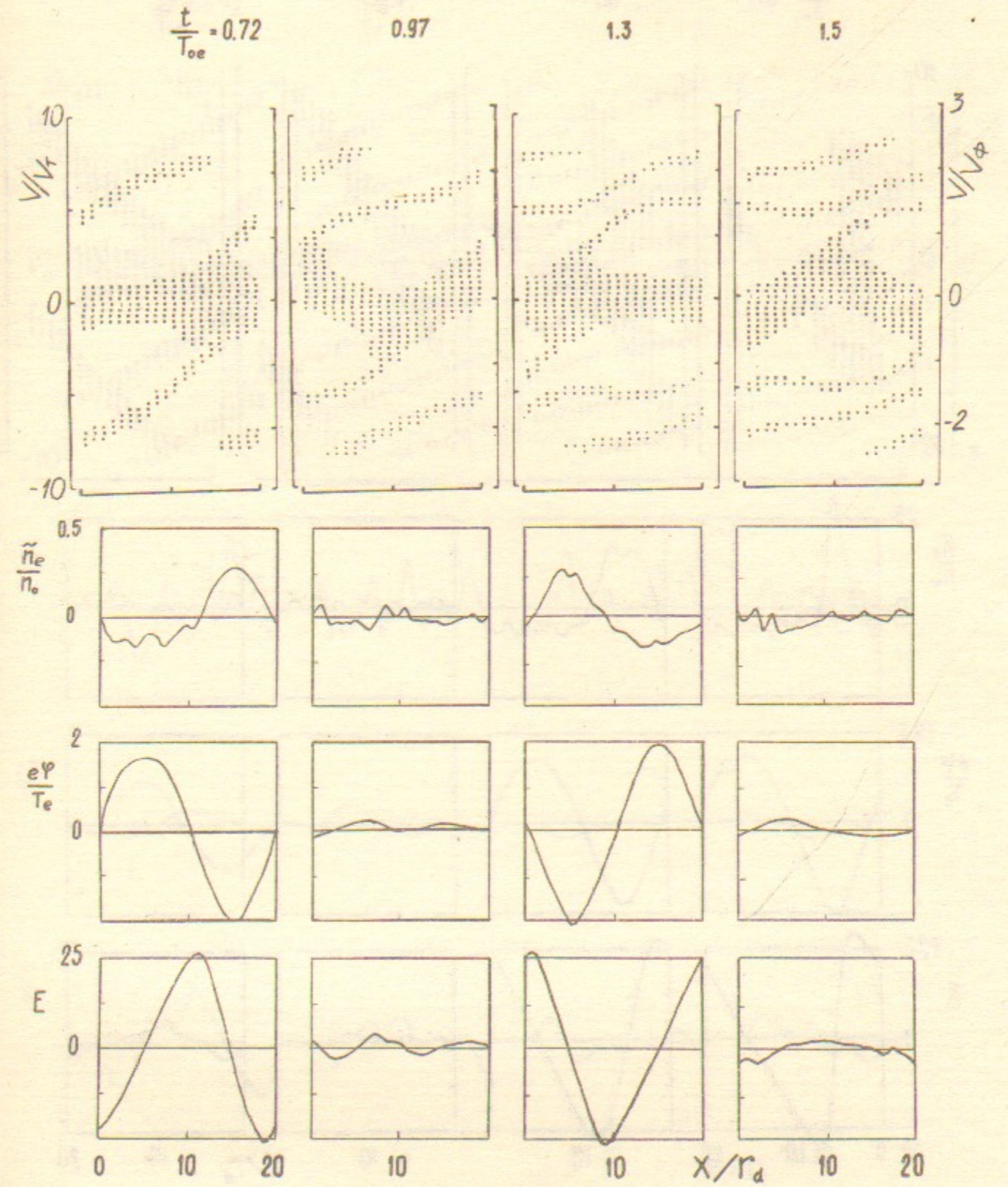


Рис.26. $\tilde{v}_0/V_T = 4$. Случай I-4. Продолжение

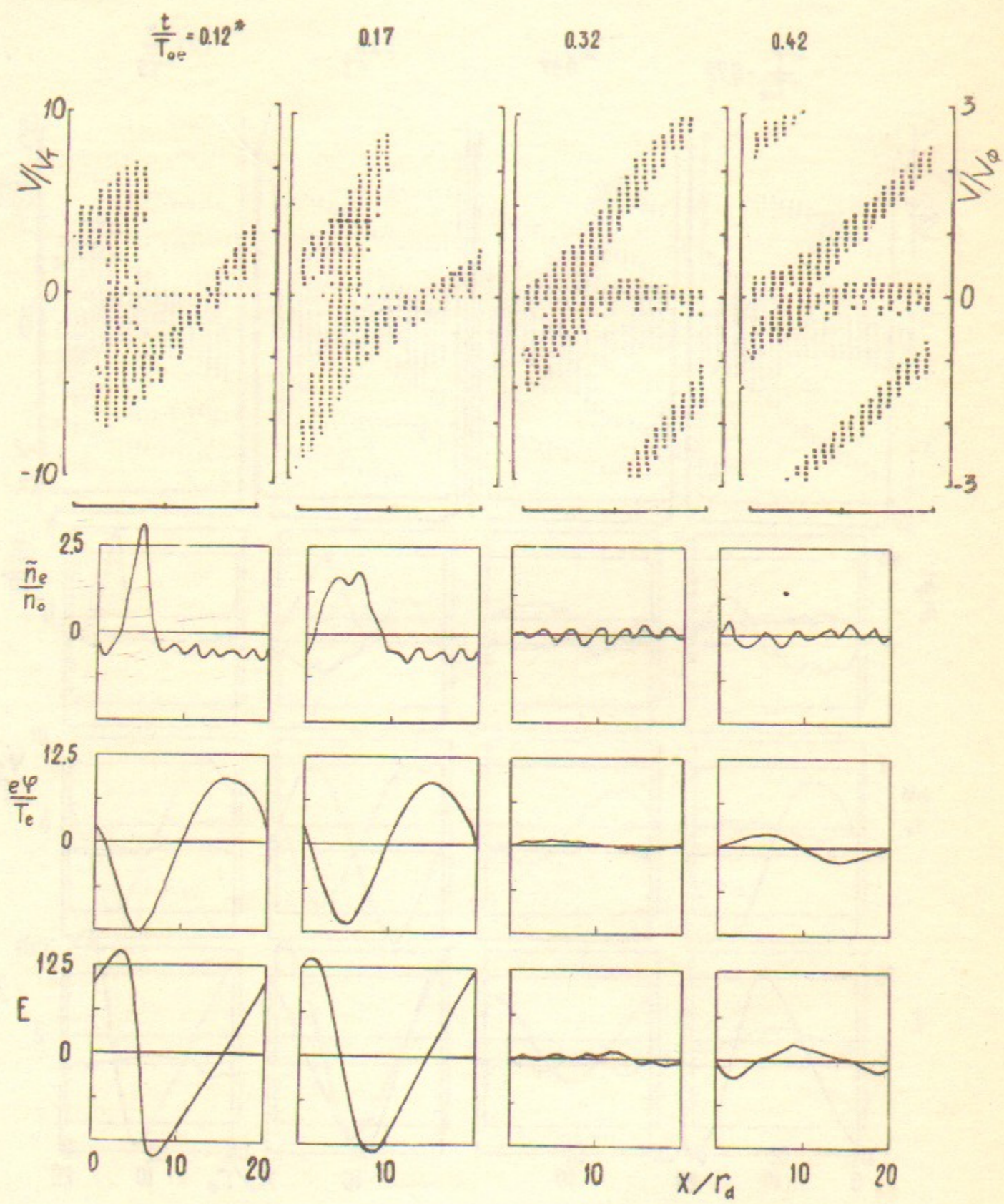


Рис.27. $\tilde{V}_0/V_T = 6$. Случай I-6.

