



Б.94

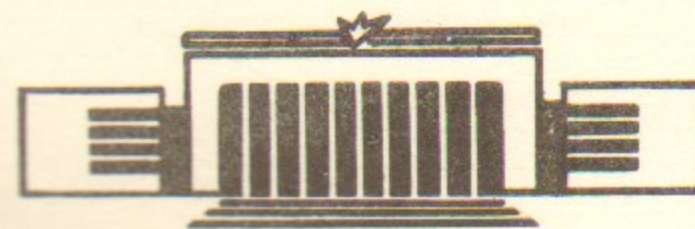
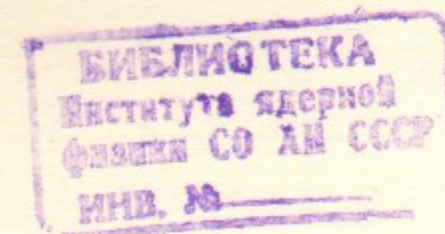
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

39

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
РАЗВИТИЕ ИОННОГО ВОЗМУЩЕНИЯ.

ПРЕПРИНТ 84-80



НОВОСИБИРСК

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
РАЗВИТИЕ ИОННОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

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 ионного возмущения после затухания стоячей ленгмювской волны большой амплитуды ($E_0^2/8\pi nT \gg m/M > (kr_\alpha)^2$). Неустойчивость и затухание стоячих волн исследовались ранее в работах /1-4/.

Найдено, что параметры ионного возмущения определяются процессами, играющими основную роль при развитии ленгмювской волны. Характер развития ионного возмущения зависит от его параметров в соответствии с полученными ранее результатами /9/.

Когда в развитии ленгмювской волны основную роль играет модуляционная неустойчивость, после затухания волны на краях впадин плотности формируются ударные волны, движущиеся к центру впадин. Фронты ударных волн имеют характер двойных электрических слоев. Когда возмущение скорости ионов достаточно велико ($\tilde{v}_i > \sqrt{T_e/M}$), существенную роль играет ускорение ионов в двойных слоях. Долговременное развитие ионного возмущения приводит к установлению стоячих ионно-звуковых волн.

LARGE AMPLITUDE STANDING LANGMUIR WAVE.
THE EVOLUTION OF THE ION PERTURBATION

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk 90, USSR

ABSTRACT

The numerical experiments (PIC-method) were made to study the evolution of the ion velocity and density perturbation after the damping of the standing Langmuir wave. The instability and damping of large amplitude ($E_0^2/8\pi nT \gg \frac{m}{M} > (kr_d)^2$), standing Langmuir waves have been studied earlier /1-4/.

It is shown that the parameters of the ion perturbation depend on the processes essential during the evolution of the Langmuir wave. The character of the evolution of the ion perturbation depends on its parameters in agreement with the earlier results /9/.

When the evolution of Langmuir wave is due to the modulational instability, the evolution of the ion perturbation leads to the formation of the shock waves on the edges of the density cavities moving to the center of the cavity. The shock wave front has a character of the electric double layer. When the ion velocity perturbation is high enough $\tilde{v}_i > \sqrt{T_e/M}$, the acceleration of the ions in the double layers plays an essential role. The long-time evolution of the ion perturbation leads to the formation of the standing ion-sound waves.

Ранее нами были проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости и затухания стоячих ленгмюровских волн с параметрами $E_0^2/8\pi nT \gg \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$ в одномерной системе /1-4/. Было показано /1,2/, что основными процессами являются модуляционная неустойчивость, конверсия волн на возмущениях плотности /5,6/, захват электронов волной и ее гармониками и нагрев электронов /3,4/. В области параметров волны $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$) неустойчивость приводит к коллапсу и затуханию волны. В области параметров $\frac{E_0^2}{8\pi nT} > \frac{1,5 \cdot 10^{-1}}{(k_0 r_d)^2}$ захват электронов плазмы волной и ее затухание становятся существенными с самого начала и становится заметным нагрев электронов. В области $E_0^2/8\pi nT \approx 1/(k_0 r_d)^2$ наблюдается баллистическое опрокидывание волны /4/.

Поле ленгмюровской волны возмущает скорости ионов. При развитии модуляционной неустойчивости в результате действия ponderomotive силы возникает новое возмущение скорости и плотности ионов (впадины плотности). В настоящей работе исследуется развитие ионного возмущения после затухания ленгмюровской волны в результате коллапса и (или) захвата электронов. Показано, что характер развития возмущения определяется параметрами возмущения скорости и плотности ионов. В области $k_0 r_d < \frac{E_0^2}{8\pi nT} \approx 1,5 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2$ определяющую роль играет возмущение от модуляционной неустойчивости. В области $E_0^2/8\pi nT > 1,5 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2$ становится существенным возмущение скорости полем волны.

Развитие синусоидального возмущения скорости ионов в однородной плазме исследовалось ранее /7-9/. Было показано /9/, что при малых амплитудах $\tilde{v}_0 < C_s$ ($C_s = \sqrt{T_e/M}$) развитие возмущения приводит к возбуждению стоячей ионно-звуковой волны с длиной волны, равной длине волны возмущения. При увеличении амплитуды возмущения стоячая волна становится нелинейной и в области $\tilde{v}_0 \approx C_s$ приобретает характер расходящихся нестационарных бесстолкновительных ударных волн. При этом на фронте ударной волны формируется двойной электрический слой. При дальнейшем увеличении амплитуды возмущения становится существенным ускорение ионов в двойном слое (это эквивалентно захвату ионов ионно-звуковой волной). В случаях, когда ускорение ионов начинается одновременно с формированием ударной волны и препятствует ее развитию, наблюдается так называемое X-опрокидывание /7,8/. При дальнейшем

увеличении амплитуды основную роль начинает играть баллистическое опрокидывание возмущения.

Численные эксперименты (метод частиц в ячейках) проводились в одномерной системе длиной $L = 100 r_d$ с периодически граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур $T_e/T_i = 30$ и отношением масс $M/m = 10^2$. Поскольку число частиц ограничено ($N_e = N_i = 10^4$), функции распределения обрезаются на скорости $v_0 \sim 2v_T$.

В начальный момент времени ионы равномерно распределялись по длине системы. Для задания стоячей волны с амплитудой E_0 $E(x,t) = E_0 \sin \omega_0 t \sin k_0 x$ задавалось возмущение плотности и скорости электронов, соответствующее двум бегущим ленгмюровским волнам (прямой и обратной) с амплитудами $E_0/2$ и фазовыми скоростями $v_{\pm} = \pm \omega_0/k_0 = 16 v_T$. Фазы волн выбраны так, что поле в начальный момент времени равно нулю и достигает максимума в $t \sim 1/4 T_{oe}$ ($T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$ - период плазменных колебаний). Длина волны задавалась равной длине системы $\lambda_0 = L = 100 r_d$ (в случае 2-1 $L = 300 r_d$).

Начальные параметры волн приведены в таблице I (нумерация случаев та же, что в работах /1,3,4/ (за исключением случая 2-1, который в работе /2/ называется случай 7)).

Развитие неустойчивости и затухания стоячей ленгмюровской волны и сравнительная роль разных процессов в случаях I-1 - I-4, 2-1 подробно рассмотрены в работах /1,2/, в случаях I-5 - I-7 - в работе /4/. Показано, что в области начальных параметров стоячей волны $4 \cdot 10^{-3}/(k_0 r_d)^2 \gtrsim E_0^2/8\pi n T > k_0 r_d$ (случай I-1, 2-1) основную роль играет модуляционная неустойчивость, которая приводит к коллапсу и затуханию волны. В области $1,5 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2 \gtrsim E_0^2/8\pi n T > 4 \cdot 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$ (случаи I-2, I-3) также существенна модуляционная неустойчивость, однако, уже при небольшом увеличении $E^2/8\pi n T$ становится возможным захват электронов и волна затухает. В области $1 \gtrsim E_0^2/8\pi n T > 1,5 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2$ (случай I-4) захват электронов и затухание волны становятся существенными с самого начала. В области $E_0^2/8\pi n T \sim 1/(k_0 r_d)^2$ (случай I-5) баллистическое опрокидывание стоячей волны приво-

дит к быстрому затуханию. Однако модуляционная неустойчивость проявляется и в этих случаях (случаи I-4, I-5). Только в области $E_0^2/8\pi n T > 1/(k_0 r_d)^2$ (случаи I-6, I-7) быстрое опрокидывание волны не позволяет проявиться модуляционной неустойчивости.

Во всех случаях на начальной стадии развития поле ленгмюровской волны возмущает скорости ионов. Развивается возмущение скорости (назовем его $\tilde{v}_1(x)$), близкое к синусоидальному с длиной волны $\lambda_1 = \lambda_0$. Фазовые плоскости ионов, характеризующие это возмущение, и распределение возмущения плотности ионов $\tilde{n}(x)$ в момент t_1 , когда возмущение скорости \tilde{v}_1 максимально, приведены на Рис. 1а. Максимальные значения амплитуды возмущения скорости \tilde{v}_{1max}/c_s приведены в таблице I и показаны на Рис. 2 ($\tilde{v}_{1max} = v_{1max} - v_0$). Из Рис. 1а, 2 и таблицы I видно, что в случаях I-1 - I-5 возмущение скорости возрастает с ростом амплитуды волны. В случаях I-6, I-7 оно несколько падает из-за быстрого затухания ленгмюровской волны в результате ее опрокидывания. Возмущение скорости ионов $\tilde{v}_1(x)$ приводит к возмущению плотности с $\lambda \sim \lambda_0$. С ростом амплитуды волны и возмущения $\tilde{v}_1(x)$ из-за укрупнения $\tilde{v}_1(x)$ возмущение плотности приобретает характер пика.

В случаях I-1 - I-4, 2-1 существенную роль играет модуляционная неустойчивость, проявляется она и в случае I-5. Модуляционная неустойчивость в результате действия пондеромоторной силы приводит к возмущению скоростей ионов $\tilde{v}_2(x)$ с длиной волны $\lambda_2 < \lambda_0/2$ и к образованию впадин плотности, в которых концентрируется электрическое поле волны /1,2/. При заданной нами начальной фазе ленгмюровской волны эти впадины формируются в области $x \sim 25 r_d$ и $75 r_d$.

Концентрация поля продолжается до некоторого $t = t_{max}$, когда плотность энергии поля достигает максимального значения $E_{max}^2/8\pi n_m T$ (таблица I). В $t > t_{max}$ поле затухает в результате захвата электронов гармониками ленгмюровской волны, а возмущение скорости и плотности ионов продолжает развиваться.

Возмущение скорости $\tilde{v}_2(x)$ достигает максимальной величины через несколько плазменных периодов после t_{max} . Фазовые плоскости ионов, характеризующие возмущение скорости и распределение возмущения плотности ионов в момент t_2 , когда мак-

Таблица I

Случай I-I - I-7 $\lambda/r_d = 100$; $V_\Phi^e/V_T^e = \pm 16,1$; $k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}$; $(k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}$

Случай 2-I $\lambda/r_d = 300$; $V_\Phi^e/V_T^e = \pm 48$; $k_0 r_d = 2,1 \cdot 10^{-2}$; $(k_0 r_d)^2 = 4,4 \cdot 10^{-4}$

| Случай | I-1 | I-2 | I-3 | I-4 | I-5 | I-6 | I-7 | 2-I |
|----------------------------------|---------------------|-------|------|-------|-------|-------|-------|---------------------|
| E_0 | 70,4 | 200 | 400 | 600 | 900 | 1100 | 1252 | 70,4 |
| W_w^0/W_e^0 | 1,8 | 14,8 | 58,6 | 131,9 | 296,8 | 443,4 | 574,4 | 1,9 |
| $E_0^2/8\pi n_0 T$ | 1,6 | 12,8 | 51,3 | 115,5 | 259,9 | 388,2 | 507,9 | 1,6 |
| $(E_0^2/8\pi n_0 T)/(k_0 r_d)^2$ | $6,3 \cdot 10^{-3}$ | 0,051 | 0,20 | 0,46 | 1,0 | 1,5 | 2,0 | $6,9 \cdot 10^{-4}$ |
| \tilde{V}_e^0/V_Φ^e | 0,12 | 0,31 | 0,62 | 0,97 | 1,5 | 1,8 | 2,0 | $3,9 \cdot 10^{-2}$ |
| t_{max}/T_{0e} | 13 | 5,2 | 2,2 | - | - | - | - | 41 |
| W_m/W_0 | 2,5 | 1,2 | 1,1 | - | - | - | - | 5,5 |

| | | | | | | | | |
|-------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| t_1/T_{0e} | 0,52 | 0,52 | 0,52 | 0,47 | 0,37 | 0,32 | 0,27 | |
| \tilde{V}_{1max}/C_s | 0,3 | 1,0 | 2,0 | 2,8 | 2,8 | 2,5 | 2,1 | |
| t_2/T_{0e} | 15 | 7,5 | 3,5 | 2,5 | 2,7 | - | - | 44 |
| \tilde{V}_{2max}/C_s | 0,8 | 2,0 | 3,7 | 4,5 | 3,0 | - | - | 1,0 |
| t_3/T_{0e} | 15 | 8 | 4 | 3 | 3,2 | - | - | 44 |
| \tilde{V}_{3max}/C_s | 0,6 | 1,4 | 2,5 | 2,7 | 1,1 | - | - | 1,0 |
| t_4/T_{0e} | 36 | 12 | 5 | 3,9 | 3,0 | 3,0 | 3,0 | - |
| $(\tilde{n}/n_0)_{max}$ | 0,54 | 1,6 | 5,2 | 6,5 | 1,8 | 1,0 | 0,8 | - |
| t_5/T_{0e} | 28 | 13,6 | 6,0 | 4,6 | 6,5 | - | - | - |
| $(\tilde{n}/n_0)_{max}$ | 0,55 | 1,4 | 3,2 | 4,3 | 1,2 | - | - | - |
| t_m/T_{0e} | 26 | 18 | 9 | 8 | 7 | 5 | 3 | 56 |
| $ \tilde{n}/n_0 _{max}$ | 0,69 | 0,59 | 0,58 | 0,54 | 0,40 | 0,13 | 0,11 | 0,76 |

Пояснения к Таблице I

- E_0 - начальная амплитуда стоячей ленгмюровской волны,
 E - нормировано на $mr_d/eT\omega_e^2$;
- W_w^0 - начальная энергия стоячей ленгмюровской волны;
- W_e^0 - начальная тепловая энергия электронов;
- \tilde{v}_e^0 - начальное возмущение скорости электронов
 ($\tilde{v}_e^0 = v_{max}^0 - v_0$, v_{max}^0 - максимальная возмущенная
 скорость, $v_0 \sim 2v_T$);
- t_{max} - момент времени, когда максимальна плотность энер-
 гии во впадине $E_{max}^2/8\pi n_m T$ (n_m - плотность
 на дне впадины);
- W_m/W_0 - $W_m/W_0 \equiv \frac{E_0^2/8\pi n_m T}{E_0^2/8\pi n_0 T}$;
- t_1 - момент времени, когда максимально возмущение ско-
 рости с длиной волны $\lambda = \lambda_0$ $\tilde{v}_1(x)$;
- \tilde{v}_{max} - максимальное возмущение скорости ($\tilde{v}_{max} = v_{max} - v_0$);
- t_2, t_3 - моменты времени, когда максимально возмущение
 скорости с длиной волны $\lambda \leq \lambda_0/2$ $\tilde{v}_2(x)$ на
 $x \sim 50 r_d$ (t_2, \tilde{v}_{2max}) и на $x \sim 100 r_d$ (t_3, \tilde{v}_{3max});
- t_4, t_5, t_m - моменты времени, когда максимально возмущение
 плотности на $x \sim 50 r_d$ (t_4), $x \sim 100 r_d$ (t_5)
 и на дне впадин $x \sim 25 r_d$ и $75 r_d$ (t_m) (в случаях
 I-6, I-7 дно впадины на других x);
- \tilde{n}_{max} - максимальное по x и t возмущение плотности
 (максимум кривых $n_m(t)$ Рис.4а-в).

симально возмущение скорости на $x \sim 50 r_d$, приведены на Рис.
 Iб. Максимальные значения амплитуды возмущения скорости \tilde{v}_{2max}/e_s
 приведены в таблице I и показаны на Рис.2. Возмущение скорости
 на $x \sim 50 r_d$ обусловлено двумя причинами: ростом и укрупнени-
 ем возмущения скорости с $\lambda \sim 100 r_d$ $\tilde{v}_1(x)$ и ростом воз-
 мущения $\tilde{v}_2(x)$, обусловленного модуляционной неустойчивостью.
 Возмущение скорости, связанное с модуляционной неустойчивостью,
 проявляется также в максимуме $\tilde{v}_2(x)$ на $x \leq 100 r_d$. Макси-
 мальные значения этого возмущения \tilde{v}_{3max} приведены в таблице I
 и показаны на Рис.2.

Несколько позже максимумов возмущения скорости \tilde{v}_{2max} и
 \tilde{v}_{3max} достигают максимального значения возмущения плотности -
 пики плотности на $x \sim 50 r_d$ и $\sim 100 r_d$ и впадины плотности
 на $x \sim 25 r_d$ и $75 r_d$ (таблица I, Рис.3). Зависимость от вре-
 мени максимального по x возмущения плотности $\tilde{n}_m(t)$ на $x \sim 50 r_d$,
 $x \sim 100 r_d$ и на дне впадин $x \sim 25 r_d$ и $75 r_d$ показаны на
 Рис.4а,б,в (возмущения на $x \sim 25 r_d$ и $x \sim 75 r_d$ практически
 одинаковы). Максимальные значения $(\tilde{n}/n_0)_{max}$ из этих кривых
 приведены в таблице I и показаны на Рис.5а,б.

В случаях I-1,2-I развитие модуляционной неустойчивости
 (коллапс) продолжается до начала затухания в $t \approx t_{max}$ в те-
 чение довольно длительного времени. При этом под действием пон-
 деромоторной силы развиваются самосогласованные возмущения ско-
 рости и плотности ионов. Эти возмущения не являются самосогласо-
 ванными по отношению к стоячей ионно-звуковой волне, поэтому
 после затухания ленгмюровской волны развитие ионного возмущения
 определяется и возмущением скорости и возмущением плотности.

В случаях I-2, I-3 модуляционная неустойчивость приводит к
 сильному возмущению скоростей ионов. Однако из-за раннего нача-
 ла затухания самосогласованное возмущение плотности к началу за-
 тухания в $t \approx t_{max}$ не успевает развиться так, что дальнейшее
 развитие определяется возмущением скорости ионов пондеромотор-
 ной силой.

В случаях I-4, I-5 затухание ленгмюровской волны начинается
 с самого начала, одне..., из-за большой начальной амплитуды ленг-
 мюровской волны модуляционная неустойчивость проявляется и здесь
 и приводит к значительному возмущению скорости ионов. С ростом
 начальной амплитуды возрастает и возмущение скорости ионов

полем волны $\tilde{v}_1(x)$. В случае I-5 это возмущение играет сравнимую роль с возмущением пондеромоторной силой $\tilde{v}_2(x)$.

В случаях I-6, I-7 из-за быстрого затухания ленгмюровской волны в результате опрокидывания модуляционная неустойчивость не успевает проявиться и соответствующего возмущения скорости и плотности ионов с $\lambda \leq 50 r_d$ не возникает. Существенную роль в этих случаях играет возмущение скорости ионов полем волны, хотя максимальное возмущение $\tilde{v}_{1 \max}$ в этих случаях несколько меньше, чем в случаях I-4, I-5.

Прежде чем перейти к описанию развития ионного возмущения в случаях I-1, 2-I, I-2 - I-7, рассмотрим два случая, моделирующие некоторые стороны развития возмущения в случаях с преобладающей ролью модуляционной неустойчивости. Как уже отмечалось, при длительном развитии модуляционной неустойчивости развивается самосогласованное возмущение скорости и плотности ионов. Ранее в работе /9/ рассматривалось развитие синусоидального возмущения скорости ионов в случае, когда в начальный момент плотность ионов однородна. Здесь мы рассмотрим модельный случай I-0. В этом случае в начальный момент задается синусоидальное возмущение скорости ионов и синусоидальное квазинейтральное возмущение плотности, причем длины волн $\tilde{v}(x)$ и $\tilde{n}(x)$ равны, а фазы $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}(x)$ соответствуют фазам, возникающим при действии пондеромоторной силы. Параметры $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}(x)$ взяты близкими к максимальным в случае I-I в $t \approx t_2$.

При длительном развитии модуляционной неустойчивости (коллапса) поле ленгмюровской волны локализуется во впадинах плотности, причем ширина впадин с течением времени уменьшается. В $t \approx t_{\max}$ в случае I-I ширина впадины $\Delta x / \lambda_0 \sim 0,18$, в случае 2-I - $\Delta x / \lambda_0 \sim 0,06$ /2/. При этом возмущение скорости, определяемое пондеромоторной силой сосредоточено в районе впадин, т.е. является "коротковолновым" $\lambda_2 / 2 \sim \Delta x$ по сравнению с λ_0 . Возмущение плотности имеет как "коротковолновую" ($\lambda / 2 \sim \Delta x$), так и "длинноволновую" ($\lambda \sim \lambda_0 / 2$) компоненту, определяемую предшествующими стадиями развития модуляционной неустойчивости. При дальнейшем развитии ионного возмущения после затухания ленгмюровской волны "коротковолновое" возмущение скорости и плотности и "длинноволновое" возмущение развиваются до некоторой степени независимо. Длина волн "коротковолновых" возмущений скорости

и плотности одинакова, их фазы определяются пондеромоторной силой так, что их развитие моделируется случаем I-0. Развитие возмущения плотности имеет некоторые особенности. Здесь мы рассмотрим модельный случай 2-0. В этом случае в начальный момент задается синусоидальное возмущение плотности с параметрами, близкими к параметрам $\tilde{n}(x)$ в $t \approx t_2$ в случае I-I.

Случай I-0. $L / r_d = 100$; $\lambda / r_d = 50$; $\tilde{v}_0 / c_s = 1,2$; $\tilde{n}_0 / n_0 = 0,5$.

