

59
62

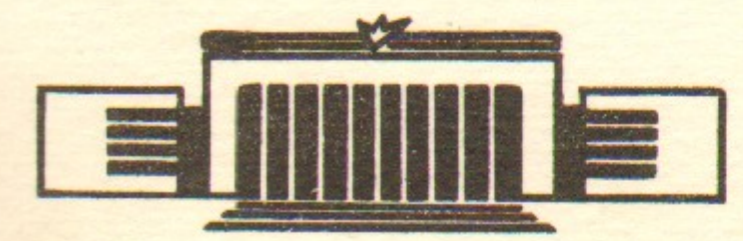


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ИОННЫЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. II

ПРЕПРИНТ 83-89



НОВОСИБИРСК

ИОННЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. II.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках), продолжающие работу /I/ по исследованию развития синусоидального возмущения скоростей ионов в диапазоне параметров $\lambda/r_d \sim 20-100$; $\tilde{v}_0/c_s \sim 5-20$.

Показано, что в этом диапазоне параметров самосогласованный потенциал меньше начальной энергии ионов $e\varphi_{\text{max}}/M\tilde{v}_0^2 < 1$, так что ионы движутся практически свободно. Это приводит к опрокидыванию начального возмущения.

При развитии опрокидывания на фронте скорости ионов формируются фронты скорости электронов и фронты плотности и потенциала. Исследование траекторий электронов показывает, что формирование фронтов связано с отражением электронов на границе области положительного потенциала.

Результаты работы проанализированы совместно с результатами предыдущей работы /I/, в которой исследовались возмущения меньшей амплитуды $\tilde{v}_0/c_s \sim 5 \cdot 10^{-2} - 10$. Найдены области начальных параметров, в которых развитие возмущения приводит к возбуждению стоячей ионно-звуковой волны, бесстолкновительной ударной волны, к развитию χ -опрокидывания или опрокидыванию.

LARGE AMPLITUDE ION WAVES. II.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk 90, USSR

A b s t r a c t

The numerical experiments (PIC-method) are made to investigate the evolution of sinusoidal ion velocity perturbation with initial parameters $\lambda/r_d \sim 20-100$; $\tilde{v}_0/c_s \sim 5-20$.

In this region of initial parameters the selfconsistent potential is less than the initial ion energy $e\varphi_{max}/M\tilde{v}_0^2 < 1$ and the ions are moving practically free. This leads to the free streaming breaking of the initial ion velocity perturbation.

The evolution of the breaking leads to the formation at the front of ion velocity of the fronts of the density, of the potential and of the electron velocity perturbations. The analysis of electron trajectories shows that the formation of these fronts is due to the reflection of the electrons at the boundary of the region of positive potential.

The results of this and previous work /1/ ($\lambda/r_d \sim 20-100$; $\tilde{v}_0/c_s \sim 5 \cdot 10^{-2}-10$) are analyzed together. The regions of initial parameters are found, where the evolution of the ion velocity perturbation leads to the development of the standing ion-sound wave, the collisionless shock wave, the x-type breaking, the free streaming breaking.

ИОННЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. II.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

В настоящей работе методом численного эксперимента (метод частиц в ячейках) исследуется развитие синусоидального возмущения скоростей ионов большой амплитуды $\tilde{v}(x) = \tilde{v}_0 \cos kx$.

Работа является продолжением работы I /1/, в которой исследовались возмущения меньшей амплитуды. При развитии этих возмущений самосогласованный потенциал превышает энергию возмущения $e\varphi_{max} \geq \frac{M\tilde{v}_0^2}{2}$. В настоящей работе исследуются возмущения при развитии которых $e\varphi_{max} < \frac{M\tilde{v}_0^2}{2}$ (\tilde{v}_0 - амплитуда возмущения).

В работе I показано, что развитие возмущения малой амплитуды приводит к возбуждению стоячей ионно-звуковой волны. С ростом возмущения стоячая волна становится нелинейной - возмущения скорости, плотности и потенциала укучаются. С ростом \tilde{v}_0 и λ укучение приобретает характер фронта, а стоячая волна приобретает характер расходящихся бесстолкновительных ударных волн. При $\tilde{v}_0/c_s \approx 1$ ($c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$ - ионно-звуковая скорость) становится существенным ускорение ионов на фронте ударной волны (захват ионов бегущими ионно-звуковыми волнами, составляющими стоячую волну). С ростом \tilde{v}_0 это явление становится все более существенным. В случаях, когда $e\varphi_{max}$ сравнимо с $\frac{M\tilde{v}_0^2}{2}$ ускорение ионов на фронте (захват ионов) играет определяющую роль и приводит к так называемому x-опрокидыванию /2,3/.

В настоящей работе исследуются случаи $e\varphi_{max} < \frac{M\tilde{v}_0^2}{2}$ когда самосогласованный потенциал практически не влияет на движение ионов. В этих случаях развитие возмущения скорости приводит к его опрокидыванию.