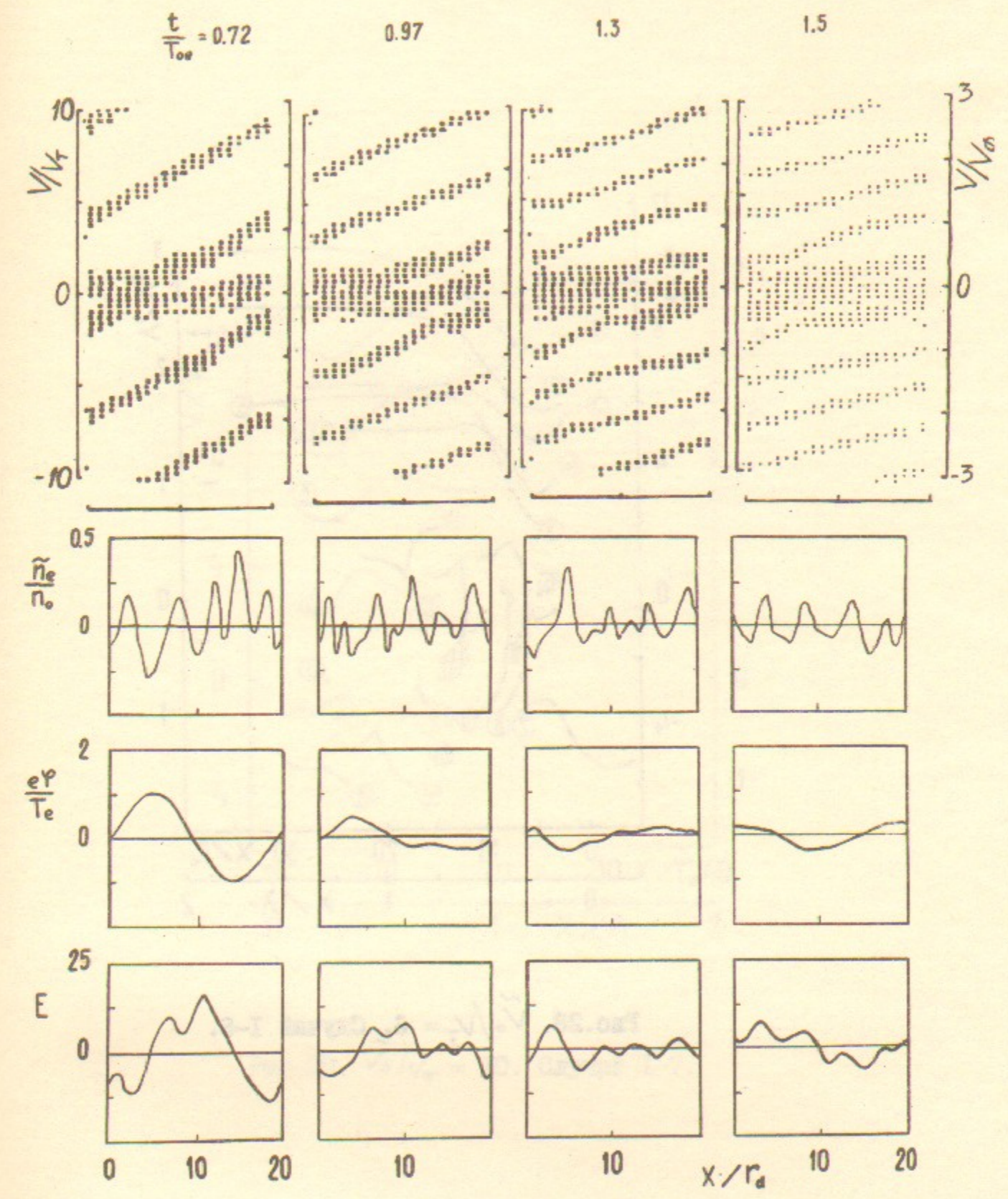


Рис.27. $\tilde{V}_0/V_T = 6$. Случай I-6. Продолжение

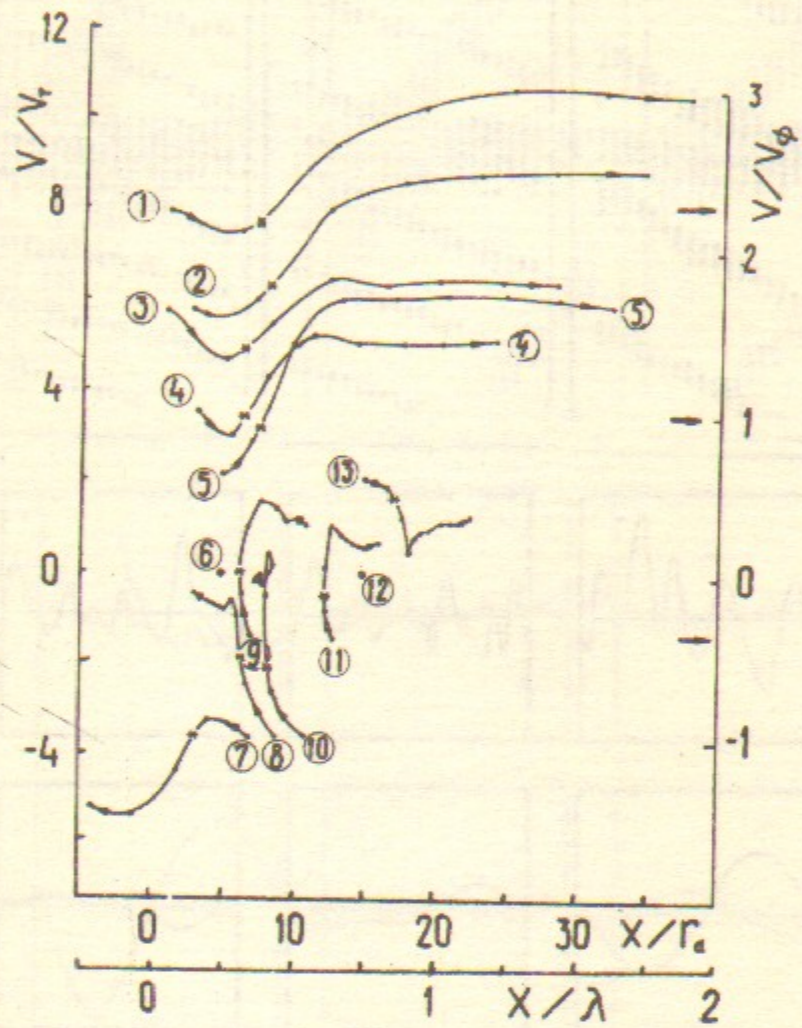