В работе /9а/ рассматривалось развитие возмущения скорости ионов с $\tilde{v}_0 / c_s = 1$ для случаев с $\lambda / r_d = 20$ и 100 (случаи I-4, 3-I), в работе /9в/ - с $\lambda / r_d = 50$ (случай I4). В этих случаях наблюдалось развитие нелинейной стоячей ионно-звуковой волны, имеющей черты расходящихся нестационарных ударных волн. Можно ожидать, что в рассматриваемом случае развитие возмущения будет иметь такой же характер.

Фазовые плоскости ионов и электронов, распределение возмущения плотности, потенциала и поля в разные моменты времени в случае I-0 показаны на Рис.6. Видно, что развитие возмущения действительно напоминает случай 3-I из работы /9а/ и случай I4 из работы /9в/. На начальной стадии $t / T_{oe} \approx 8$ амплитуда возмущения скорости уменьшается и начинают формироваться фронты скорости в области $x \sim 50$ и $\sim 100 r_d$. Возмущения плотности и потенциала возрастают и к $t / T_{oe} \sim 8$ приобретают характер солитона. На фазовой плоскости ионов в $t / T_{oe} \sim 8$ видны четко выраженные фронты скорости. По фазовым плоскостям электронов видно, что электроны захватываются в область положительного потенциала, совпадающую с областью положительного возмущения плотности (на фазовых плоскостях зачернены пробные частицы, представляющие в $t \sim 0$ пучок с $v_0 \sim c_s$). К $t / T_{oe} \sim 8$ электроны образуют структуры типа вихря в фазовом пространстве (phase-space electron vortex).

В $t / T_{oe} > 8$ фронты скорости ионов начинают расходиться. В области фронта скорости формируется фронт плотности. Таким образом, на краях впадин формируются ударные волны, движущиеся к центру впадин. В области фронта плотности на длине несколько r_d образуется скачок (фронт) потенциала. В этой области оказывается сосредоточено электрическое поле. Таким образом, на фронте ударной волны формируется двойной электрический слой, движущийся вместе с фронтом.

В работе /9/ показано, что формирование ударной волны и двойного слоя связано с отражением ионов от области положительного потенциала и захватом электронов в эту область. Действительно, по фазовым плоскостям электронов на Рис.6 видно, что область захвата расширяется при увеличении фронтов и электроны отражаются на границах этой области, совпадающих с фронтами ударных волн.

По фазовым плоскостям ионов в $t/\tau_{oe} \approx 20$ видно, что на фронтах ударных волн появляются ускоренные ионы. В работе /9/ было показано, что ионы ускоряются в двойном слое. С другой точки зрения это явление можно трактовать как захват ионов ионно-звуковыми волнами.

Фронты сближаются ($t/\tau_{oe} > 20$) и в $t/\tau_{oe} \sim 28$ встречаются, причем на месте прежних впадин плотности образуются солитоноподобные структуры. Далее вновь формируются и начинают расходиться фронты скорости, плотности и потенциала ($t/\tau_{oe} \approx 30$) и картина повторяется.

Мы рассмотрели те черты явления, которые сближают его с бесстолкновительными ударными волнами. С другой стороны, как уже говорилось, явление имеет черты стоячей ионно-звуковой волны. Это особенно отчетливо проявляется в изменении амплитуды возмущения скорости, а также возмущения плотности и потенциала. Действительно, возмущения $\tilde{v}(x)$ и $\tilde{n}(x)$ меняются в противофазе. Амплитуда возмущения скорости проходит через минимум в $t/\tau_{oe} \sim 8$. Далее $\tilde{v}(x)$ возрастает в противофазе к начальному возмущению до $t/\tau_{oe} \sim 22$ и вновь уменьшается.

Таким образом, развитие ионного возмущения в этом случае качественно не отличается от случаев, рассмотренных в работе /9/. Отметим, что начальное возмущение $\tilde{n}_0/n_0 = 0,5$ в случае I-0 меньше, чем максимальное самосогласованное возмущение плотности $\tilde{n}_m/n_0 \sim 0,8-1$ при развитии $\tilde{v}(x)$ в случаях, рассмотренных в работе /9/. Если начальное возмущение плотности сравнимо с \tilde{n}_m или превосходит его, можно ожидать, что эффекты, связанные с его развитием будут играть существенную роль.

Рассмотрим случай 2-0, когда в начальный момент задано синусоидальное возмущение плотности, а $\tilde{v}(x) = 0$.

Случай 2-0. $L/r_d = 100$; $\lambda/r_d = 50$; $\tilde{n}_0/n_0 = 0,5$.

Фазовые плоскости ионов и $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени приведены на Рис.7. Как и следовало ожидать, при развитии начального возмущения плотности развивается стоячая ионно-звуковая волна. На начальном этапе $t/\tau_{oe} < 16$ возмущение плотности падает, а возмущение скорости растет и достигает максимальной величины в $t/\tau_{oe} \sim 16$. При этом фаза возмущения скорости относительно начального возмущения плотности отличается от случая, когда фазы $\tilde{n}(x)$, $\tilde{v}(x)$ определяются действием помпоторной силы (см., например, Рис.6 $t/\tau_{oe} = 0$).

При заданных параметрах начального возмущения стоячая волна нелинейна. Действительно, в $t/\tau_{oe} \sim 16-24$, когда амплитуда возмущения скорости начинает падать, на возмущении скорости формируются фронты. В области прежних впадин плотности $x \sim 25 r_d$ и $\sim 75 r_d$ возникает новое возмущение плотности с выраженными фронтами. В $t/\tau_{oe} > 24$ фронты скорости и плотности начинают расходиться. Явление приобретает характер рассмотренных выше ударных волн. Так же как в рассмотренных ранее случаях, на фронте ударной волны формируется двойной слой, а в области положительного потенциала образуется электронный вихрь в фазовом пространстве.

В $t/\tau_{oe} \sim 36-40$ возмущение плотности достигает максимальной величины, а амплитуда возмущения скорости - минимальной. В $t/\tau_{oe} > 40$ амплитуда возмущения скорости вновь начинает расти, а возмущение плотности уменьшается. Фронты ударных волн продолжают сближаться, двигаясь к центру впадин на $x \sim 50 r_d$ и $100 r_d$ ($t/\tau_{oe} \sim 44-52$), и встречаются в $t/\tau_{oe} \sim 56$. При встрече фронтов на $x \sim 50 r_d$ и $100 r_d$ образуются солитоноподобные структуры. Можно ожидать, что дальнейшее развитие возмущения пойдет по уже известной схеме.

Таким образом, характерные особенности развития возмущения плотности проявляются на начальной стадии во время уменьшения амплитуды возмущения плотности и формирования фронтов скорости. Характерным является формирование нового возмущения плотности в области начальных впадин в то время, когда амплитуда начального возмущения плотности еще довольно велика. В отличие от этого, при развитии возмущения скорости /9/ и в случае I-0 новое возмущение плотности в области впадин возникает только в момент

встречи фронтов, когда амплитуда начального возмущения близка к нулю (сравни Рис.7 $t/T_{oe} \sim 16-20$ и Рис.6 $t/T_{oe} \sim 24-28$).

Рассмотрим развитие ионного возмущения в случаях I-I, 2-I, I-2 - I-7, когда это возмущение возникает при развитии неустойчивости и затухания стоячей ленгмювской волны.

Случай I-I. $E_0^2/8\pi nT = 25,5 k r_d = 6,3 \cdot 10^{-3}/(k \cdot r_d)^2; \tilde{v}_{2max}/c_s \sim 0,8.$

На Рис.2 показаны фазовые плоскости ионов и распределение возмущения плотности в разные моменты времени для этого случая. Как уже говорилось, определяющую роль в формировании ионного возмущения в этом случае играет модуляционная неустойчивость, приводящая к коллапсу (Рис.8, $t/T_{oe} \sim 8-13$). Максимальная плотность энергии достигается в $t_{max} \sim 13 T_{oe}$, после чего поле ленгмювской волны довольно быстро затухает (уже в $t \sim 20 T_{oe}$ ($E \sim 0,5 V_e$)), а ионное возмущение продолжает развиваться.

Хотя возмущение скорости и плотности в $t \sim t_2 \sim 15 T_{oe}$ заметно отличается от синусоидальных возмущений с $\lambda = 50 r_d$, рассмотренных в случае I-0, однако развитие этого возмущения качественно похоже на случай I-0. В $t/T_{oe} \sim 15-25$ амплитуда возмущения скорости падает, формируются фронты скорости и плотности, т.е. на краях впадин плотности формируются ударные волны.

Фронты скорости в $t/T_{oe} \sim 25-40$ движутся к центрам впадин и в $t/T_{oe} \sim 40$ встречаются, причем на месте впадины возникает пик плотности и образуется солитоноподобная структура. Амплитуда возмущения скорости достигает максимума в $t/T_{oe} \sim 26$, затем возрастает в противофазе к начальной до $t/T_{oe} \sim 36$, а затем снова падает. В $t/T_{oe} > 40$ картина развития $\tilde{v}(x)$ качественно повторяется, хотя возмущение скорости не имеет фронтов, выраженных так же четко, как в случае I-0.

При развитии ударных волн на фронтах формируются двойные слои. Однако из-за малой амплитуды поля ускорения ионов до больших скоростей (захвата ионов) не происходит. Образование хвостов ускоренных ионов наблюдается только в момент встречи фронтов $t/T_{oe} \sim 40$.

При более детальном рассмотрении обнаруживаются отличия от случая I-0. Действительно, в формировании ударных волн, движущихся к центру впадин, участвует только часть возмущения плотности и "коротковолновое" возмущение скорости. Например, в

$t \sim 32-36$ фронтам ударных волн соответствуют полочки или пички на склонах впадин. В момент встречи фронтов $t/T_{oe} \sim 40$, когда на месте впадины образуется пик, "длинноволновое" возмущение плотности еще имеет заметную амплитуду. Оно и определяет дальнейшее развитие возмущения. Действительно, изменение возмущения плотности в $t/T_{oe} > 36-40$ напоминает случай 2-0 (см.Рис.7, $t/T_{oe} > 18-20$). Таким образом, развитие возмущения в этом случае определяется и "коротковолновым" и "длинноволновым" возмущениями.

Еще более отчетливо эти стороны явления выражены в случае 2-I.

Случай 2-I. $E_0^2/8\pi nT = 75,4 k_0 r_d = 6,9 \cdot 10^{-4}/(k_0 r_d)^2; \lambda/r_d = 300;$
 $\tilde{v}_{2max}/c_s \sim 1$

В этом случае коллапс хорошо выражен - он развивается до $t_{max}/T_{oe} \sim 41$ и приводит к формированию узких впадин плотности, в районе которых сосредоточено возмущение скорости ионов (Рис.9, $t/T_{oe} \sim 40-44$). Возмущение плотности к $t \sim t_{max}$ имеет и "длинноволновую" компоненту меньшей амплитуды. Таким образом, в этом случае четко выражено разделение на "коротковолновую" и "длинноволновую" компоненты.

После затухания ленгмювской волны в $t > t_{max}$ развитие ионного возмущения на начальной стадии определяется "коротковолновым" возмущением и происходит по схеме, моделируемой случаем I-0. Возмущение скорости достигает максимального значения в $t_2 \sim 44 T_{oe}$, причем $\tilde{v}_{2max}/c_s \sim 1$. В $t/T_{oe} \sim 46-56$ амплитуда возмущения скорости падает, формируются фронты скорости и на краях впадин образуются ударные волны. На фронтах ударных волн образуются двойные слои и в $t/T_{oe} \approx 56$ наблюдается ускорение ионов. Фронты движутся к центрам впадин ($t/T_{oe} \approx 56$) и встречаются в $t/T_{oe} \sim 70$.

В этом случае еще более четко выражено, что в формировании ударных волн участвует только часть возмущения плотности. В $t/T_{oe} \sim 56-66$ фронтам ударных волн соответствуют пички на склонах впадин. Даже в момент встречи фронтов "длинноволновое" возмущение плотности сохраняет большую амплитуду. Можно ожидать, что это возмущение и будет определять дальнейшее развитие.

Случай I-2. $E_0^2/8\pi nT = 5,1 \cdot 10^{-2}/(k_0 r_d)^2$; $\tilde{v}_{2max}/c_s \sim 2,0$.

Случай I-3. $E_0^2/8\pi nT = 2,0 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2$; $\tilde{v}_{2max}/c_s \sim 3,7$.

В случаях I-2, I-3 ионное возмущение, так же, как и в случаях I-1, 2-I определяется действием ponderomotorной силы при модуляционной неустойчивости. Самосогласованное возмущение плотности не успевает развиться из-за быстрого затухания поля ленгмювской волны в $t > t_{max}$ (в случае I-2 $t_{max}/T_{oe} \sim 5$, в случае I-3 ~ 2). Поэтому дальнейшее развитие возмущения определяется возмущением скорости $\tilde{v}_2(x)$. Из таблицы I и Рис.2 видно, что возмущение скорости в этих случаях возрастает, причем $\tilde{v}_{2max}/c_s > 1$.

Фазовые плоскости ионов и $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени показаны на Рис.10,11. Развитие возмущения в этих случаях напоминает рассмотренные в работе /9/ случаи 3-2,3-4 ($\lambda/r_d = 100$; $\tilde{v}_0/c_s \sim 2$ и 5). На начальной стадии формируются ударные волны с двойными слоями на фронтах (Рис.10а). Ударные волны движутся к центру впадин плотности и встречаются в $t/T_{oe} \sim 27$ и ~ 21 в случаях I-2, I-3 соответственно. В целом явление сохраняет характер нелинейной стоячей ионно-звуковой волны.

Характерной особенностью этих случаев является ускорение в двойном слое заметного числа ионов, что видно по формированию хвостов на фазовой плоскости. В случае I-2 ускорение ионов начинается в $t/T_{oe} \sim 14$, в случае I-3 - на стадии формирования фронтов в $t/T_{oe} \sim 6$. Ускоренные ионы поглощают некоторую энергию, что приводит к небольшому затуханию ионно-звуковой волны. Это не меняет качественно дальнейшее развитие возмущения, но приводит к тому, что черты ударной волны становятся менее отчетливыми, а черты стоячей волны - более отчетливыми (например, случай I-3, $t/T_{oe} \sim 27$). Отметим, что возмущения плотности при этом приобретают характер солитонов (Рис.11, $t/T_{oe} \sim 18$; ~ 27).

Случай I-4. $E_0^2/8\pi nT = 4,6 \cdot 10^{-1}/(k_0 r_d)^2$; $\tilde{v}_{2max}/c_s \sim 4,5$.

Хотя затухание ленгмювской волны в этом случае начинается с самого начала, определяющую роль по-прежнему играет модуляционная неустойчивость. Возмущение скорости ponderomotorной силы достигает величины $\tilde{v}_{2max}/c_s \sim 4,5$. Этим возмущением и определяется дальнейшее развитие ионного возмущения. Этот слу-

чай напоминает случаи 3-4 и 3-5 из работы /9/ ($\lambda/r_d = 100$; $\tilde{v}_0/c_s \sim 5$ и 8). Действительно, как видно из Рис.12, развитие возмущения скорости в $t/T_{oe} \approx 3$ близко к X - опрокидыванию-ускорению ионов начинается одновременно с формированием фронтов. Однако энергия, поглощенная при ускорении ионов, недостаточно велика, чтобы привести к полному затуханию ионно-звуковой волны. В $t/T_{oe} \approx 6$ явление вновь приобретает характер ударных волн и в $t/T_{oe} \sim 6-18$ развивается по уже известной схеме, хотя амплитуда ионно-звуковой волны заметно уменьшается.

Новым по сравнению с предыдущими случаями является проявление возмущения с $\lambda \sim 100 r_d$ - следствие большого возмущения $\tilde{v}_1(x)$ (Таблица I). Это хорошо видно в $t/T_{oe} \sim 30$. Отметим, что периоды колебаний ионно-звуковых гармоник с разными длинами волн различны так, что максимальные амплитуды $\tilde{v}(x)$, связанных с возмущениями $\tilde{v}_1(x)$ и $\tilde{v}_2(x)$ достигаются в разное время.

Случай I-5. $E_0^2/8\pi nT = 1/(k_0 r_d)^2$

В этом случае происходит опрокидывание и быстрое затухание ленгмювской волны. Из-за большой начальной амплитуды ленгмювской волны велико возмущение $\tilde{v}_1(x)$ (таблица I). Однако, модуляционная неустойчивость проявляется и в этом случае и приводит к росту возмущения $\tilde{v}_2(x)$. Из-за большого $\tilde{v}_1(x)$ максимальные возмущения \tilde{v}_{2max} и \tilde{v}_{3max} сильно различаются (таблица I). В этом случае и $\tilde{v}_1(x)$ и $\tilde{v}_2(x)$ играют сравнимую роль при развитии ионного возмущения. Как видно из Рис.13, картина развития заметно отличается от рассмотренных выше случаев I-1 - I-4 и случаев синусоидального возмущения, рассмотренных в работе /9/. Начальная стадия развития $t/T_{oe} \sim 3-8$ продолжает сохранять некоторые черты расходящихся ударных волн - на $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}(x)$ видны расходящиеся фронты. С другой стороны, возмущение $\tilde{n}(x)$ в $t/T_{oe} \sim 6-15$ имеет характер расходящихся солитонов. Сложение гармоник $\tilde{v}(x)$ с $\lambda \sim 100 r_d$ и $\sim 50 r_d$ с разными периодами колебаний определяет сложный характер возмущения скорости в более поздние моменты времени.

Случай I-6. $E_0^2/8\pi nT = 1,5/(k_0 r_d)^2$

Случай I-7. $E_0^2/8\pi nT = 2/(k_0 r_d)^2$

В этих случаях из-за быстрого опрокидывания и затухания

ленгмюровской волны модуляционная неустойчивость не успевает развиться и возмущение $\tilde{v}_2(x)$ не развивается. Основную роль играет возмущение скорости ионов начальным полем волны $\tilde{v}_1(x)$ и новое коротковолновое возмущение. Это видно из Рис.14, где показаны фазовые плоскости ионов и $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени для случая I-7 (случай I-6 отличается от случая I-7 незначительно). Из Рис.14 видно, что в $t/\tau_{ce} \approx 1-2$ в районе пика плотности возникают коротковолновые возмущения скорости и начинают формироваться впадины плотности на $x \sim 40$ и 60 и новые пики плотности на $x \sim 30$ и 70 . Природа этого возмущения не вполне ясна. Возбуждение коротковолновых возмущений скорости может быть связано с конверсией затухающей ленгмюровской волны на быстро нарастающем возмущении плотности, которое связано с укручением $\tilde{v}_1(x)$. Действительно, конверсия приводит к концентрации электрического поля в области градиентов плотности /5,6/. В результате действия пондеромоторной силы в этой области должно возникать возмущение скорости того же типа, как наблюдается в случаях I-6, I-7. Возмущение такого же типа должно проявляться в случаях I-4, I-5, где возмущение плотности нарастает довольно быстро. Однако в этих случаях развивается возмущение $\tilde{v}_2(x)$ от модуляционной неустойчивости, которое маскирует возмущение от конверсии. Последнее проявляется только в деталях $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}(x)$, что можно видеть на Рис.13 в случае I-5.

В случаях I-6, I-7, как видно из Рис.14, основную роль играет стоячая ионно-звуковая волна с $\lambda \sim \lambda_c \sim 100 r_d$, на которую накладываются более коротковолновые колебания со своим периодом. Отметим, что период ионно-звуковых колебаний в этих случаях заметно уменьшается по сравнению со случаями I-1 - I-5. Это связано с ростом температуры электронов. Действительно, как показано в работе /4/, в результате неустойчивости многопоточкового движения и конверсии температура электронов возрастает по сравнению со случаем I-1 в случае I-6 в 40 раз, в случае I-7 ~ в 80 раз.

Таким образом, характер развития ионного возмущения после затухания ленгмюровской волны определяется параметрами возмущения скорости ионов и плотности. Характер и параметры $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}(x)$ ионного возмущения определяются процессами, которые играют существенную роль при развитии ленгмюровской волны. Наибольший

интерес представляют случаи, когда определяющую роль играет модуляционная неустойчивость. В этих случаях главную роль играет возмущение скорости ионов и плотности в результате действия пондеромоторной силы. Характер развития этого возмущения определяется его параметрами.

Если амплитуда возмущения скорости сравнима с ионно-звуковой скоростью c_s или превышает ее, развитие $\tilde{v}(x)$ и $\tilde{n}(x)$ приводит к формированию на краях впадин плотности бесстолкновительных ударных волн. Ударные волны движутся навстречу друг другу к центру впадин. Формирование ударных волн на краях впадин наблюдалось нами и ранее при исследовании неустойчивости и коллапса бегущих ленгмюровских волн /10/.

Существенно, что на фронте ударной волны формируется двойной электрический слой. Как показано в работе /9/, формирование ударной волны и двойного слоя связано с отражением ионов от области положительного потенциала (область положительного возмущения плотности) и захватом электронов в эту область. Отметим, что в области положительного потенциала образуется структура типа электронного вихря в фазовом пространстве (phase-space electron vortex).

Если поле двойного слоя достаточно велико, ионы ускоряются в двойном слое и могут набрать большую скорость. При увеличении амплитуды возмущения скорости $\tilde{v}(x)$ ($\tilde{v}_{max} > c_s$) ускорение ионов начинается раньше и раньше и может привести к X - опрокидыванию ионного возмущения /7-9/.