Исследования проводились в диапазоне параметров $\lambda/r_d \sim 20-100$; $\tilde{v}_0/c_s \sim 5-18$. Начальные параметры случаев, исследованных в работе I и в настоящей работе приведены в таблице I. Начальная энергия возмущения $\Delta W_i^0/W_e^0$ в зависимости от его амплитуды показана на Рис. I. Результаты исследования серии 2 приведены в работе /4/, называемой далее II. В настоящей работе более подробно рассмотрены случаи I-6 - I-8, 3-6 - 3-8 и про-

Таблица I

Серия I. $\lambda/r_d = 20$; $kr_d = 0,314$; $T^i/T_{oe} = 33$; $v_{\phi}^i/c_s = 0,954$.								
Случай	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6	I-7	I-8
\tilde{v}_0/c_s	0,05	0,1	0,4	1,0	3,0	5,0	8,0	12,0
Серия 2. $\lambda/r_d = 50$; $kr_d = 0,126$; $T^i/T_{oe} = 80$; $v_{\phi}^i/c_s = 0,992$.								
Случай	2-1	2-2	2-3	2-4	2-5	2-6	2-7	
\tilde{v}_0/c_s	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0	10,0	12,0	
Серия 3. $\lambda/r_d = 100$; $kr_d = 0,063$; $T^i/T_{oe} = 159$; $v_{\phi}^i/c_s = 0,998$.								
Случай	3-1	3-2	3-3	3-4	3-5	3-6	3-7	3-8
\tilde{v}_0/c_s	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0	9,0	12,0	18,0

$$v_{\phi}^i = \frac{c_s}{\sqrt{1+(kr_d)^2}} \quad - \text{ фазовая скорость ионно-звуковой волны;}$$

$$T^i = \lambda/v_{\phi}^i \quad - \text{ период ионно-звуковых колебаний.}$$

веден сравнительный анализ результатов, полученных в работах I, III и настоящей.

Результаты исследования развития возмущения в случаях I-6 - I-8, 3-6 - 3-8 показаны на Рис.2-8. На Рис.2а-д приведены кривые зависимости от времени энергии возмущения ионов ΔW_i , энергии возмущения электронов ΔW_e ($\Delta W_{i,e} = W_{i,e} - W_{i,e}^0$; $W_{i,e}^0$ - тепловая энергия ионов и электронов) и энергии электрического поля W_E . На Рис.3-8 приведены фазовые плоскости ионов и электронов, а также распределение возмущения плотности $\tilde{n}_i/n_0(x)$ (пунктир - $\tilde{n}_e/n_0(x)$), потенциала $e\varphi/T_e(x)$ электрического поля $E(x)$ (E нормировано на величину $\frac{mr_d}{eT_e}$, T_{oe} - период плазменных колебаний) для разных моментов времени.

Рассмотрим сначала начальную стадию развития возмущения. Также как в случаях, рассмотренных в работах I, III, в случаях,

рассматриваемых здесь, начальная стадия развития возмущения определяется укрупнением возмущения скорости $\tilde{v}(x)$ и ростом возмущения плотности, потенциала и электрического поля до некоторого t_{max} , где достигаются максимальные значения этих величины \tilde{n}_{max} , φ_{max} , E_{max} (строго говоря, моменты, где достигаются максимумы \tilde{n} , φ и E несколько различаются). Одновременно с этим энергия ионов падает и в момент t_m , близкий к t_{max} достигает минимума $\Delta W_{i,min}$ (изменение энергии ионов $|\Delta W_{i,min} - \Delta W_i^0|$ достигает в этот момент максимума δW_i). Энергия электронов и электрическое поле растут и достигают максимальных значений δW_e , δW_E в моменты, близкие к t_m .

Отметим, что величины ΔW_i , ΔW_e , W_E регистрируются с интервалом $\Delta t = \tau$ (τ - счетный шаг по времени), так что t_m , δW_i , δW_e , δW_E определяются с точностью до шага τ . Величины t_{max} , \tilde{n}_{max} , φ_{max} , E_{max} , за исключением отдельных случаев, определяются менее точно.

Сравнение результатов настоящей работы и работ I, III показывает, что величина t_m падает с ростом амплитуды возмущения (Рис.9а) и при заданном \tilde{v}_0/c_s составляет определенную долю периода ионно-звуковых колебаний (Рис.9б). Максимальная энергия, потерянная ионами в момент t_m , растет с амплитудой возмущения (Рис.10а), но доля энергии возмущения $\delta W_i/\Delta W_i^0$ падает (Рис.10б). Потерянная ионами энергия распределяется между электрическим полем и электронами (Рис.2), причем доля энергии в электрическом поле растет с \tilde{v}_0 , а затем выходит на плато (Рис.11).