Рис.28. $\tilde{V}_0/V_T = 6$. Случай I-6.

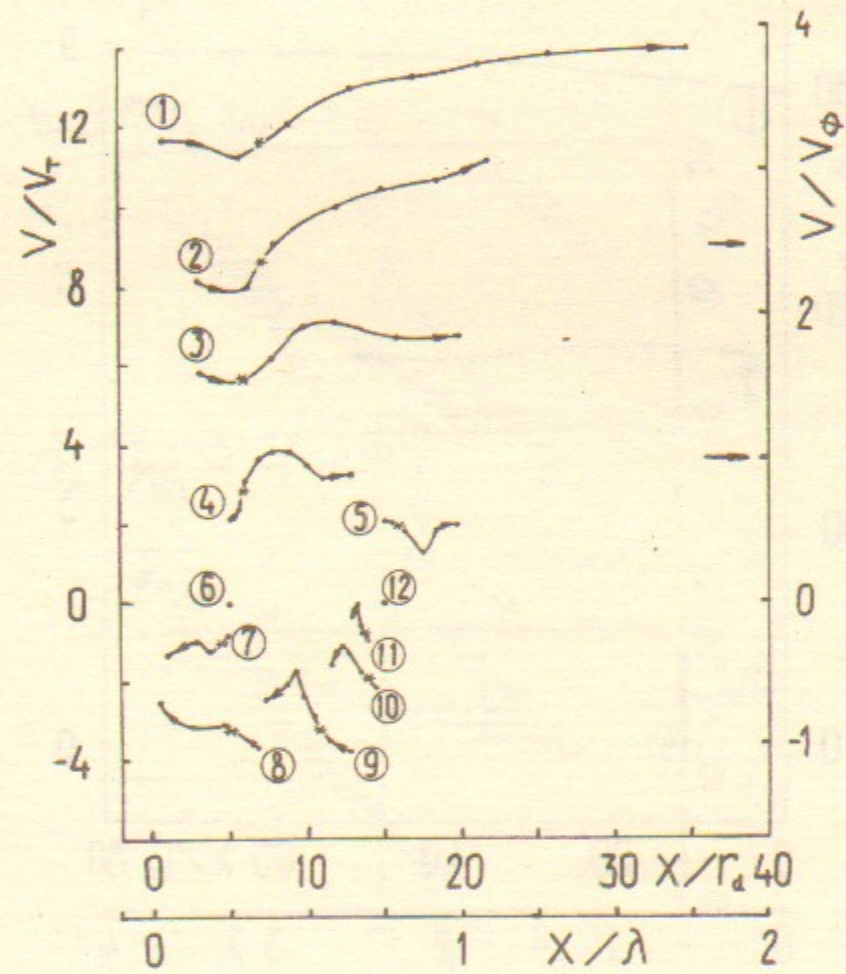


Рис.29. $\tilde{V}_0/V_T = 10$. Случай I-7.