Анализ развития ионного возмущения после встречи фронтов ударных волн показывает в соответствии с результатами работы /9/, что ударные волны являются проявлением нелинейной стоячей ионно-звуковой волны. При долговременном развитии ионного возмущения устанавливаются стоячие ионно-звуковые волны со спектром, определяемым возмущениями, развившимися на стадии развития стоячей ленгмюровской волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость и затухание стоячих ленгмюровских волн с разными амплитудами". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-19, 1978 г.
2. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Plasma Phys. 23, 35, 1981.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Нагрев электронов. I". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-106, 1982 г.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Нагрев электронов. II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-01, 1983 г.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. I, II, III, IV". Препринты ИЯФ СО АН СССР № 81-43, 1981 г.; № 81-88, 1981 г.; № 81-89, 1981 г.; № 82-53, 1982 г.
6. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Physica Scripta 24, 566, 1981.
7. D.W.Forslund, J.M.Kindel, K.Lee, B.B.Godfrey. Phys. Fluids 22, 462, 1979.
8. H.Ikezi, P.Folkes. Phys. Fluids 23, 314, 1980.
9. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин.
 - а. "Ионные волны большой амплитуды. I". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-88, 1983 г.
 - б. "Ионные волны большой амплитуды. II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-89, 1983 г.
 - в. В.А.Осинов. "Ионные волны большой амплитуды в плазме". Дипломная работа. ИЯФ СО АН СССР, 1983 г.
10. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость нелинейной ленгмюровской волны". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-39, 1977 г.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Фазовая плоскость ионов, распределение возмущения плотности. Случай I-I - I-5, I-7.
- а. Момент t_1 , когда максимально возмущение скорости $\tilde{v}_1(x)$ с $\lambda = \lambda_0$.
 - б. Момент t_2 , когда максимально возмущение скорости $\tilde{v}_2(x)$ с $\lambda \leq \lambda_0/2$.
- Рис.2. Зависимость максимального возмущения скорости \tilde{v}_{max}/c_s от начальной энергии ленгмюровской волны W_w^0/W_e^0 . $\tilde{v}_{max} = v_{max} - v_0$. Случай I-I - I-7.
- Рис.3. Зависимость характерных моментов времени $(t/T_{oe})_{max}$ от начальной энергии ленгмюровской волны W_w^0/W_e^0 . Случай I-I - I-7.
- Рис.4. Зависимость максимального по x возмущения плотности \tilde{n}_m/n_0 от времени. Случай I-I - I-7.
- а. Максимум $\tilde{n}(x)$ на $x/r_d \sim 50$.
 - б. Максимум $\tilde{n}(x)$ на $x/r_d \sim 100$.
 - в. Возмущение плотности $|\tilde{n}_m/n_0|$ на дне впадины.
- Рис.5. Зависимость максимального по x, t возмущения плотности $(\tilde{n}/n_0)_{max}$ от начальной энергии ленгмюровской волны. Случай I-I - I-7.
- Рис.6. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов, распределение возмущения плотности, потенциала и электрического поля в разные моменты времени. Случай I-0. Е нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$.
- Рис.7-10. Фазовые плоскости ионов, распределение возмущения плотности в разные моменты времени.
- | | | | | |
|--------|-----|-----|-----|-----|
| Рис. | 7 | 8 | 9 | 10 |
| Случай | 2-0 | I-I | 2-I | I-2 |
- Рис.10а. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов, распределение возмущения плотности, потенциала и электрического поля в разные моменты времени (фаза, когда поле ленгмюровской волны $= 0$). Случай I-2. Е - нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$.
- Рис.11-14. Фазовые плоскости ионов, распределение возмущения плотности в разные моменты времени.
- | | | | | |
|--------|-----|-----|-----|-----|
| Рис. | 11 | 12 | 13 | 14 |
| Случай | I-3 | I-4 | I-5 | I-7 |

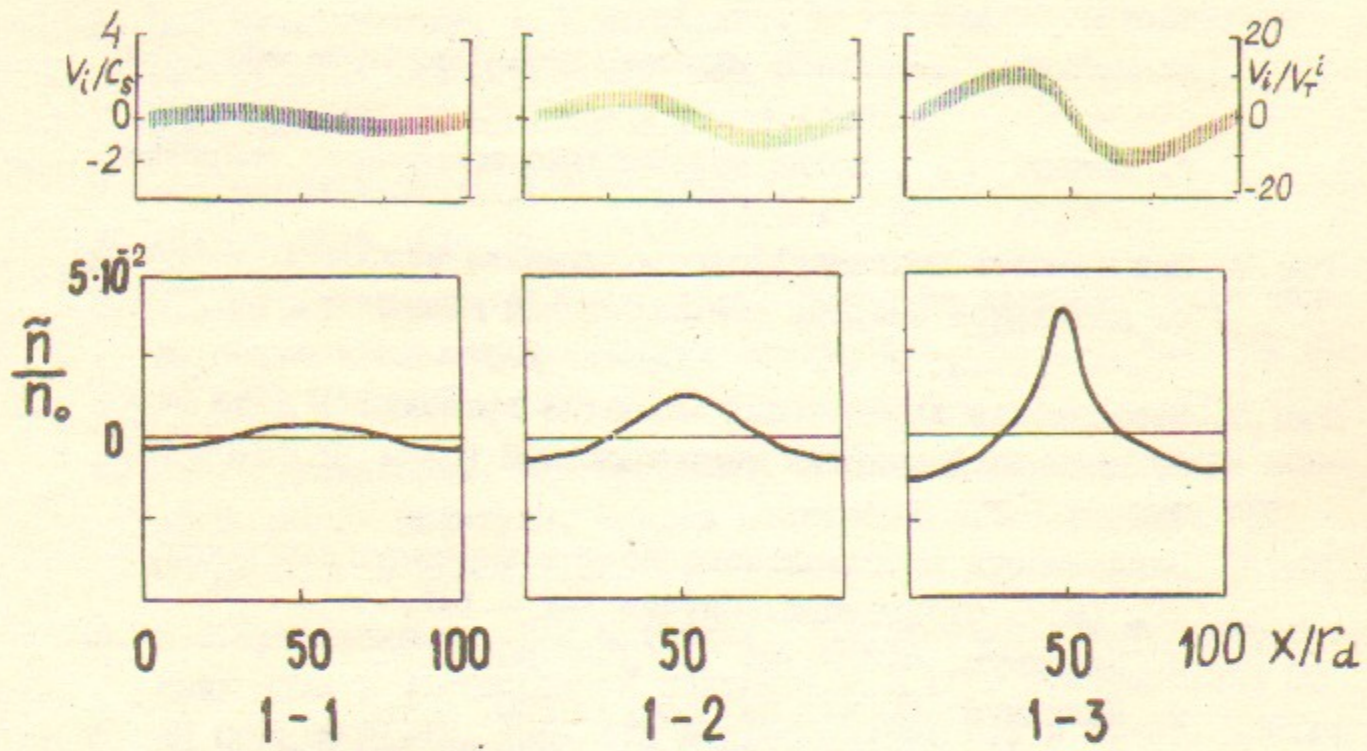


Рис. 1а

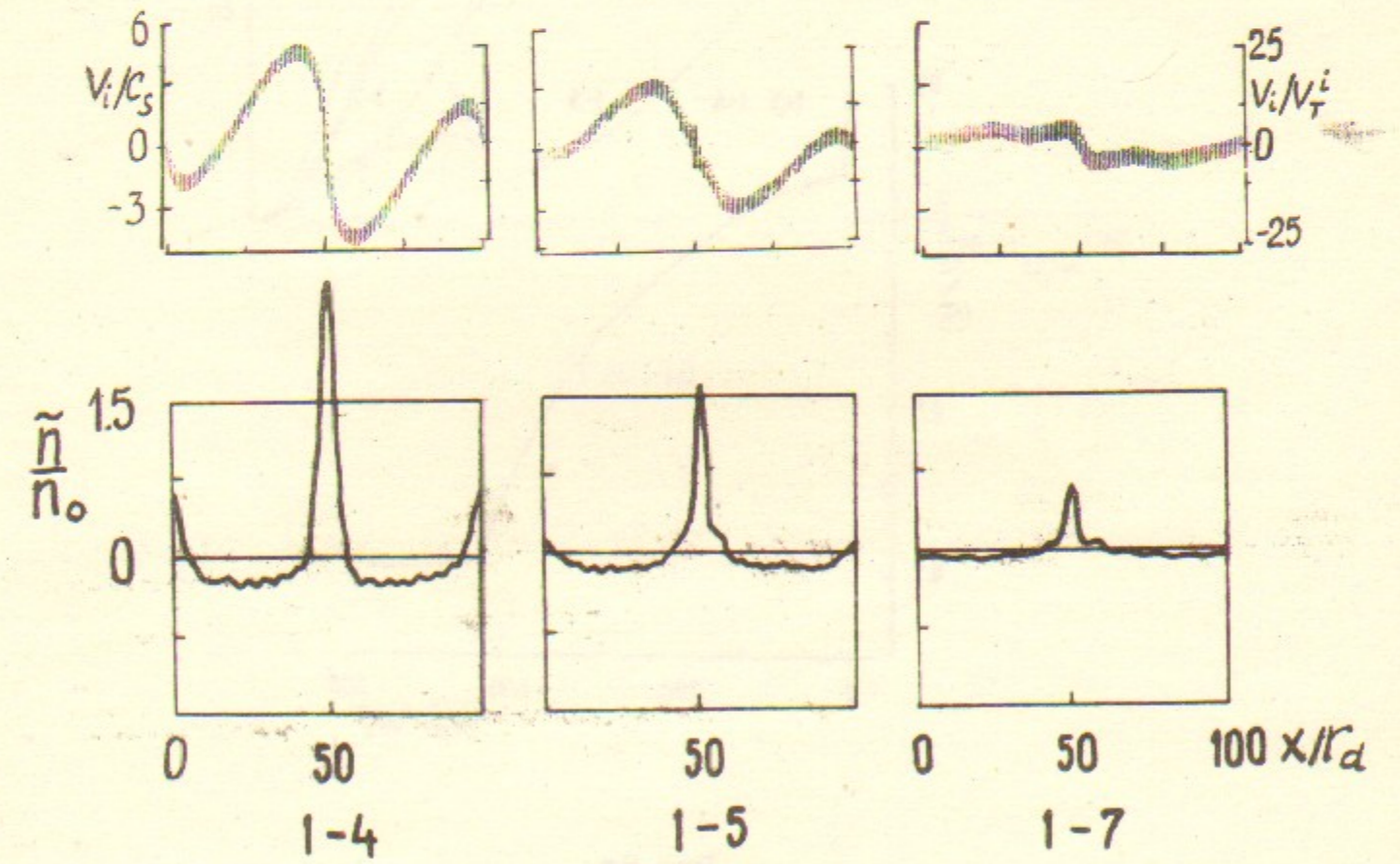
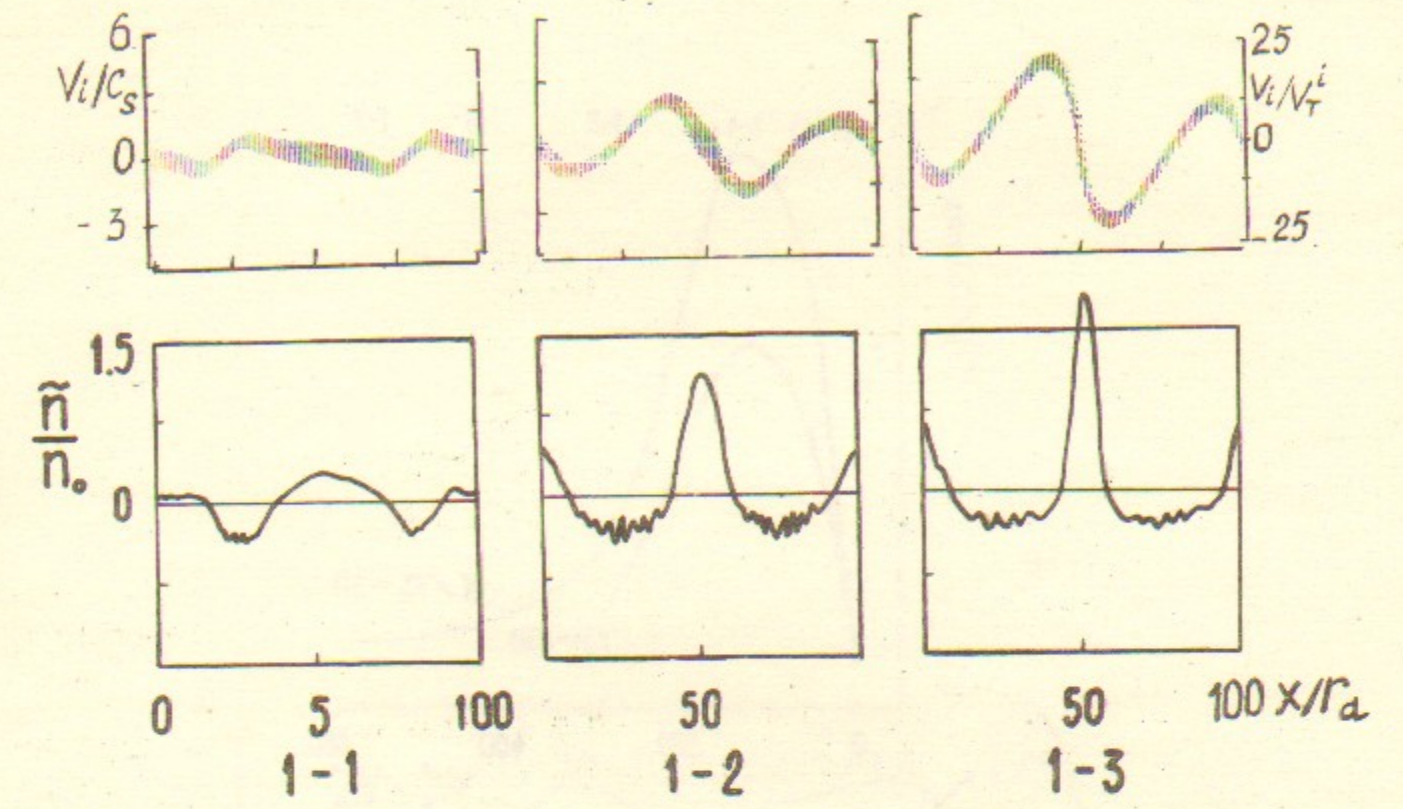
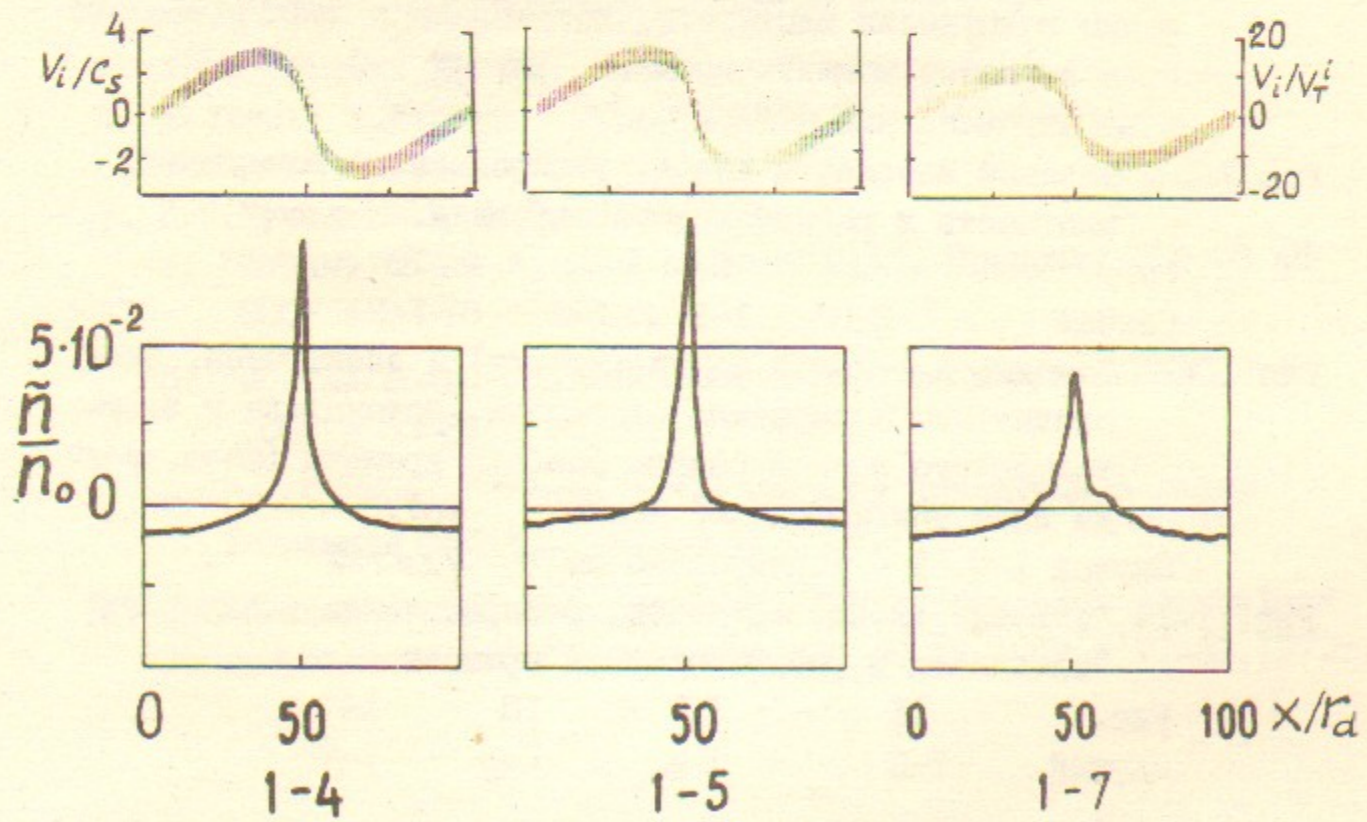