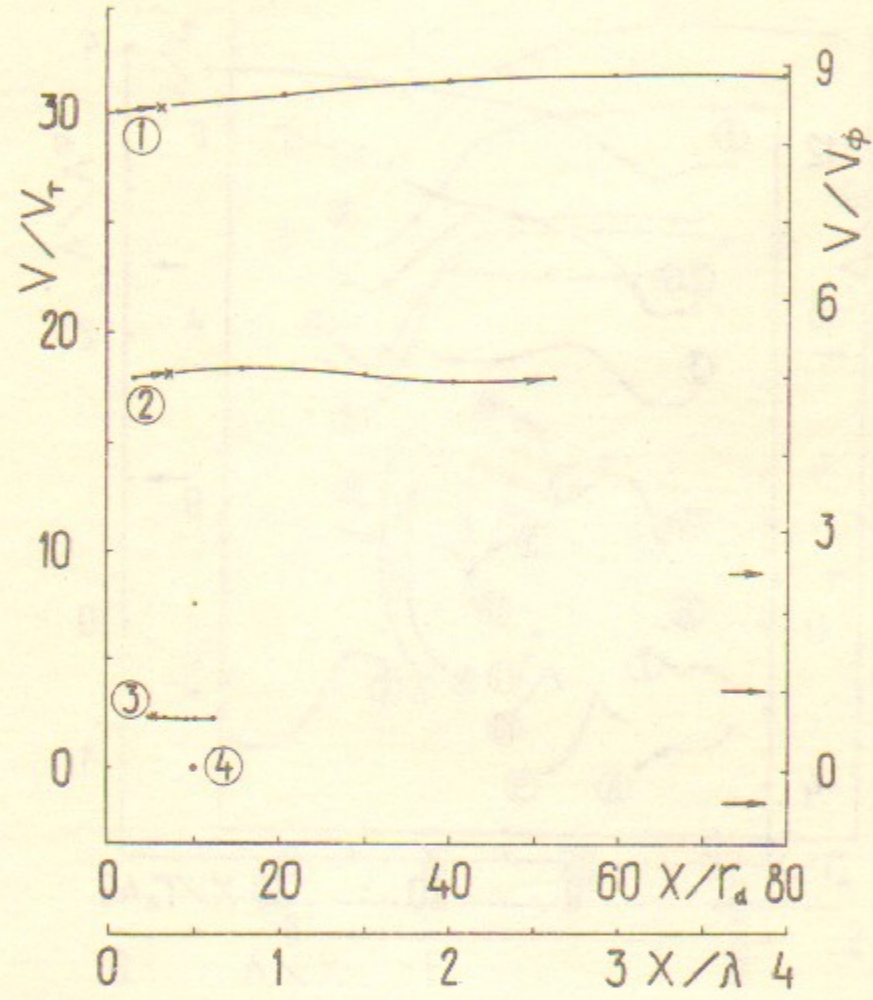


Рис.30. $\tilde{V}_0/V_T = 29$. Случай I-9.

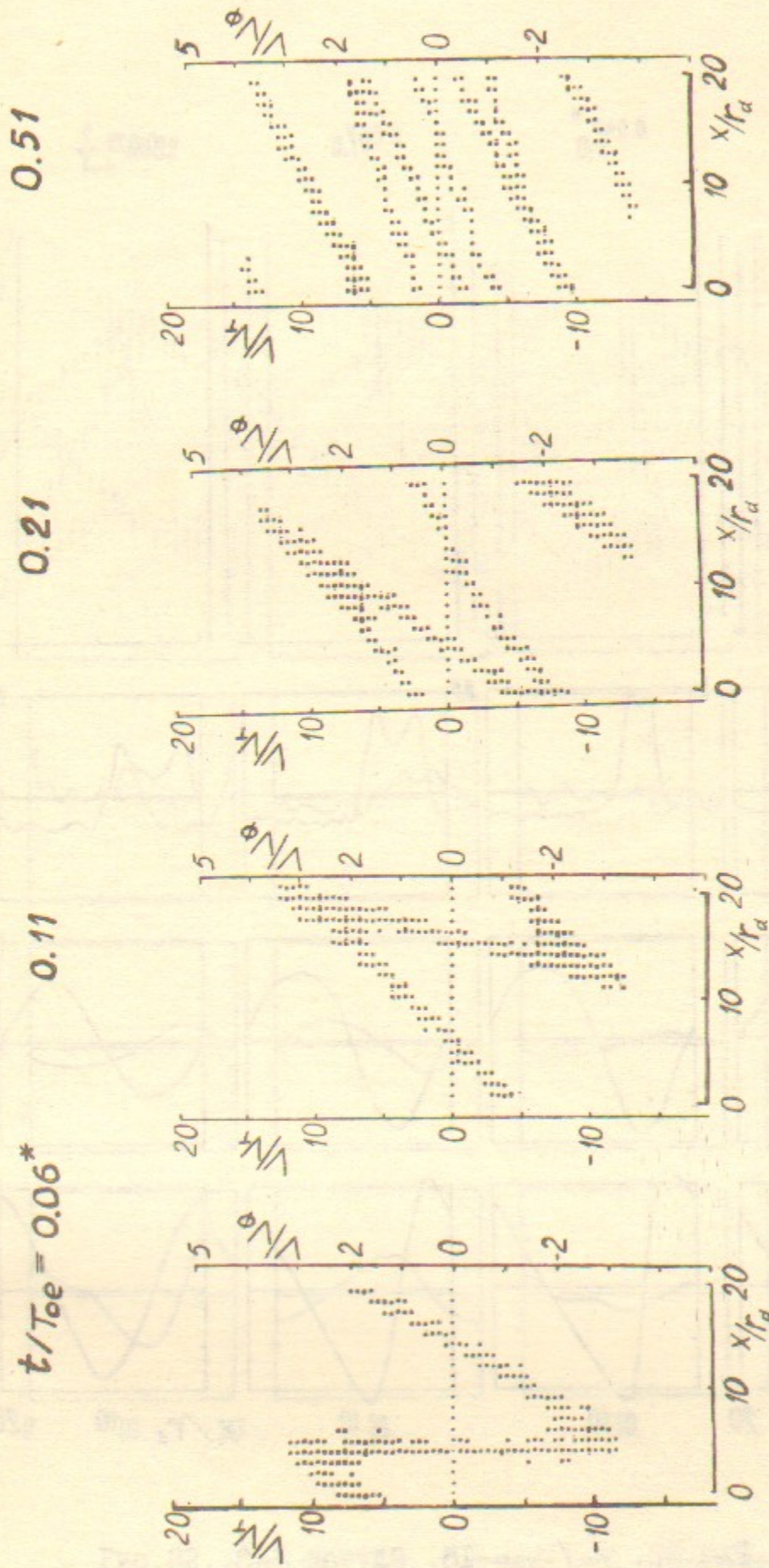


Рис.31. $\tilde{V}_0/V_T = 10$. Случай I-7.

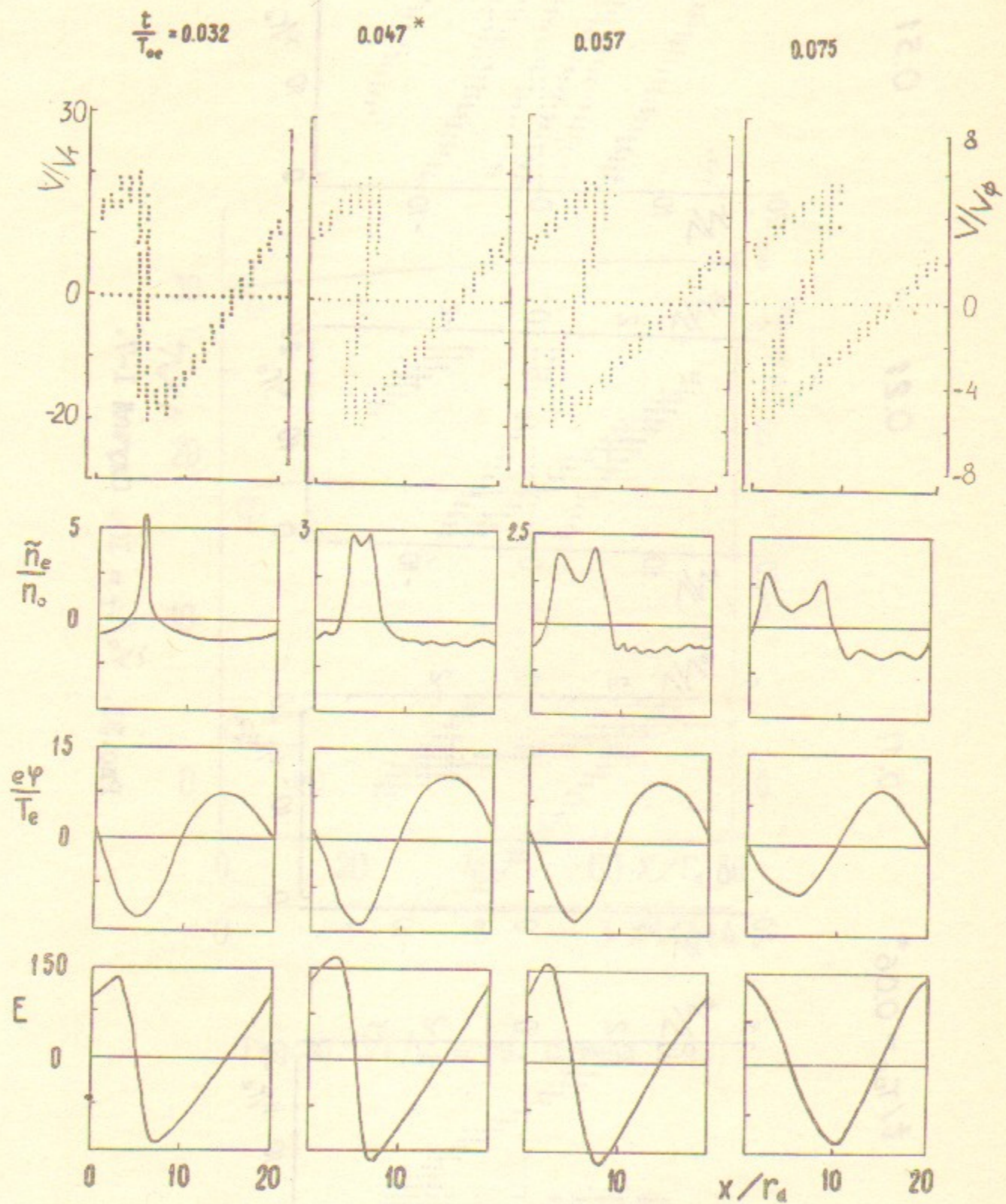


Рис.32. $\tilde{v}_0/V_T = 18$. Случай I-8.