Рис. 1б

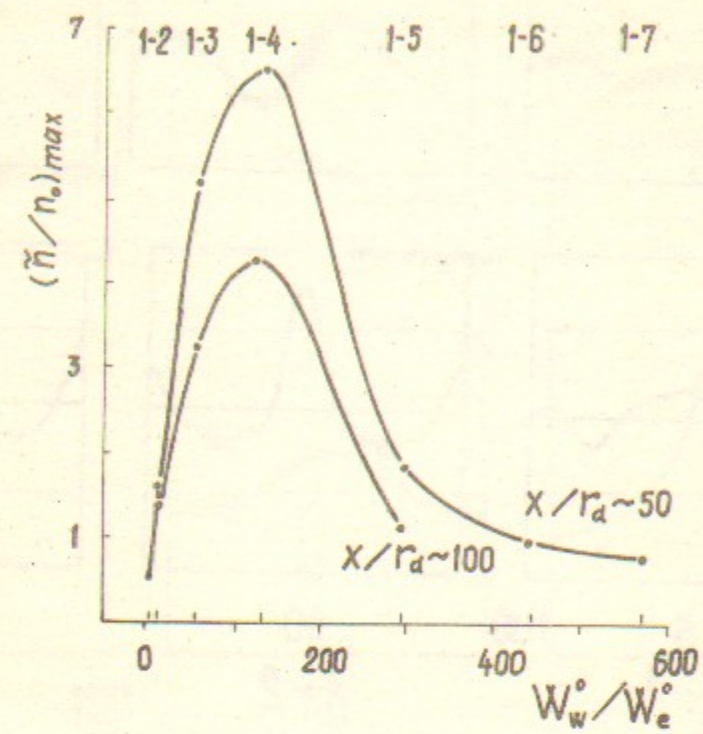


Рис. 5а

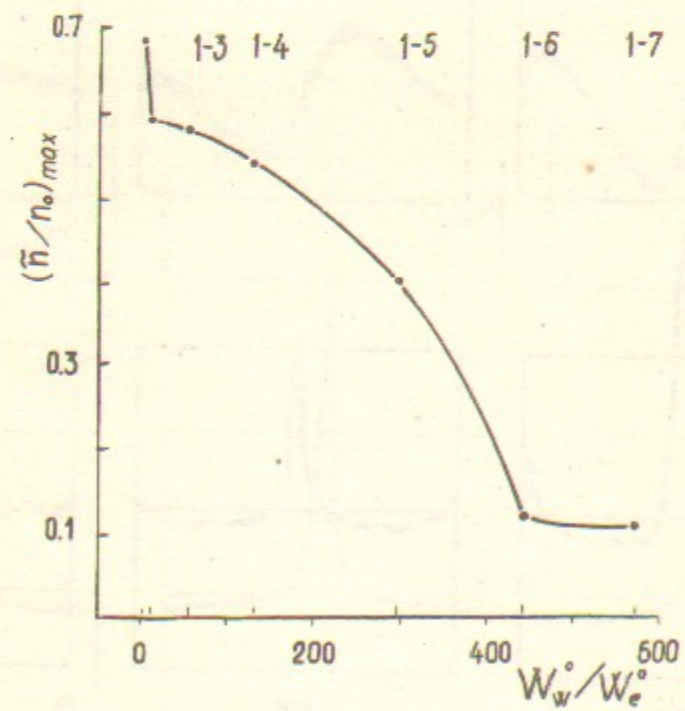


Рис. 5б

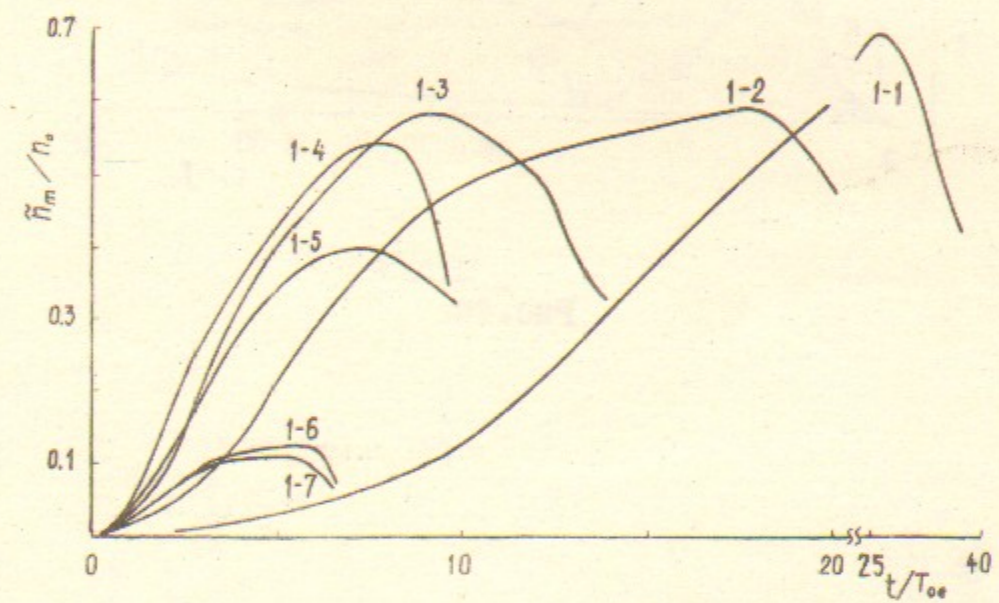


Рис. 4в

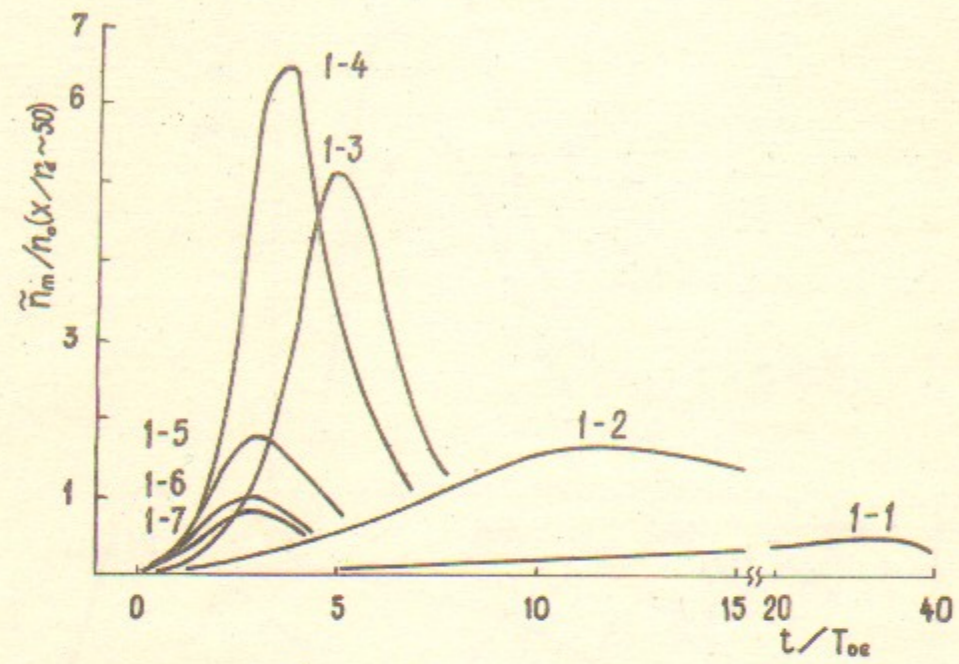


Рис.4а

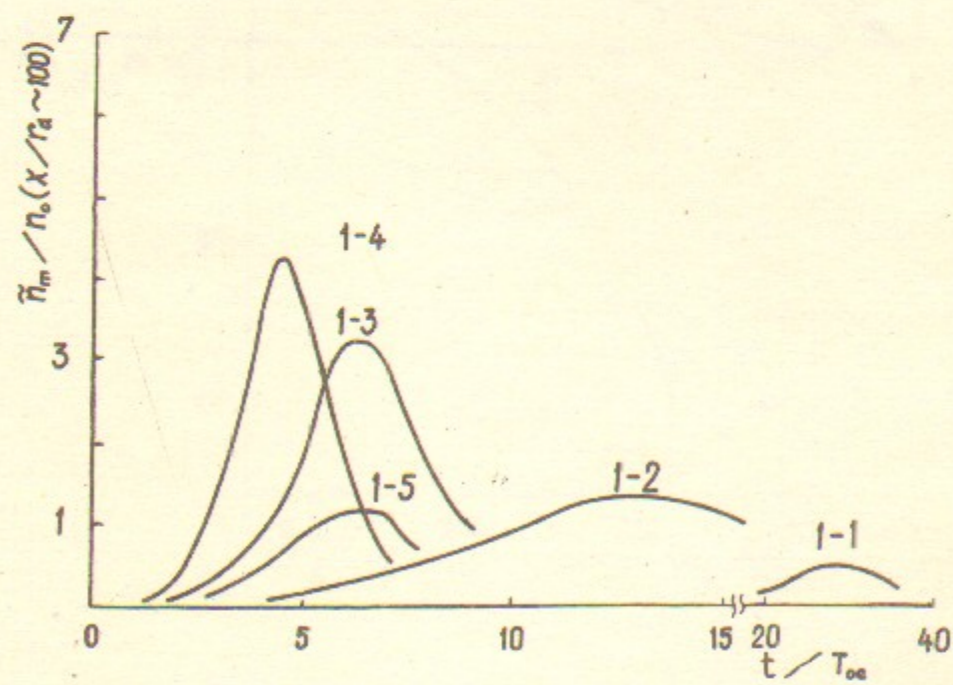


Рис.4б

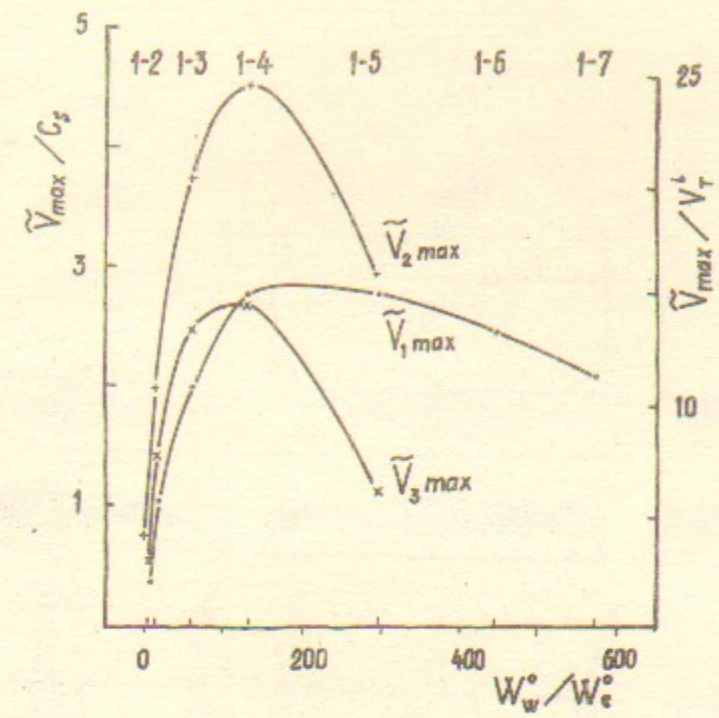


Рис.2

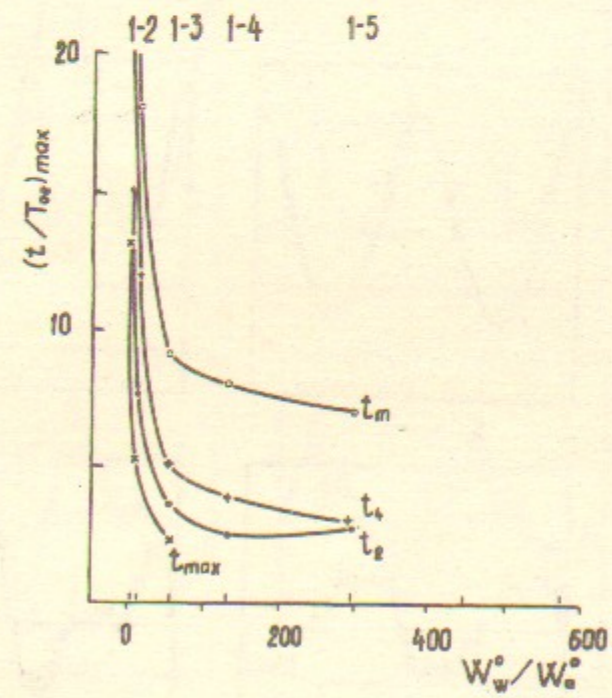


Рис.3

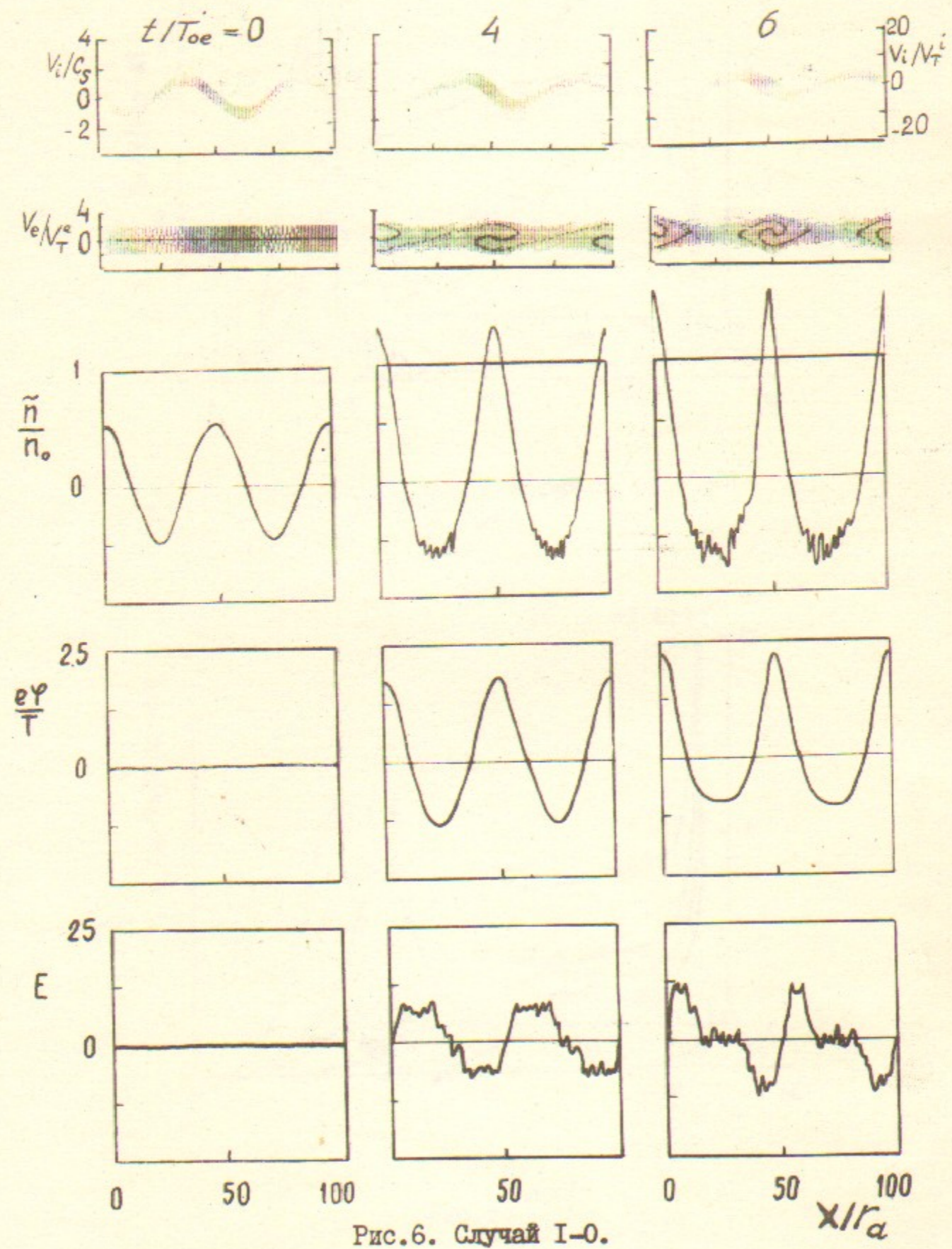


Рис.6. Случай I-0.

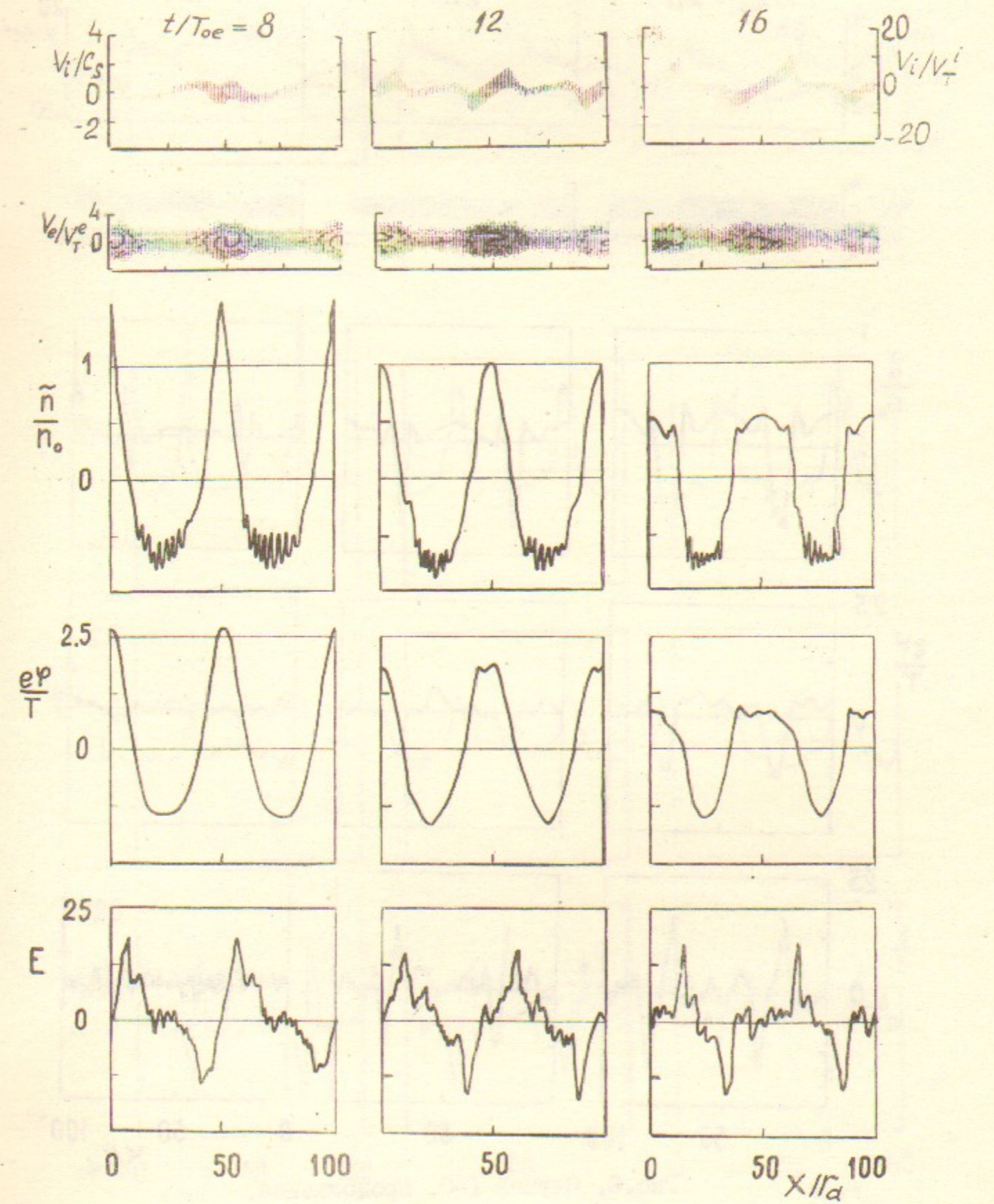


Рис.6. Случай I-0. Продолжение.

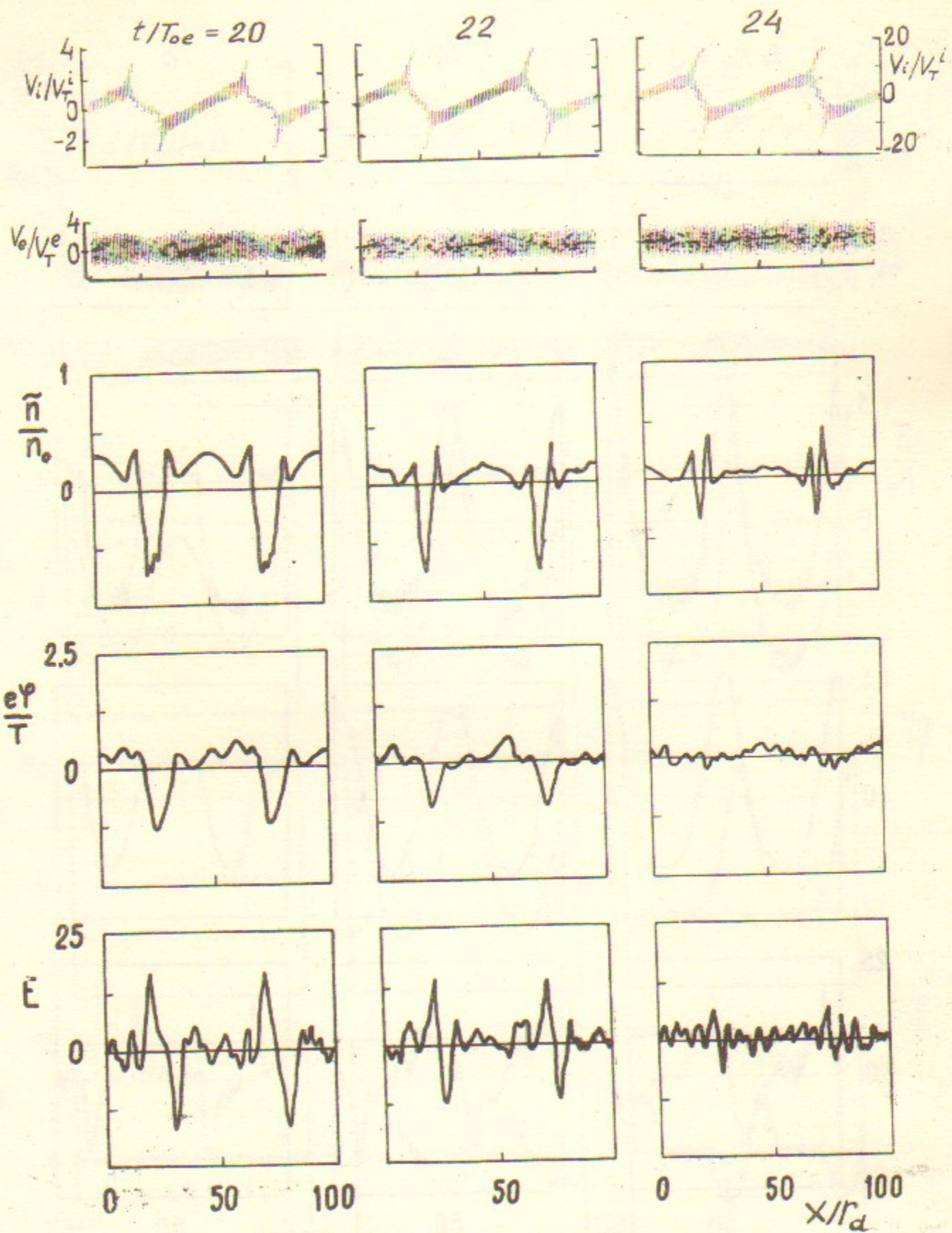


Рис.6. Случай I-0. Продолжение.

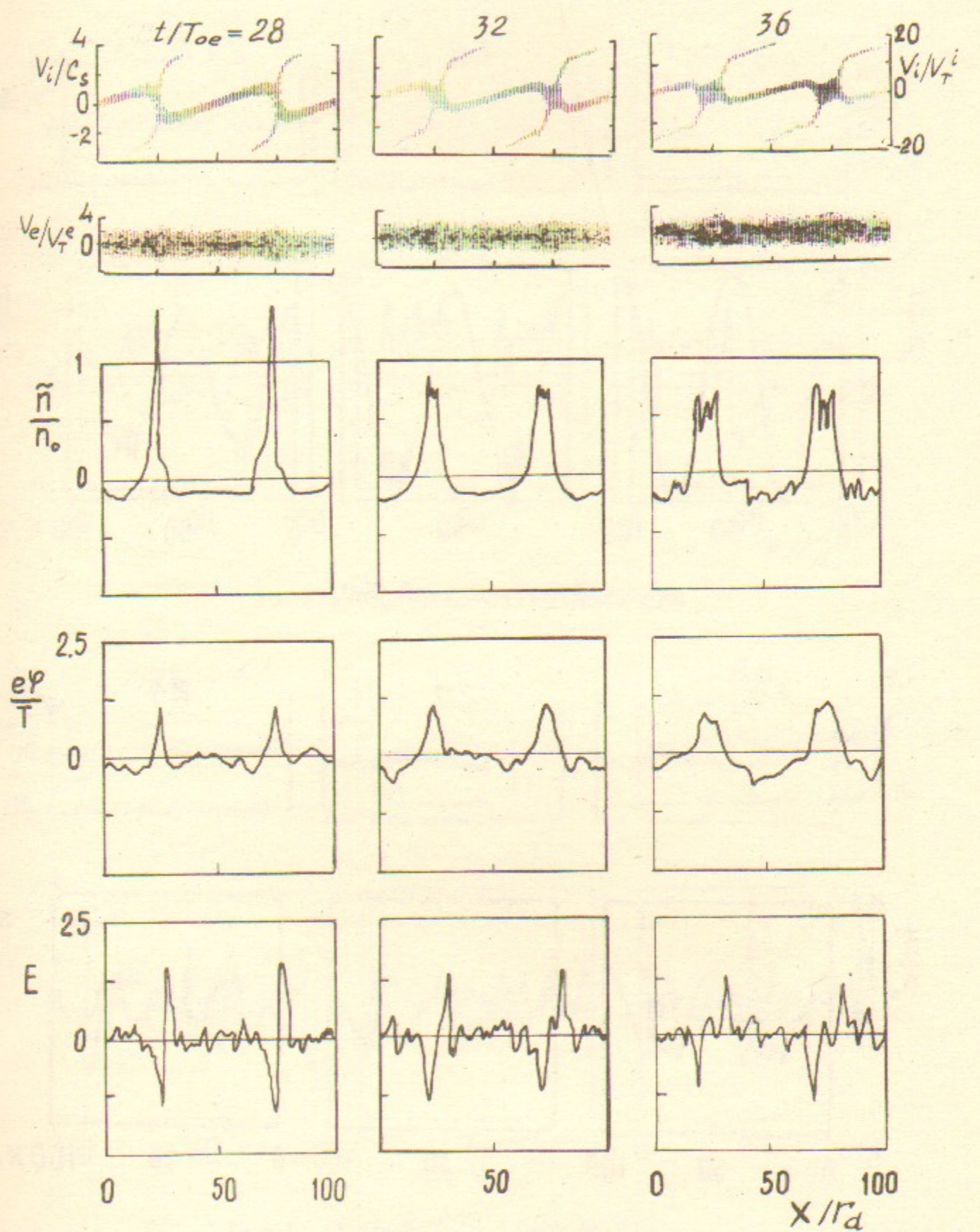


Рис.6. Случай I-0. Продолжение.