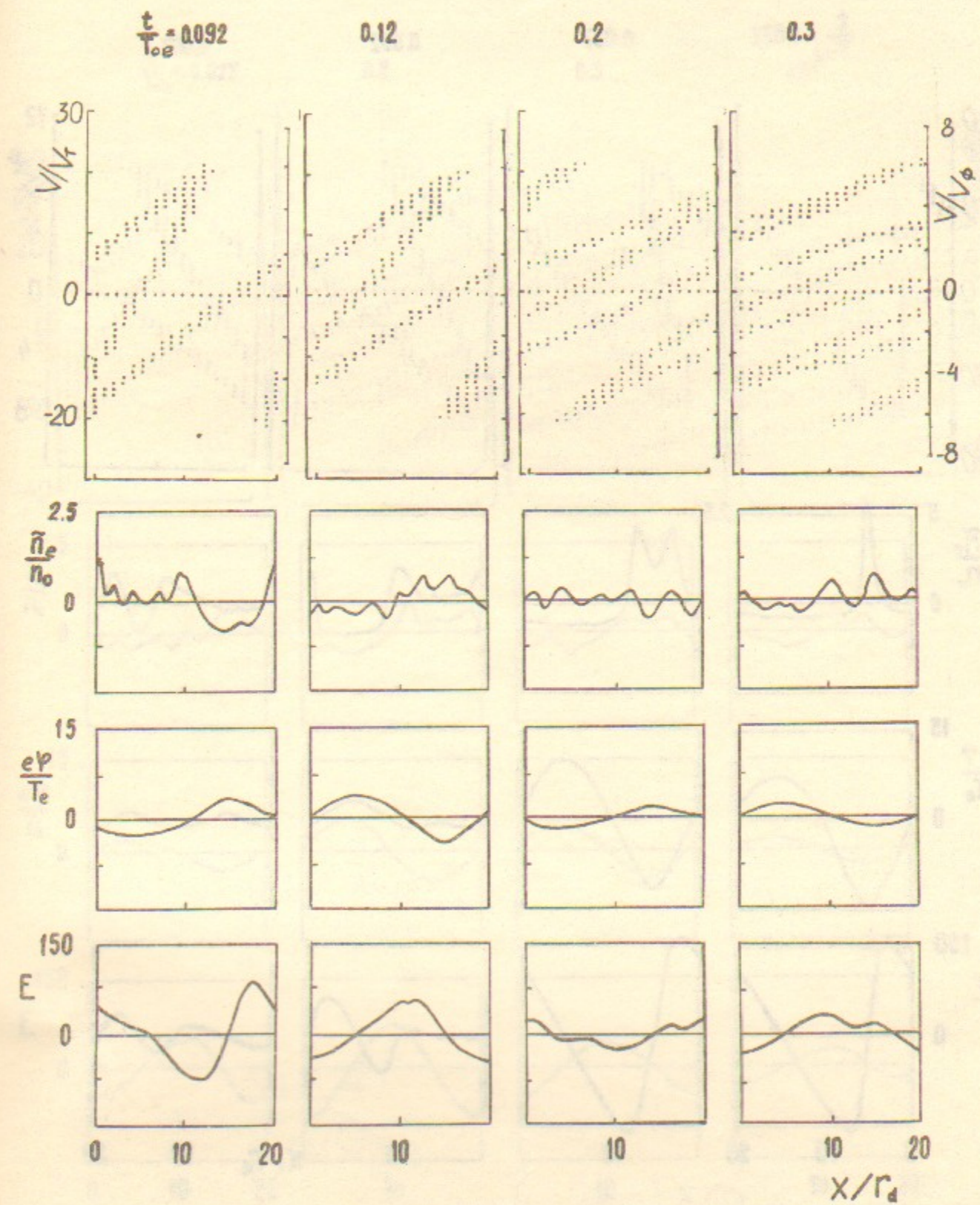


Рис.32. $\tilde{v}_0/V_T = 18$. Случай I-8. Продолжение

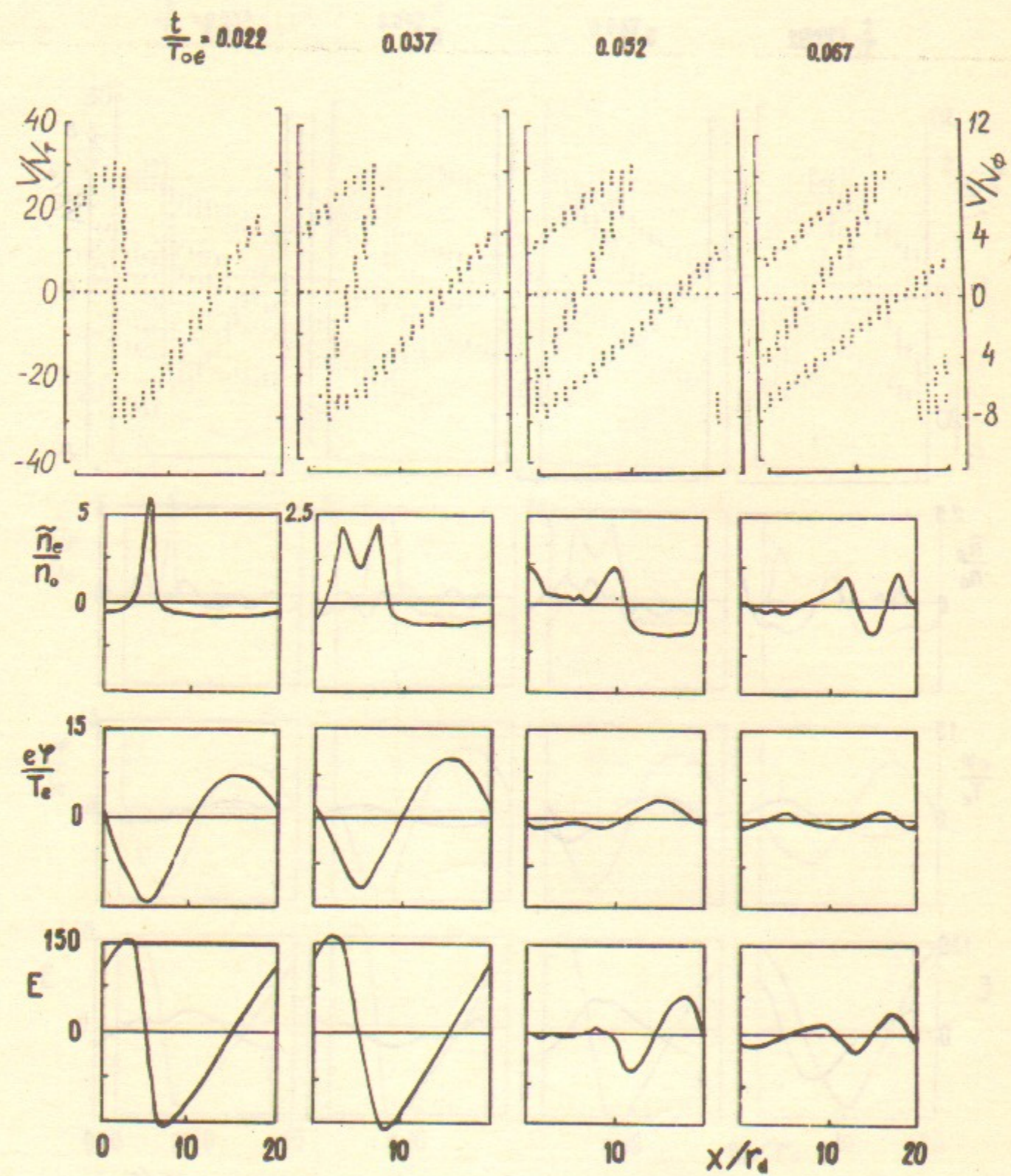


Рис.33. $\tilde{V}_0/V_T = 29$. Случай I-9.