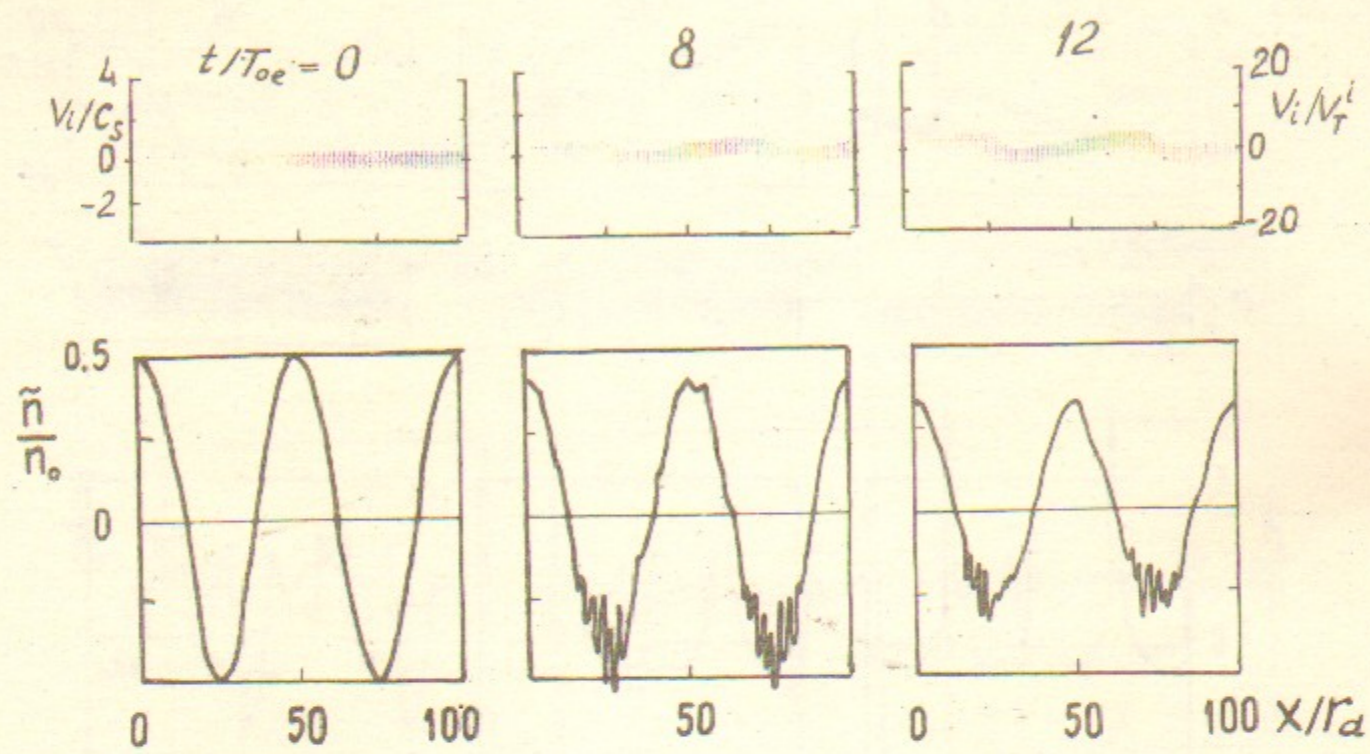


Рис.7. Случай 2-0.

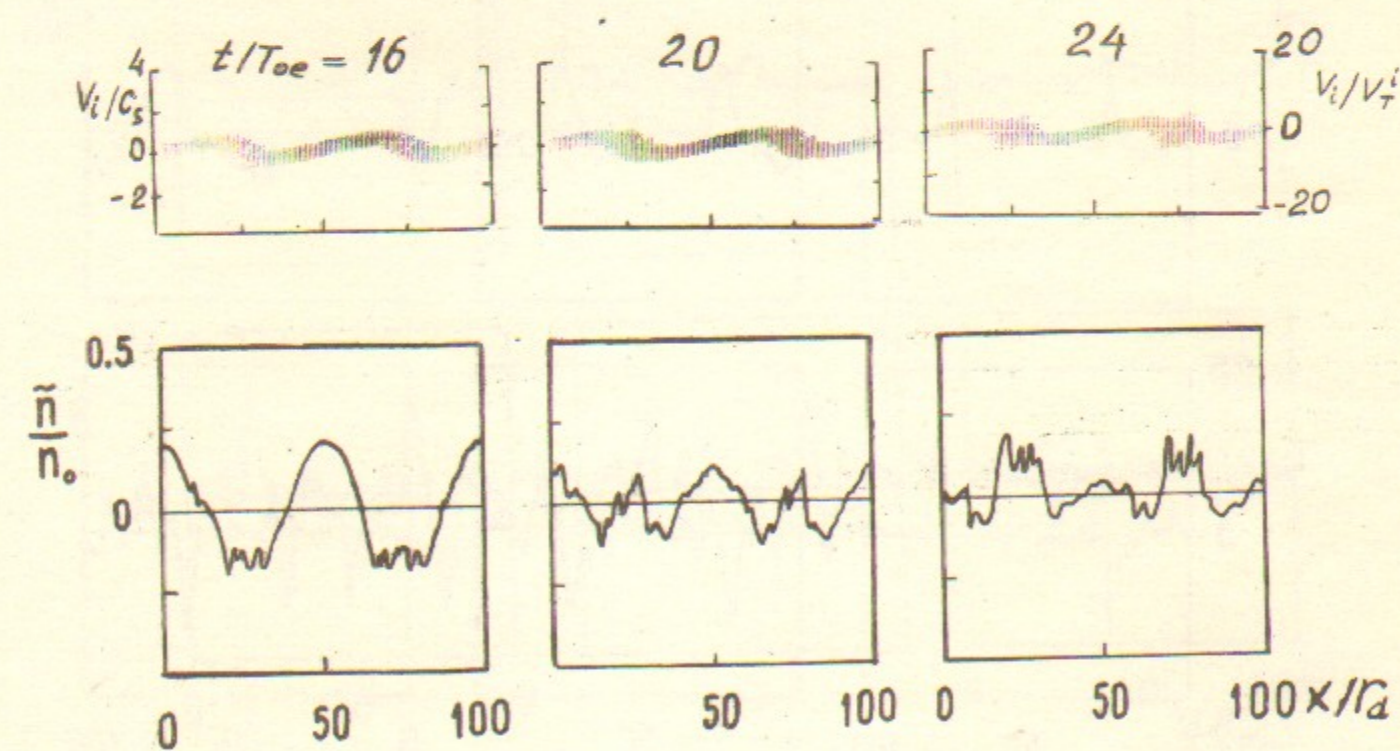


Рис.7. Случай 2-0. Продолжение.

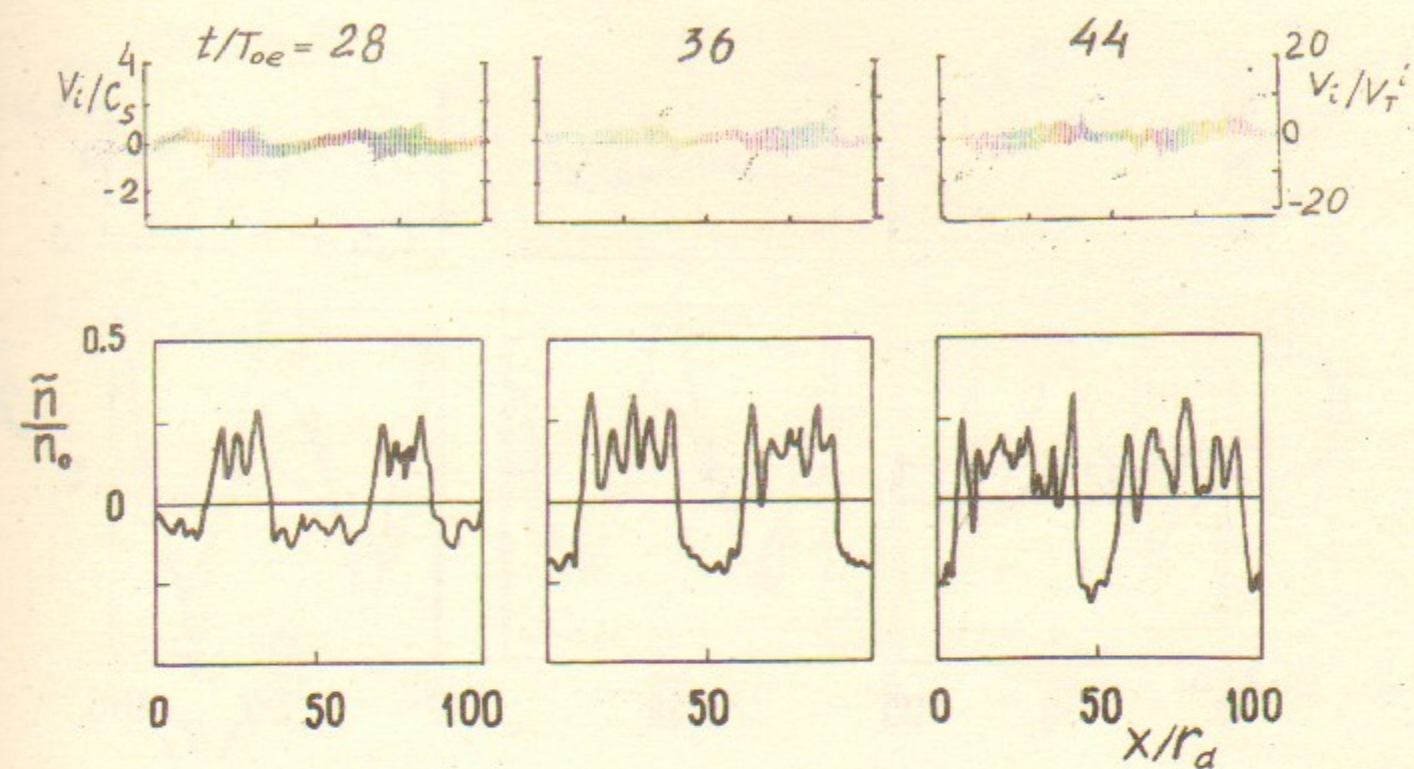


Рис.7. Случай 2-0. Продолжение

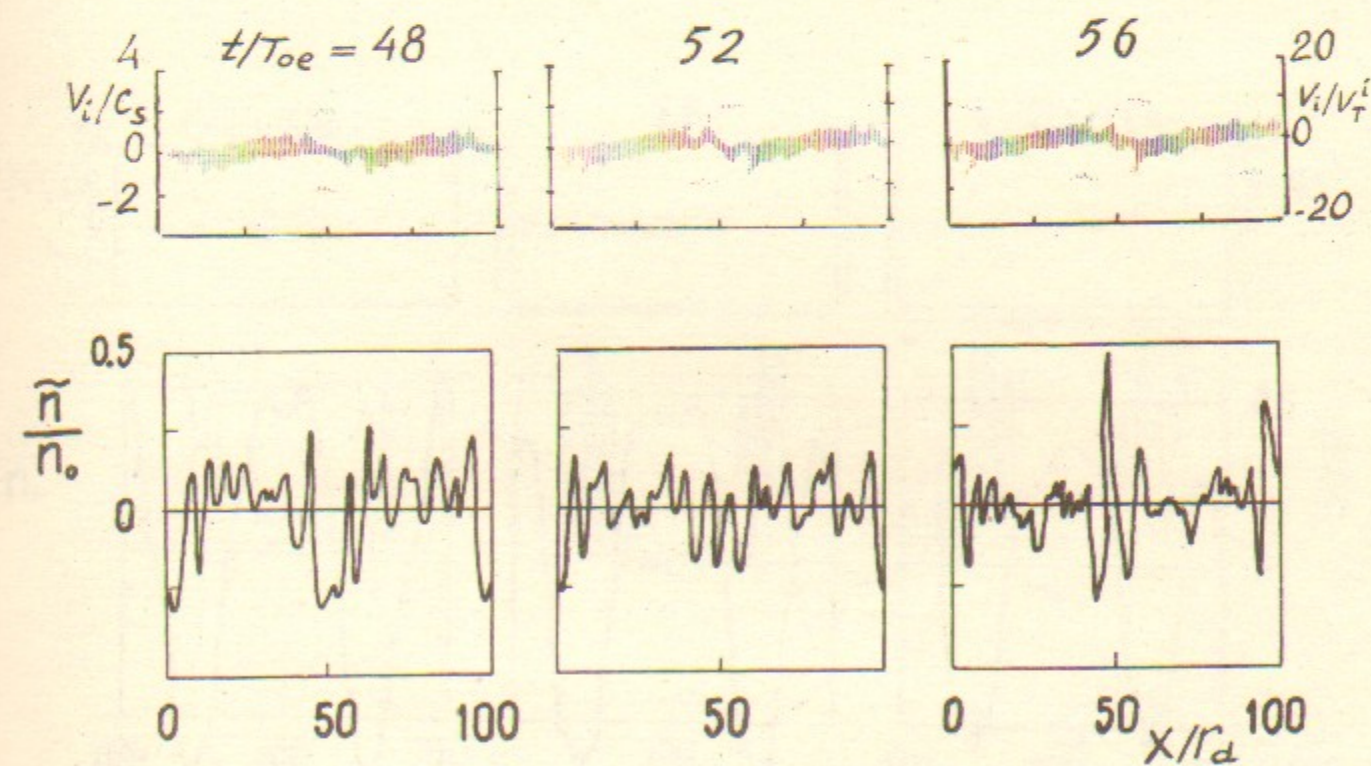


Рис.7. Случай 2-0. Продолжение.

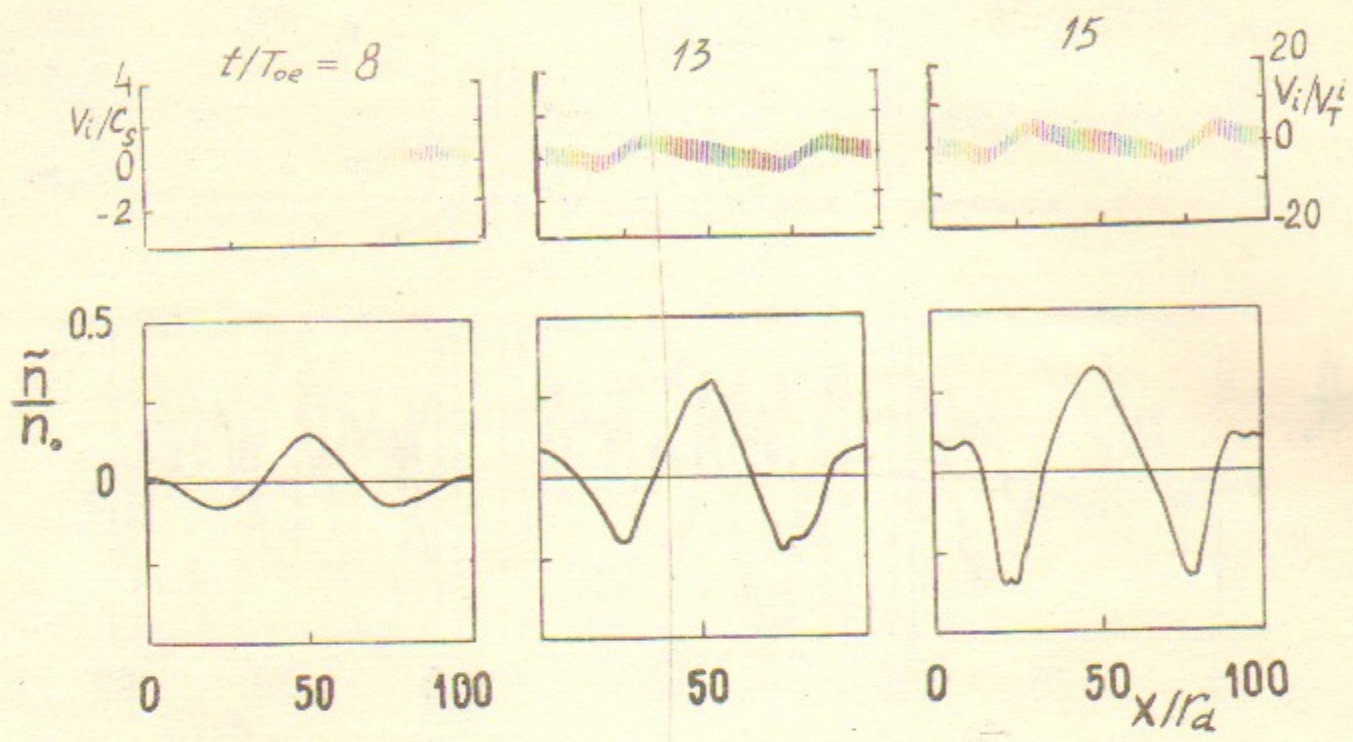


Рис.8. Случай I-I.

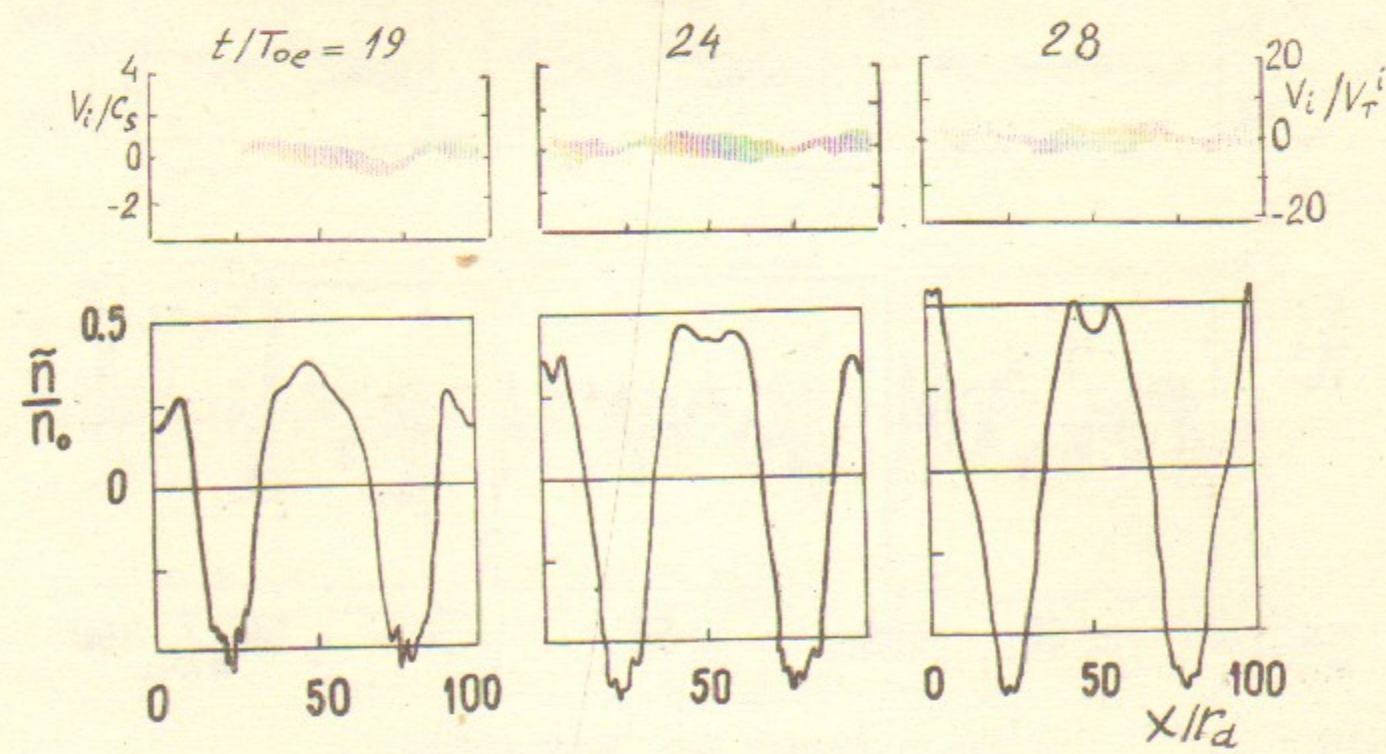


Рис.8. Случай I-I. Продолжение

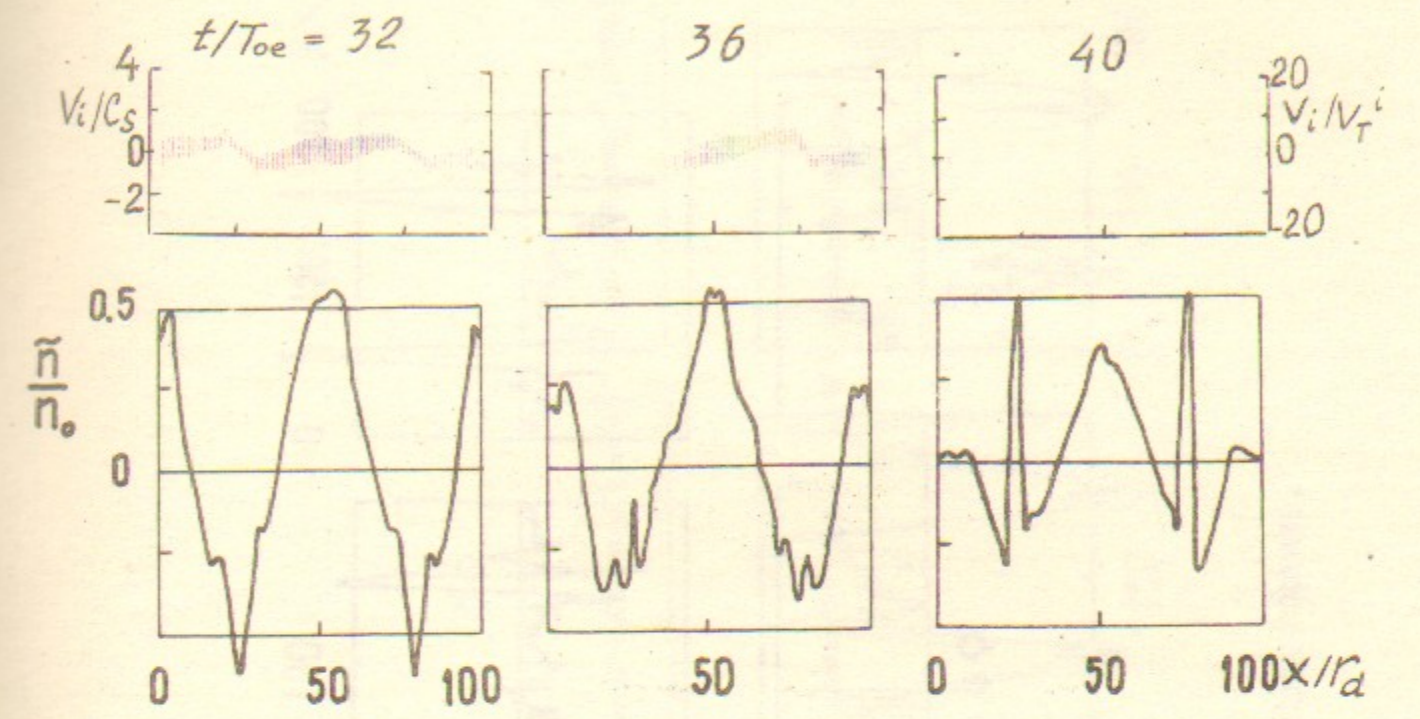


Рис.8. Случай I-I. Продолжение.

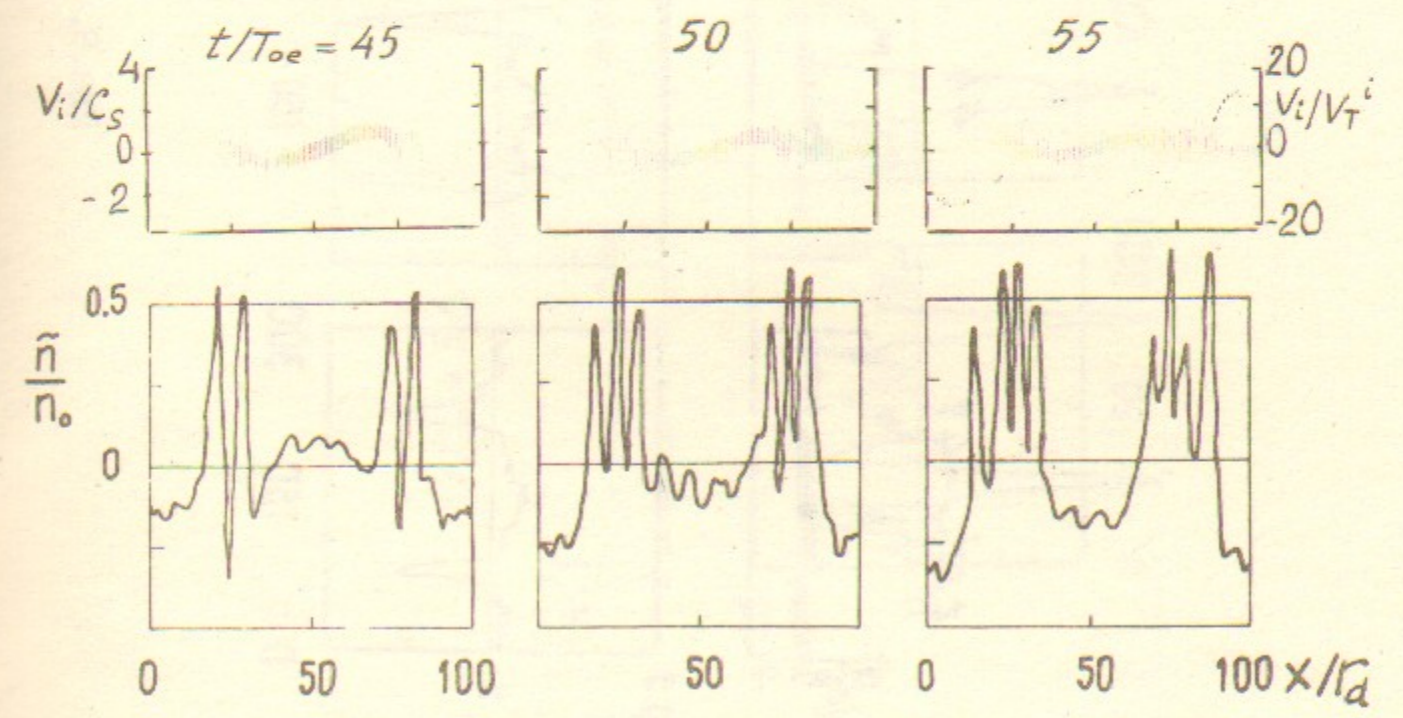


Рис.8. Случай I-I. Продолжение.

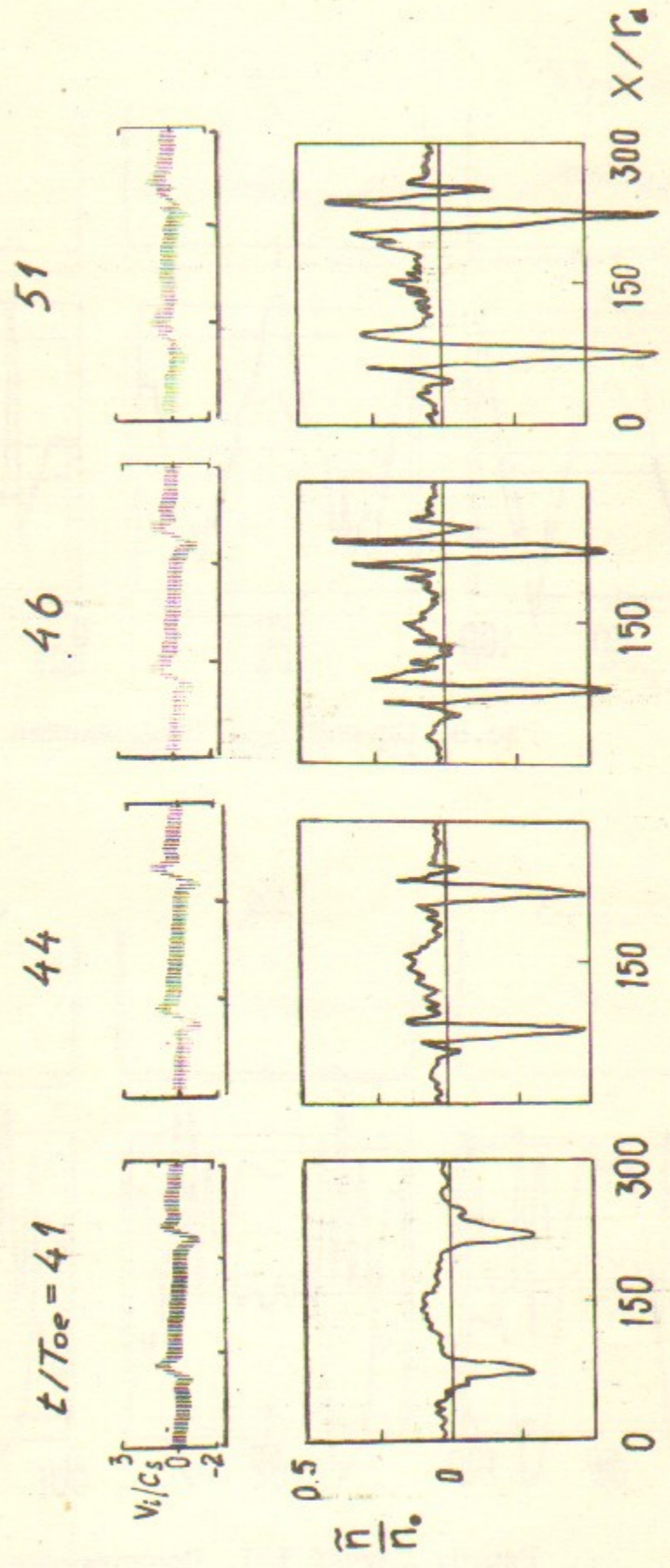


Рис.9. Случай 2-Г.

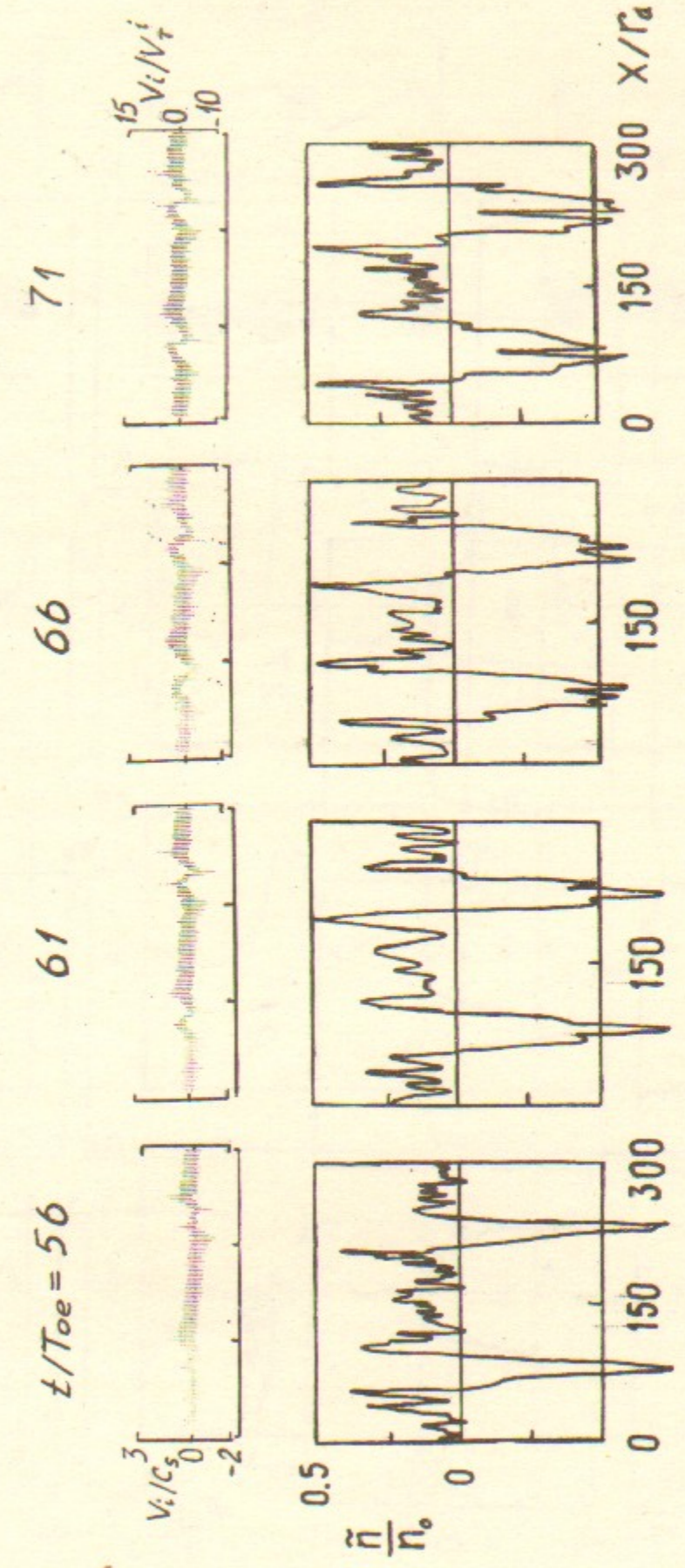


Рис.9. Случай 2-Г. Продолжение.

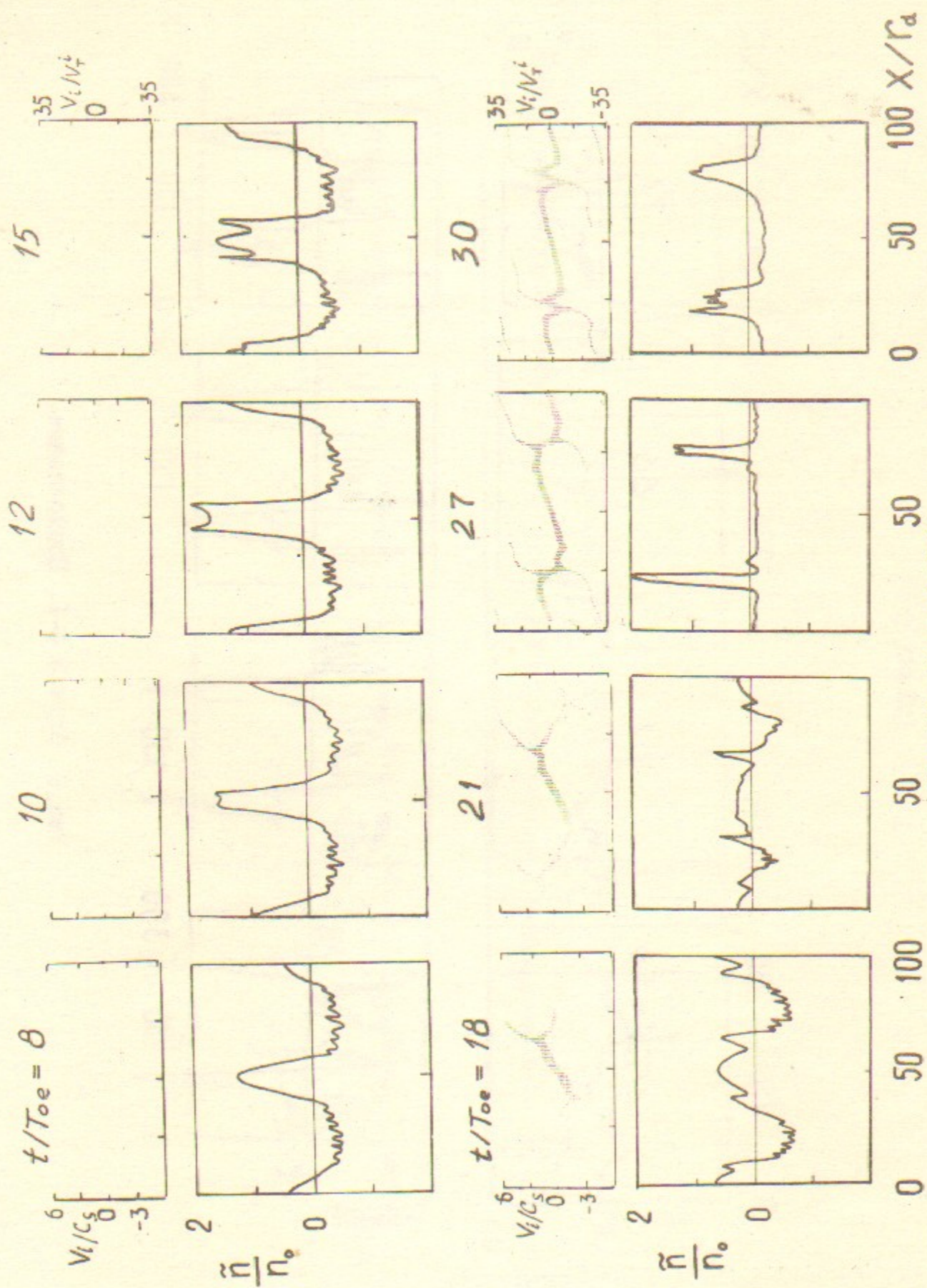


Рис.10. Случай I-2

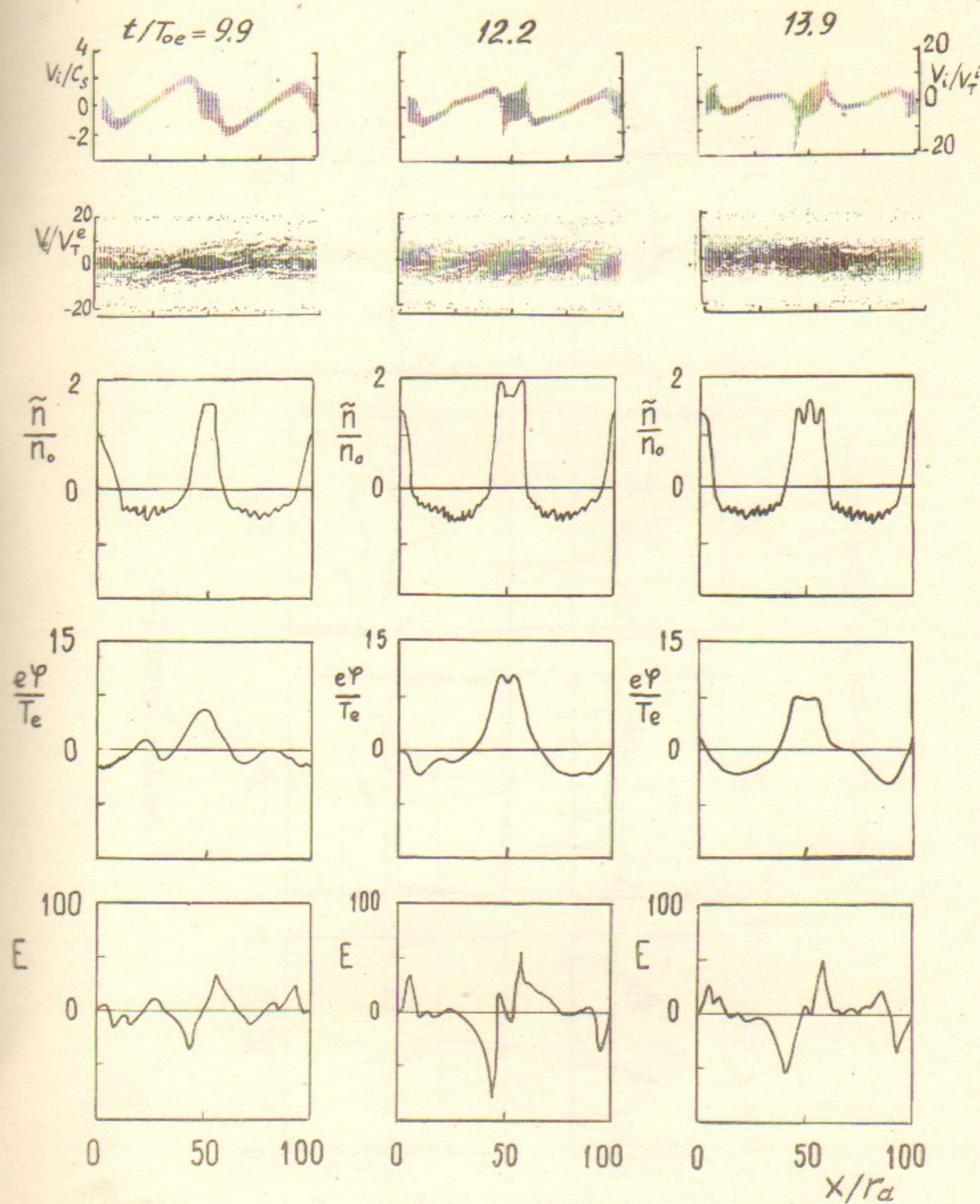


Рис.10а. Случай I-2.

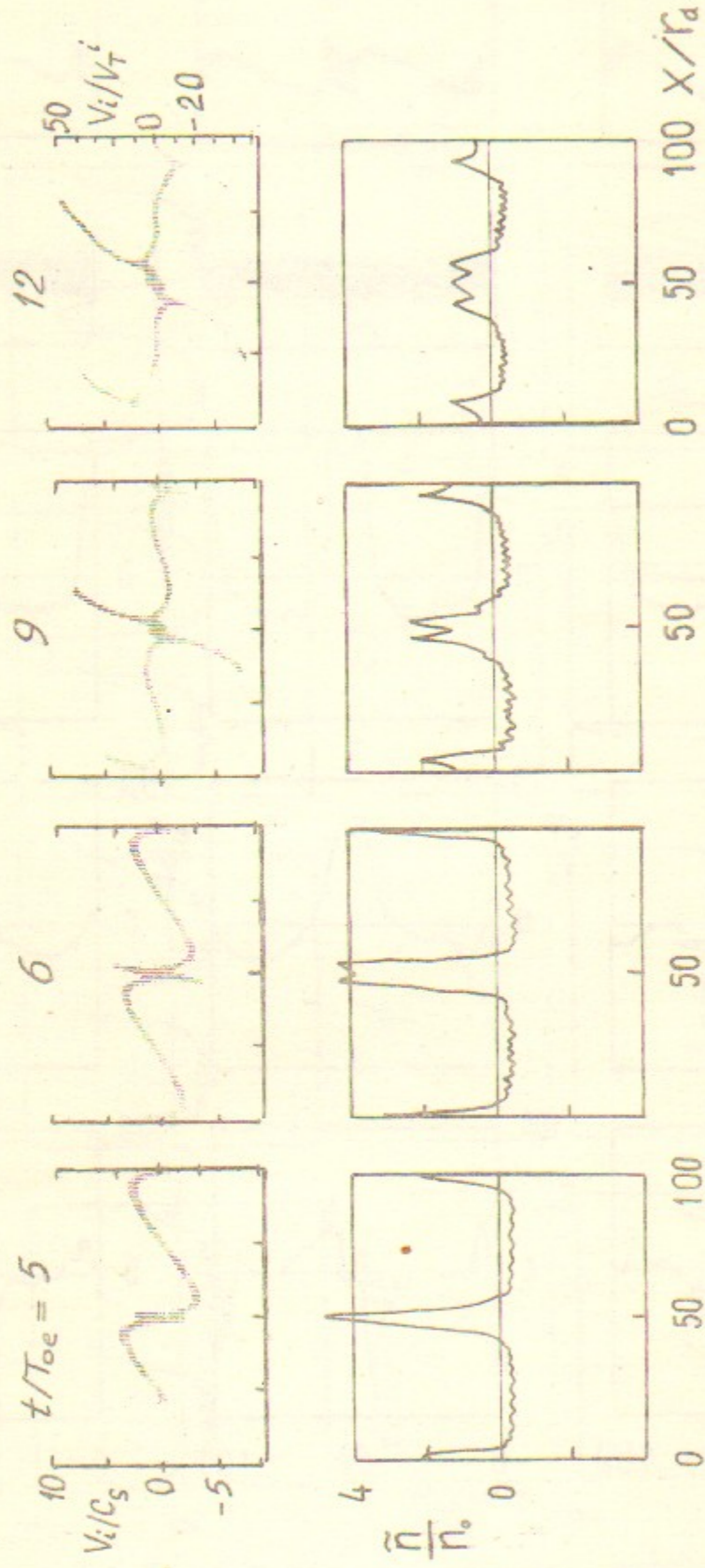


Рис.11. Случай I-3.