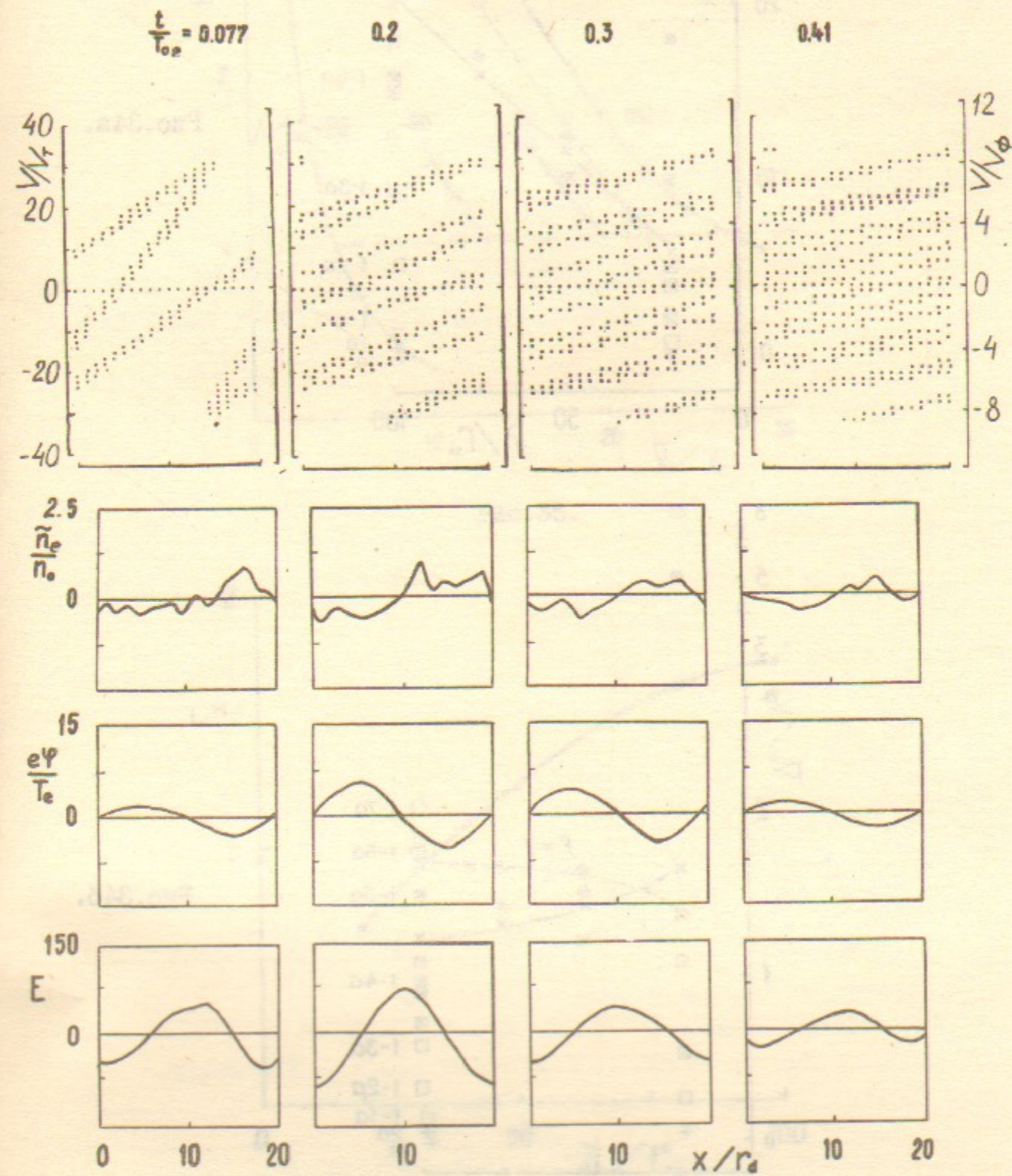


Рис.33. $\tilde{V}_0/V_T = 29$. Случай I-9. Продолжение

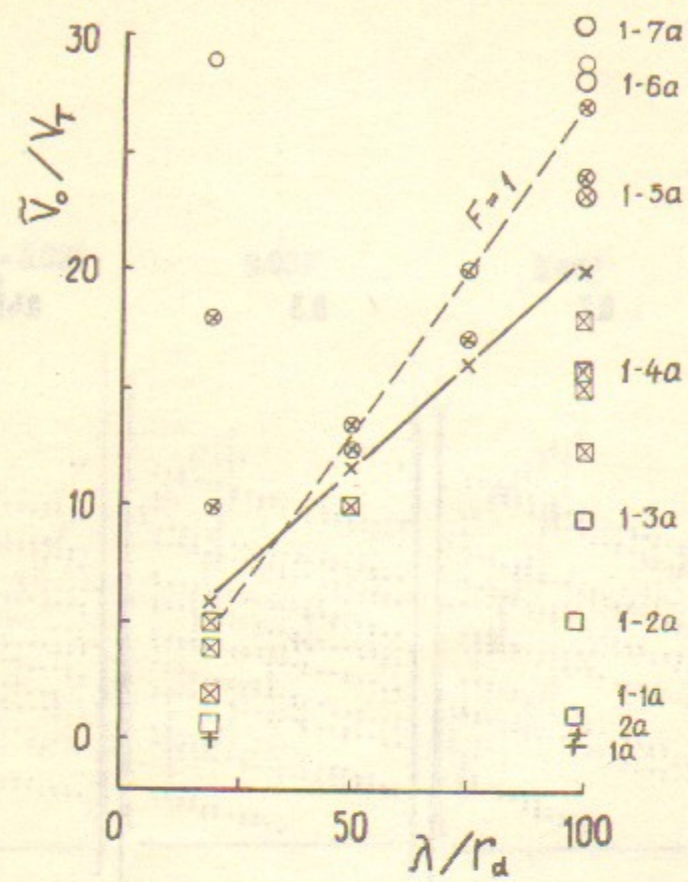


Рис.34а.