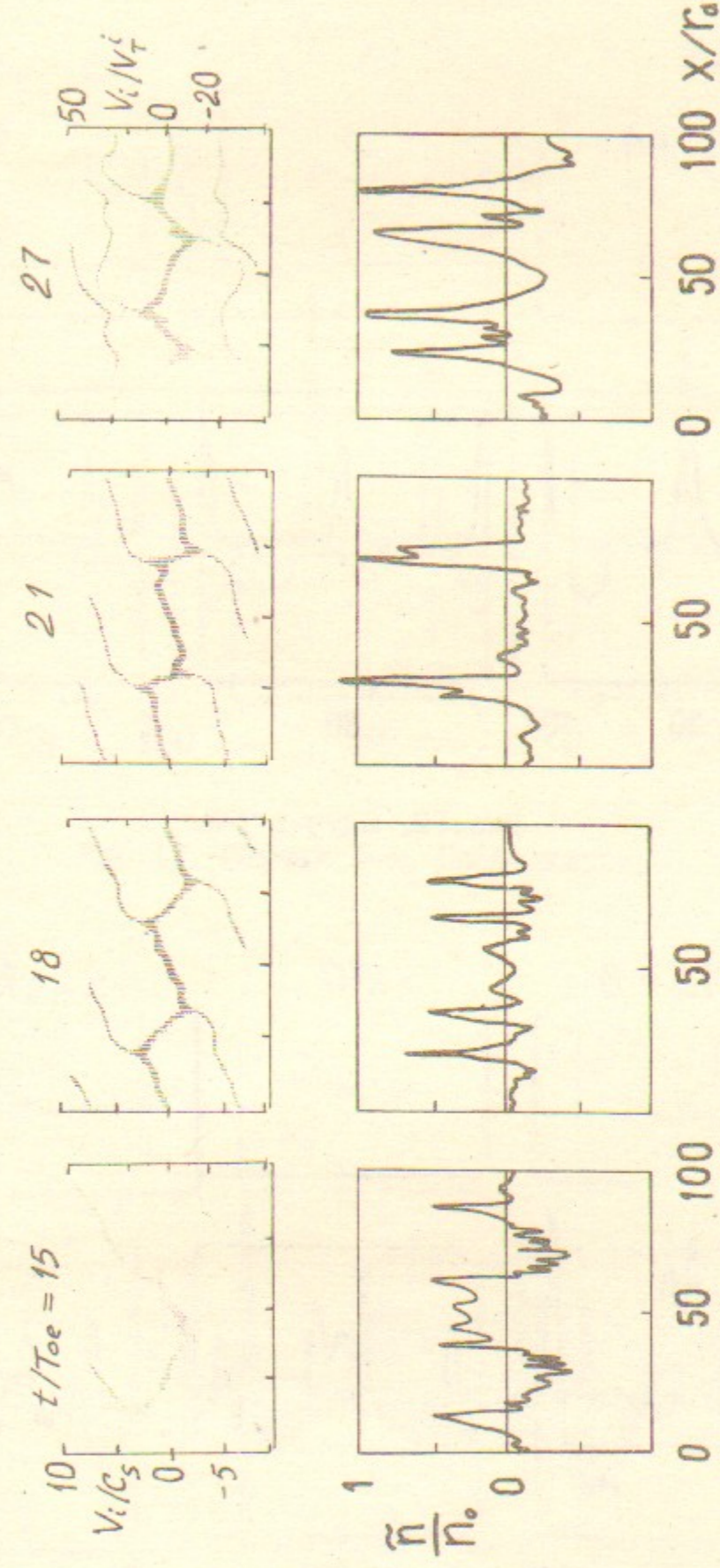


Рис.11. Случай I-3. Продолжение.

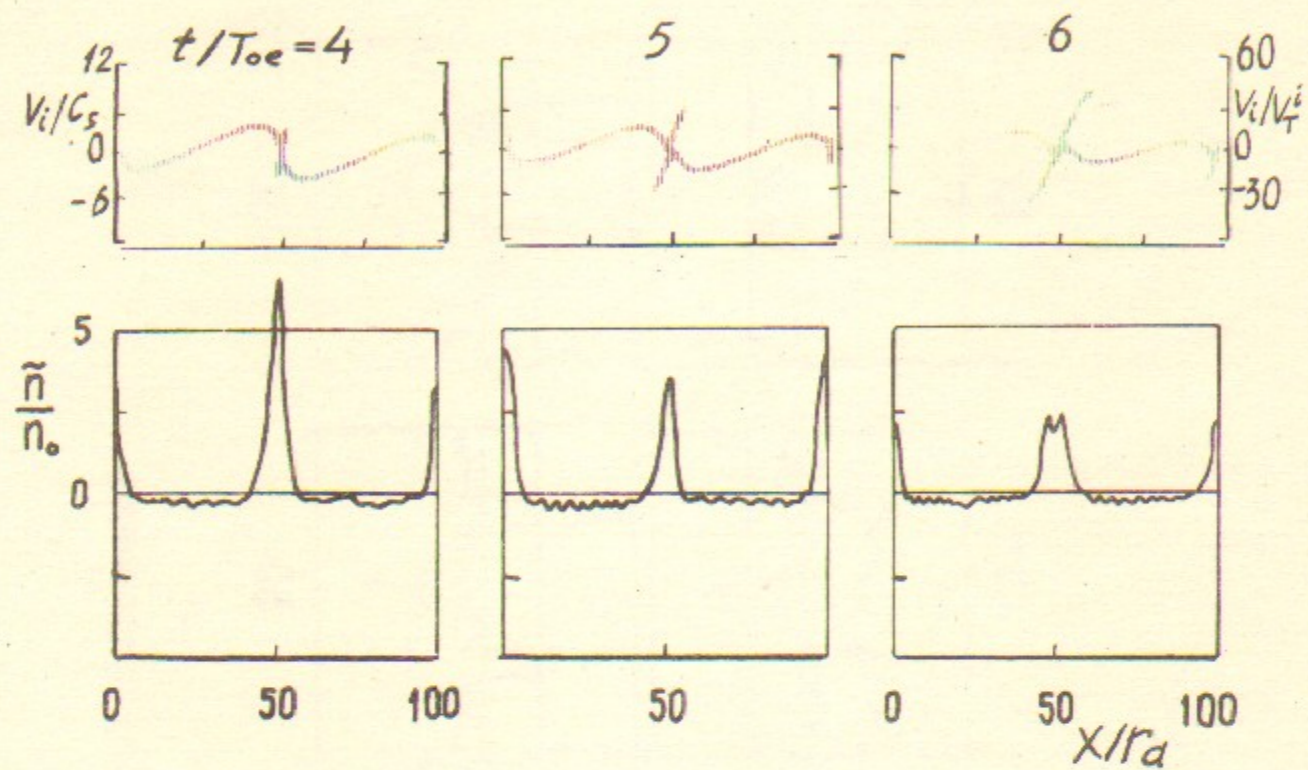


Рис.12. Случай I-4.

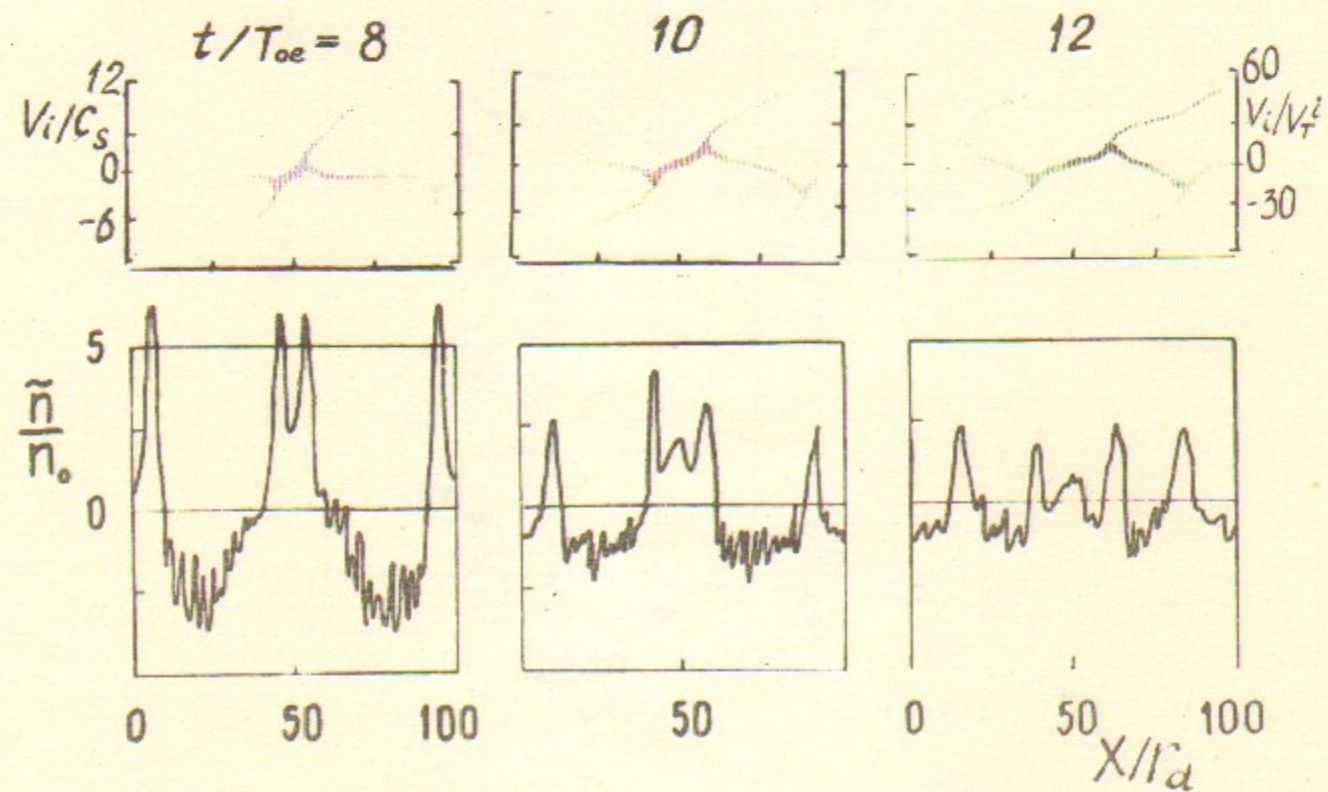


Рис.12. Случай I-4. Продолжение.

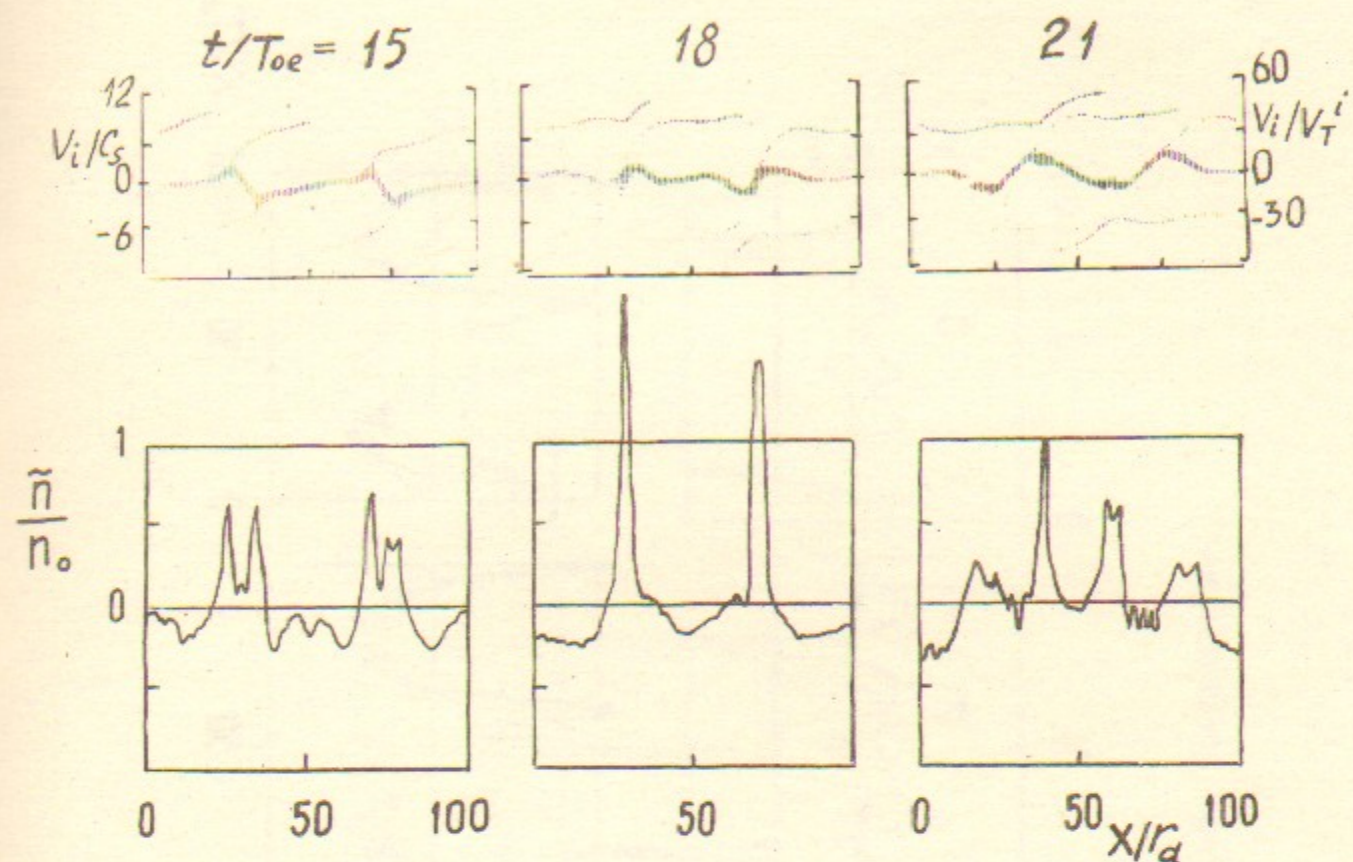


Рис.12. Случай I-4. Продолжение.

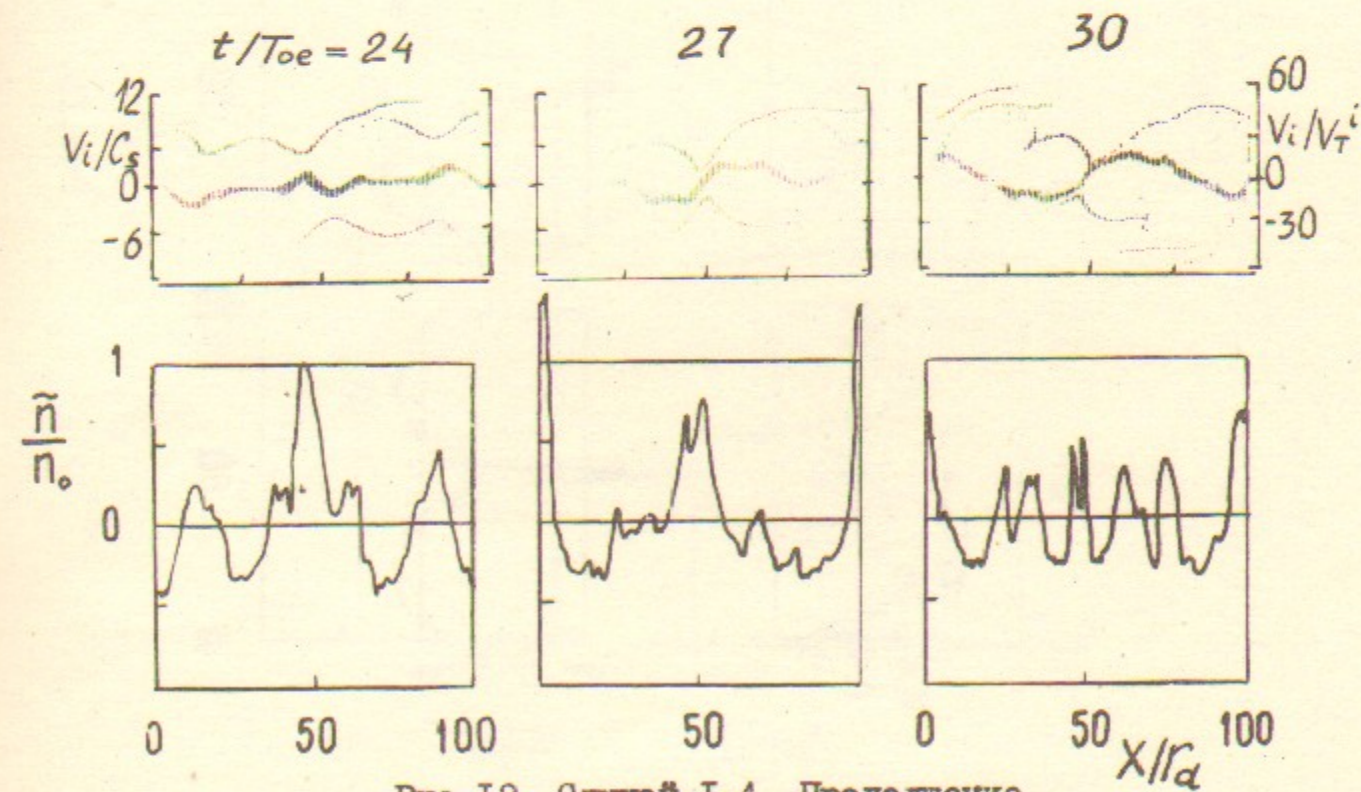


Рис.12. Случай I-4. Продолжение.

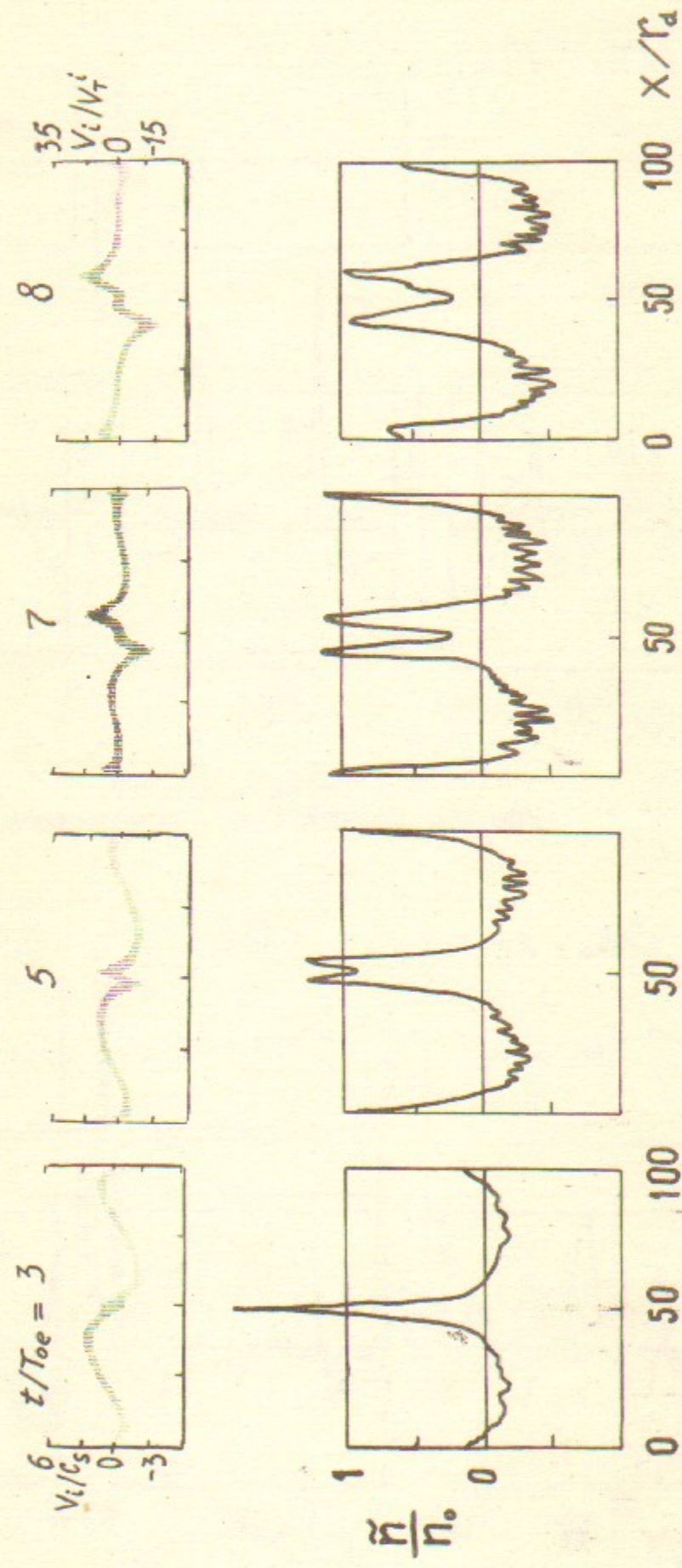


Рис.13. Случай I-5.

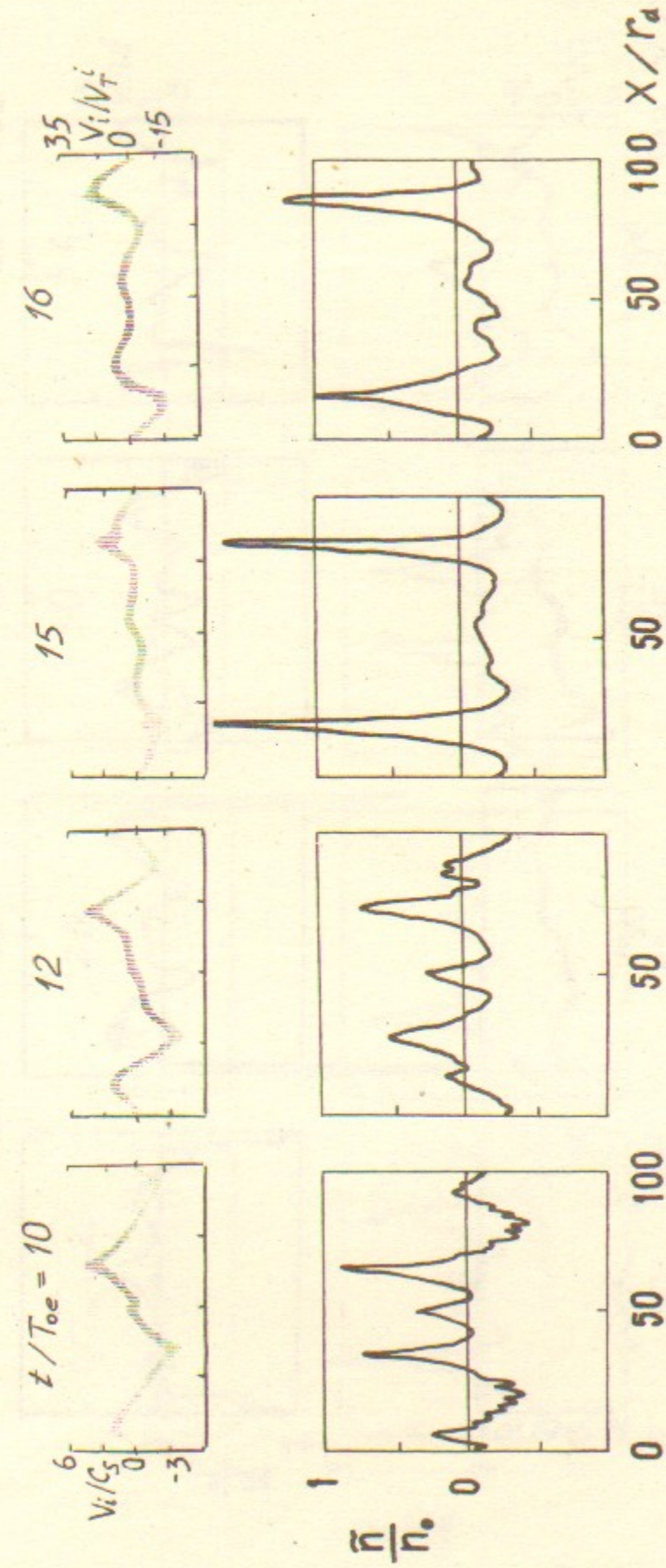


Рис.13. Случай I-5. Продолжение.

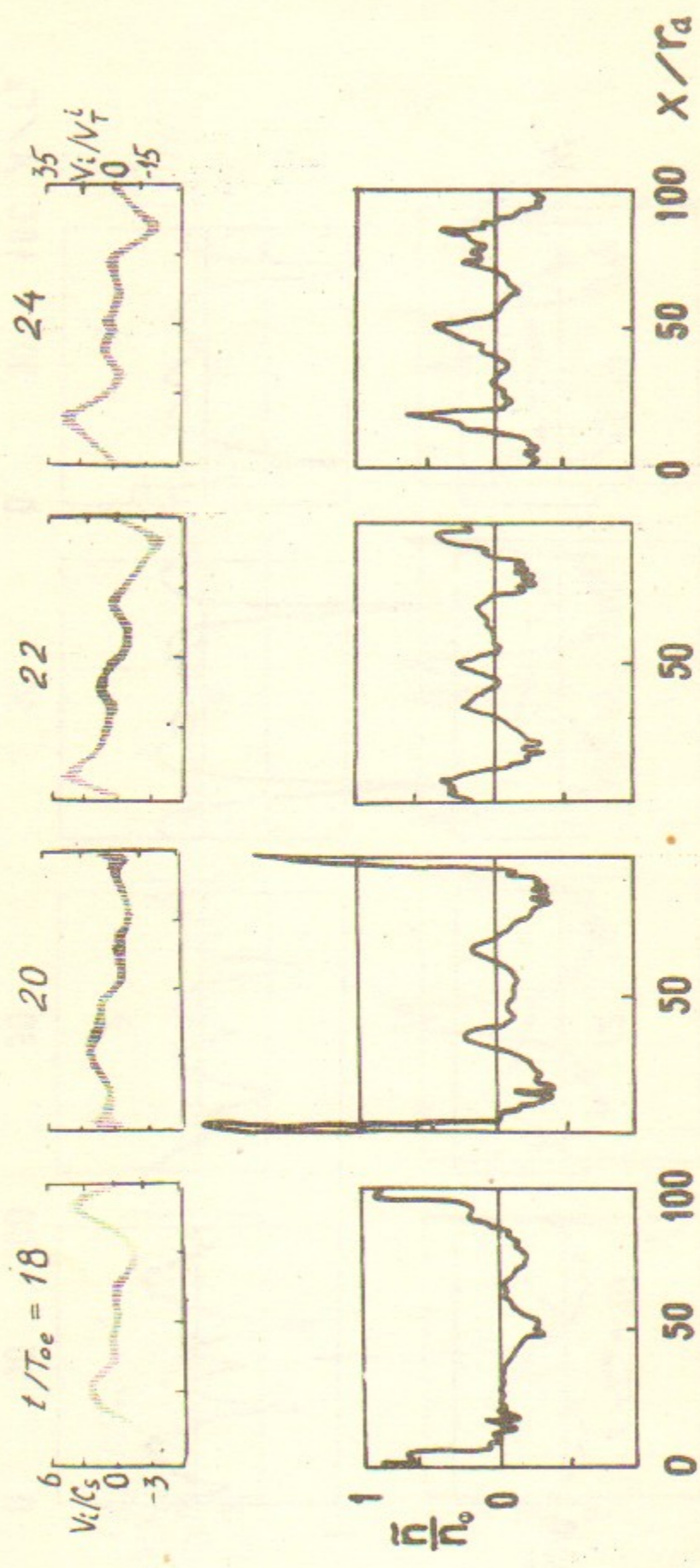


Рис.13. Случай I-5. Продолжение.

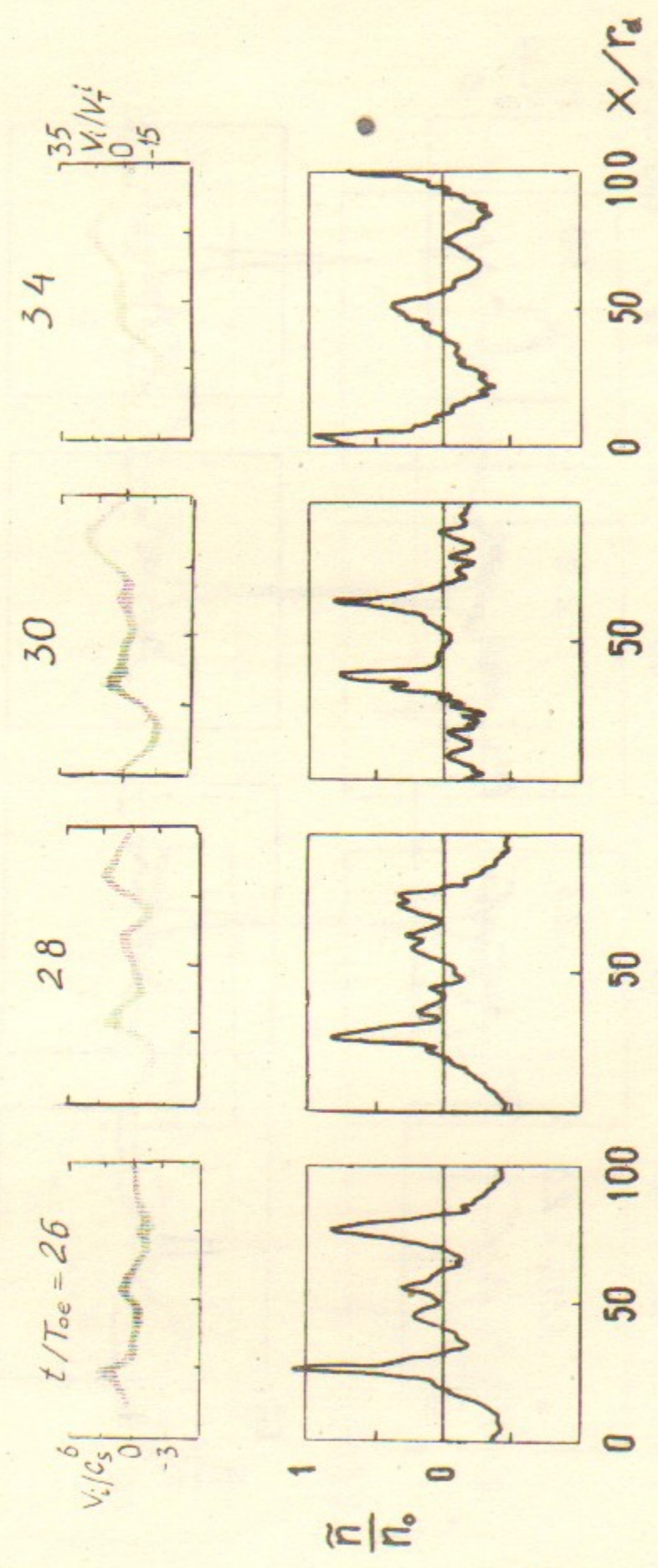


Рис.13. Случай I-5. Продолжение.

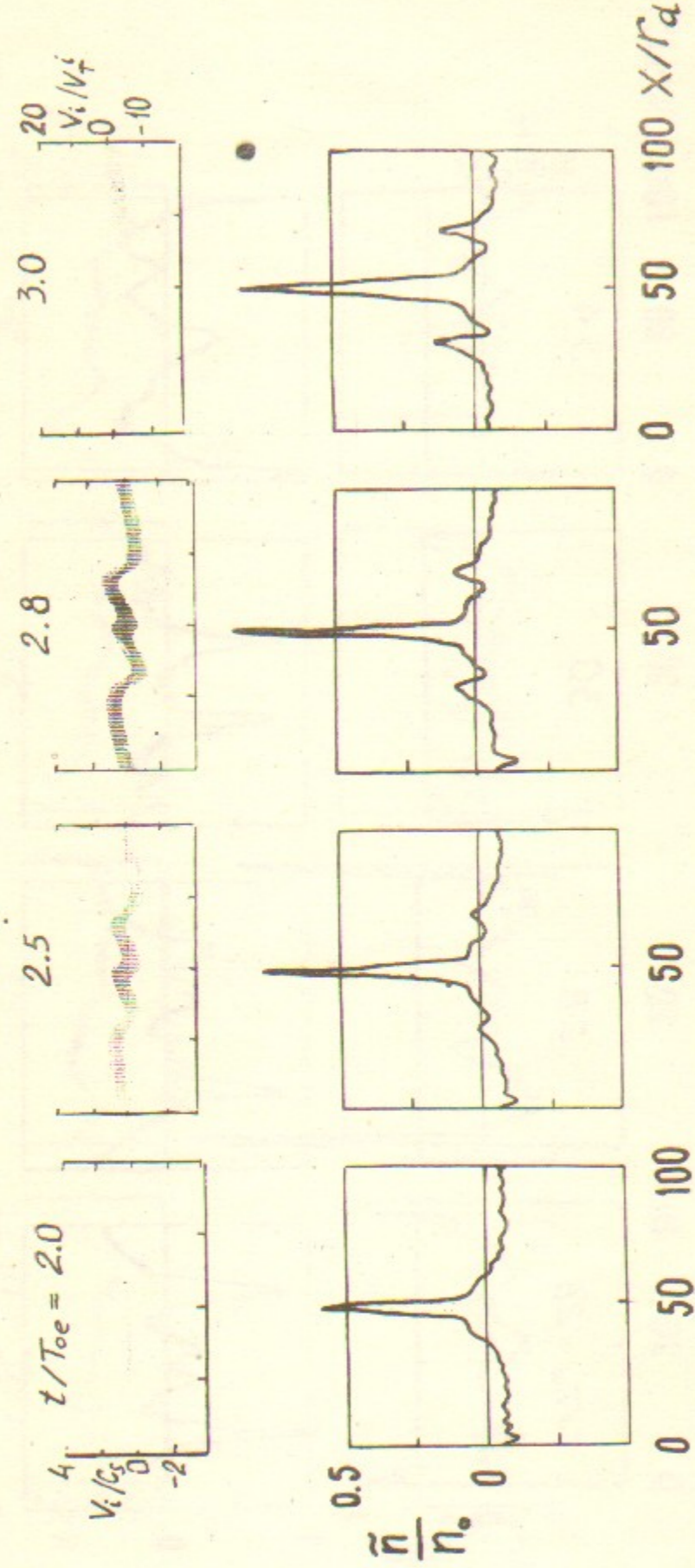


Рис.14. Случай I-7.

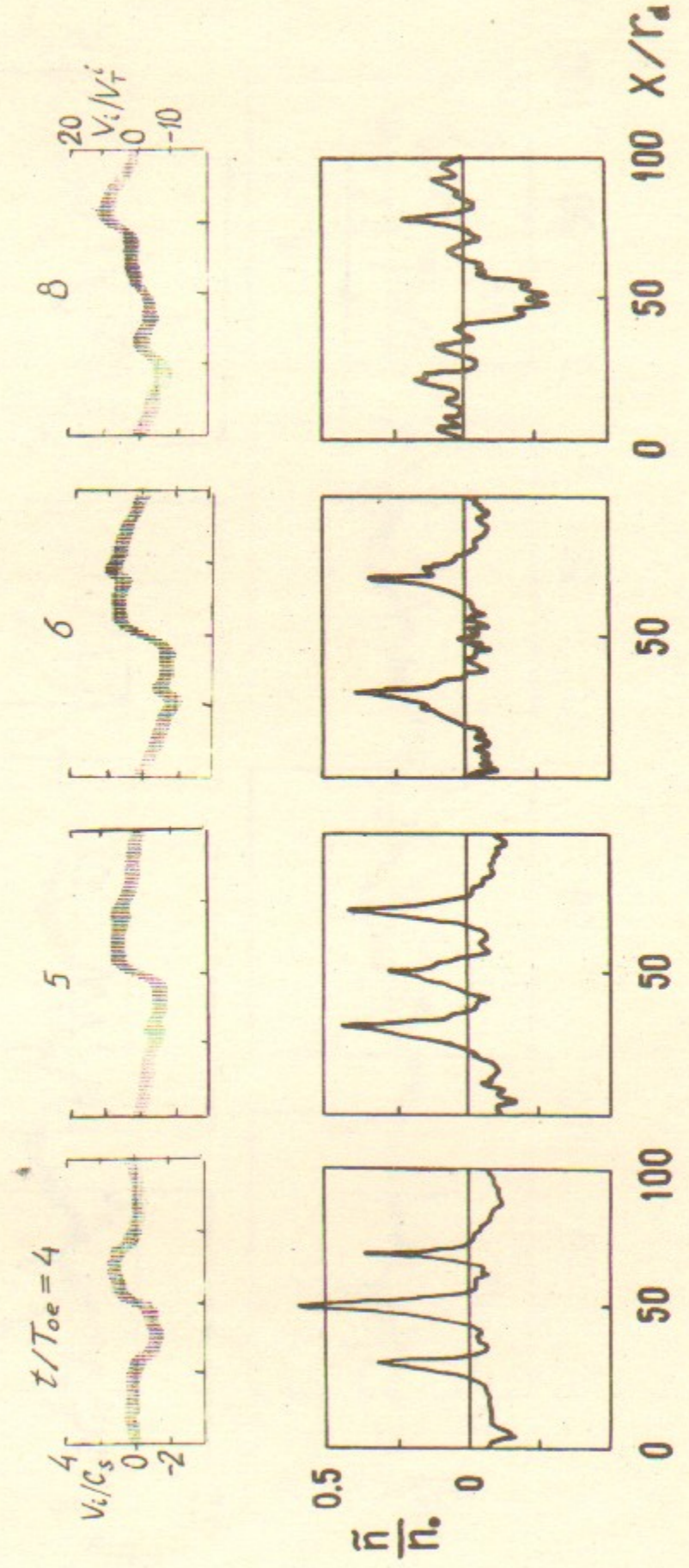


Рис.14. Случай I-7. Продолжение.

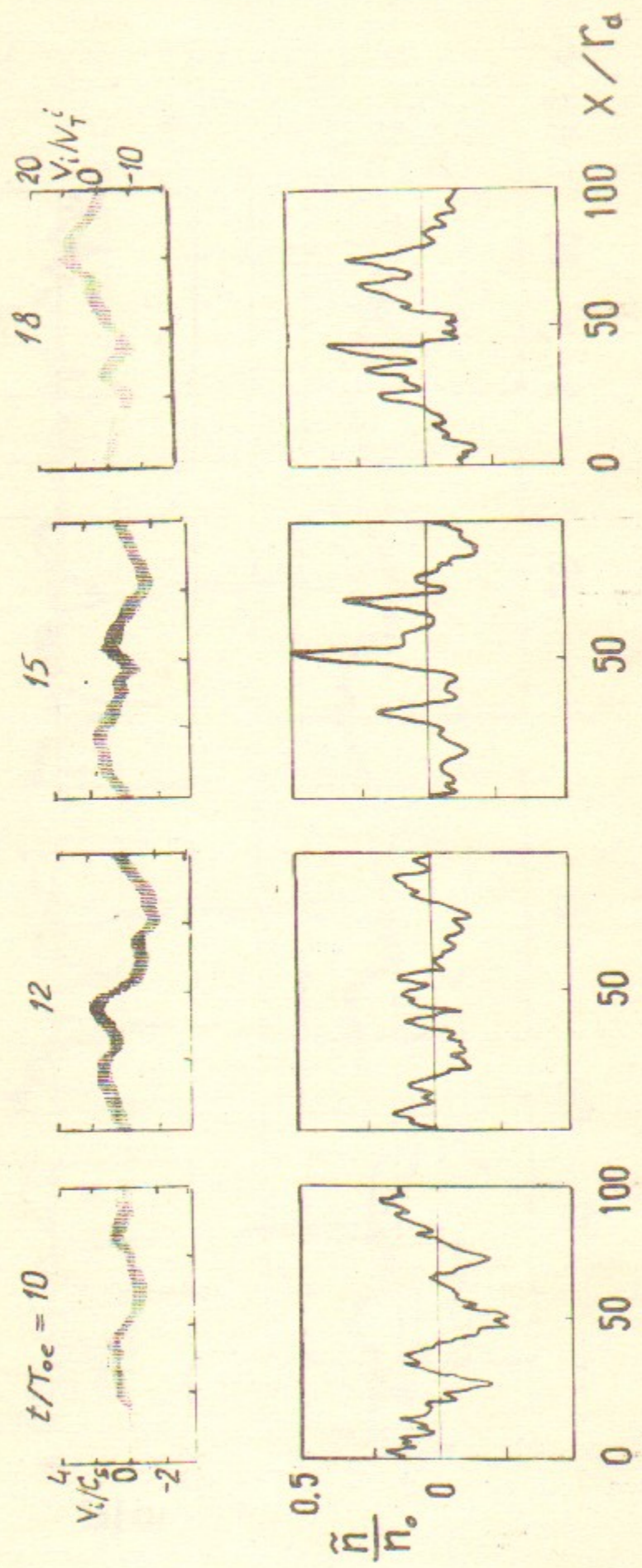


Рис.14. Случай I-7. Продолжение.

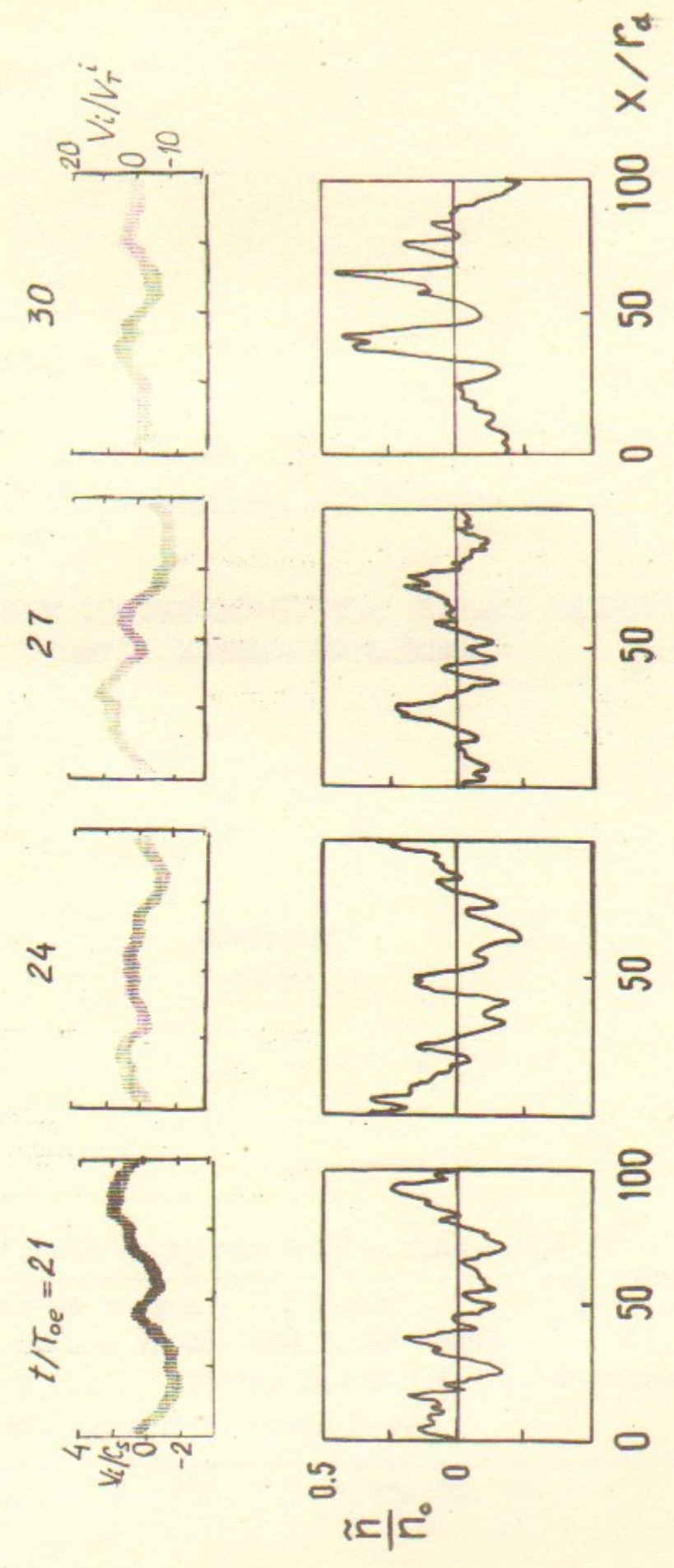


Рис.14. Случай I-7. Продолжение.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

СТОЯЧИЕ ЛЕНГМОРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
РАЗВИТИЕ ИОННОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

Препринт
№ 84-80

Работа поступила - 29 февраля 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 11.06-1984 г. МН 04342

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.3,4 печ.л., 2,7 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 80.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90