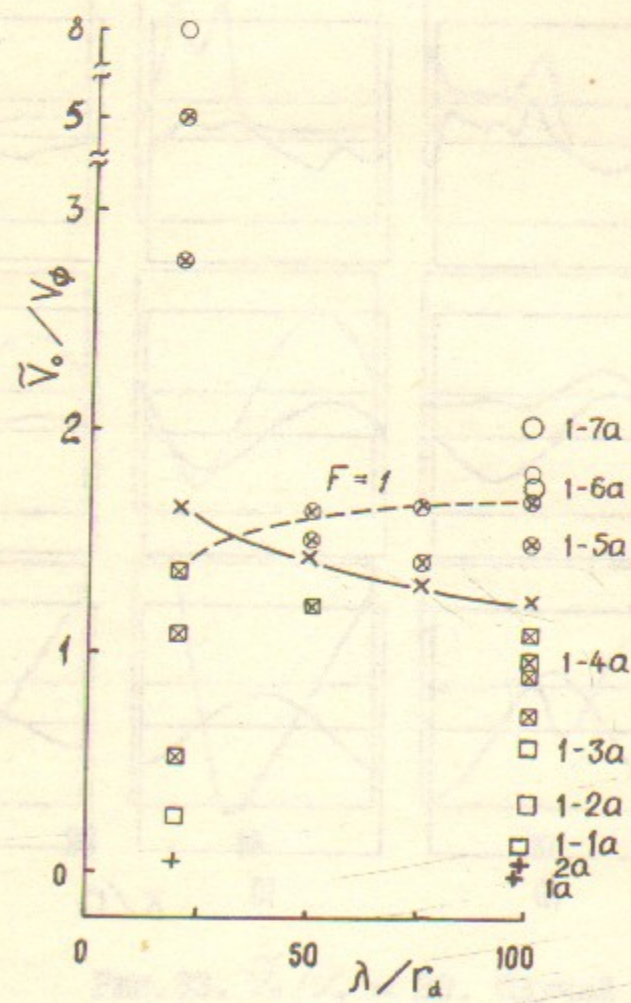


Рис.34б.

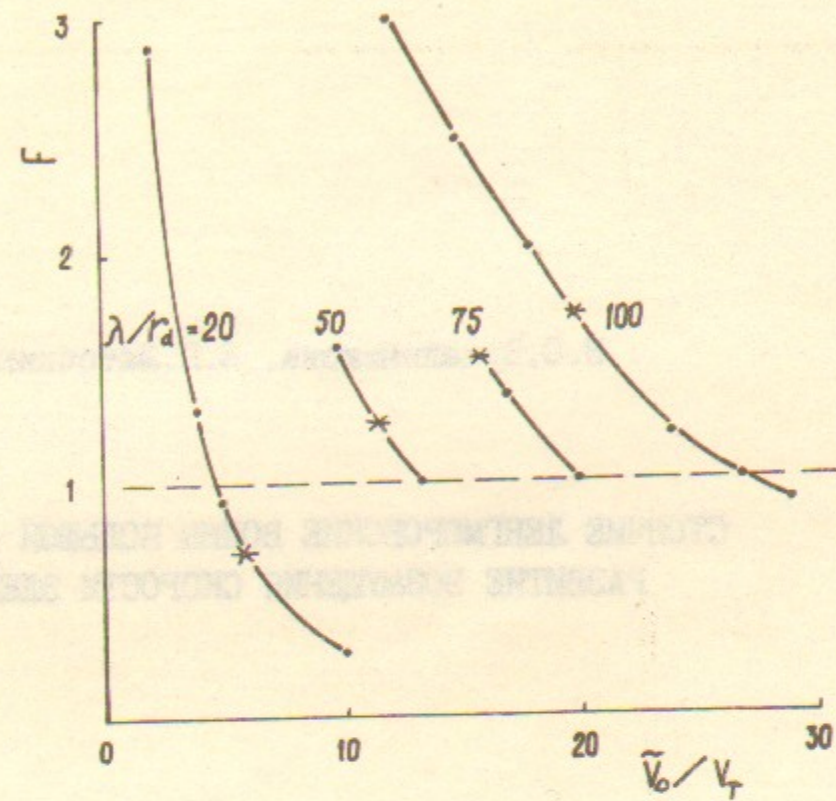


Рис.35.

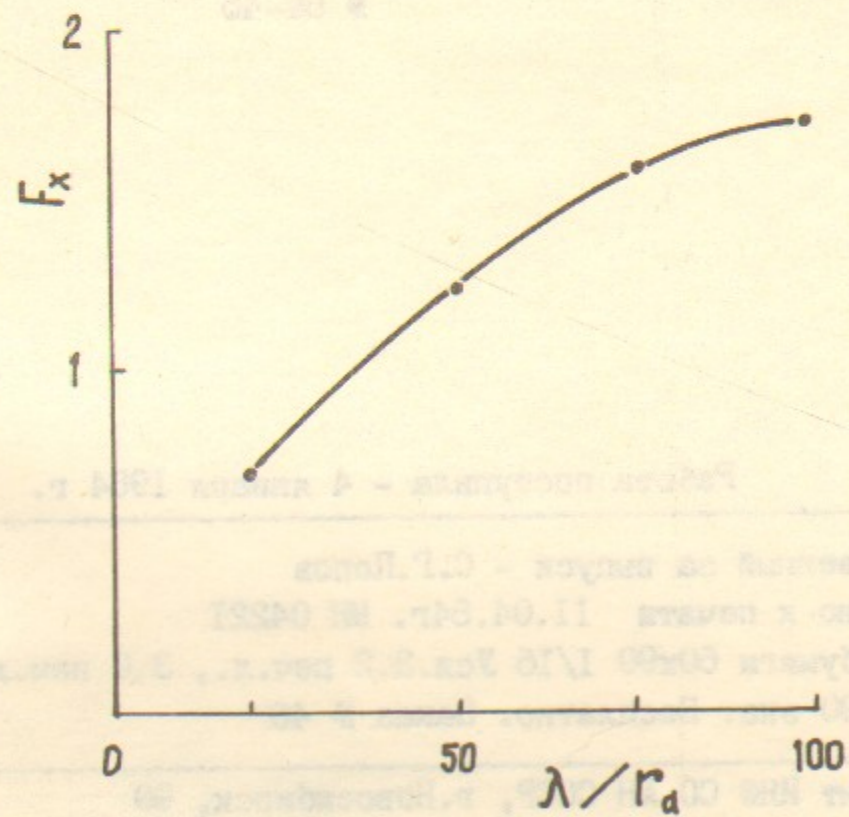


Рис.36.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМОРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

Препринт
№ 84-46

Работа поступила - 4 января 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 11.04.84г. МН 04221
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.3,2 печ.л., 3,0 печ.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 46

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90