Максимальное возмущение плотности ионов $\tilde{n}_{i,max}/n_0$ и электронов $\tilde{n}_{e,max}/n_0$ растет с \tilde{v}_0 , а затем выходит на плато (Рис.12а,б). Ширина пика $\tilde{n}_i(x) - \Delta x$ (Δx - расстояние между точками, где $\tilde{n}_i(x) = 0$) уменьшается с \tilde{v}_0 , а затем также выходит на плато (Рис.13а,б). Максимальный потенциал и максимальное поле также возрастают с \tilde{v}_0 , а затем выходят на плато (Рис.14а,б).

На Рис.15 приведены кривые зависимости величины $F = \frac{e\varphi_{max}}{M\tilde{v}_0^2/2}$ от амплитуды возмущения, показывающие величину максимального самосогласованного потенциала по отношению к энергии начально-

го возмущения ионов. Анализ кривых Рис. 10-14 показывает, что перелом этих кривых и выход на плато происходят при параметрах, при которых величина F приближается к единице и переходит в область $F < 1$.

Приведенные выше данные получены при счетных параметрах $\Delta x_0 = 1 r_d$, $\tau = 0,05 T_{oe}$. Как видно из Рис. 13а, ширина пика $\tilde{n}(x)$ при больших \tilde{v}_0 составляет несколько r_d , так что можно опасаться, что результаты содержат большие ошибки. Была проведена проверка серии I с $\Delta x = 1/5 r_d$, $\tau = 0,05 T_{oe}$ (в некоторых случаях $\tau = 0,023 T_{oe}$). Оказалось, что Δx незначительно ($\sim 20\%$) меняется при изменении Δx_0 и τ . Однако, в момент $t \sim t_{max}$ заметно меняется профиль пика $\tilde{n}_{e,t_{max}}$ и максимальное значение $\tilde{n}_{i,max}$ возрастает ($\tilde{n}_{i,max}$ и $\tilde{n}_{e,t_{max}}$ почти не меняется). Различия мало в области $F \approx 1$ и растут с \tilde{v}_0 в области $F < 1$ (максимальное различие $\tilde{n}_{i,max}$ в 3 раза наблюдается в случае I-8). Для кривых $\varphi_{max}(\tilde{v}_0)$, $E_{max}(\tilde{v}_0)$ в области $F \approx 1$ различия практически нет, а в области $F < 1$ различия хотя и есть, но кривые по-прежнему выходят на плато. Различия E_{max} значительно меньше, чем $\tilde{n}_{i,max}$, а различия φ_{max} невелики ($< 10+20\%$).

Таким образом, в области $F \approx 1$ кривые Рис. 13-14 практически не меняются, различия наблюдаются только в области $F < 1$. Общий характер кривых (выход на плато, координаты перелома) не зависит от счетных параметров.

Различия, связанные с зависимостью от счетных параметров, наблюдаются в малом интервале времени вблизи t_{max} и не оказывают влияния на развитие процесса. Действительно, в моменты $t > t_{max}$ практически совпадают кривые $W(t)$, фазовые плоскости ионов и электронов и распределения $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$, $E(x)$. Результаты проверки более подробно изложены в работе III.

Таким образом, результаты общего описания процесса и основные характерные величины (за исключением $\tilde{n}_{i,max}$) практически не зависят от счетных параметров.

В работе I изучались траектории ионов на фазовой плоскости. Было показано, что при $F \sim 1$ определяющую роль начинают играть частицы, которые могут преодолеть потенциальный барьер в $t \leq t_m$.

Такие частицы попадают в ускоряющее поле на стадии его роста, что приводит к их ускорению до $v > v_0$. При этом на фазовой плоскости ионов наблюдается х-опрокидывание начального возмущения.

При увеличении \tilde{v}_0 в области $F < 1$ подавляющая часть частиц преодолевает потенциальный барьер с большой скоростью. Движение частиц приближается к свободному, хотя некоторая часть частиц заметно ускоряется. Это хорошо видно по траекториям ионов в случае I-6 (Рис. 16а). При дальнейшем увеличении \tilde{v}_0 ($F < 1$) самосогласованный потенциал практически не влияет на движение частиц, так что они движутся свободно (например, случай I-8 Рис. 16б).

Таким образом, выход на плато в области $F < 1$ кривых $\tilde{n}_{i,max}(\tilde{v}_0)$ связан с достижением баллистического максимума плотности. Как следствие этого выходят на плато также кривые $\varphi_{max}(\tilde{v}_0)$, $E_{max}(\tilde{v}_0)$ и зависящие от них величины.

Во всех случаях в области $F \approx 1$ и $F < 1$ развитие возмущения на начальной стадии, включая $t \sim t_{max}$ и t_m приводит к формированию солитоноподобной структуры (при заданной фазе начального возмущения она формируется на $x \sim \lambda/4$). Действительно, как видно из Рис. 3-8 в $t \sim t_{max}$ распределение плотности и потенциала имеет вид колоколообразного пика шириной порядка нескольких r_d . Малый размер пика приводит к тому, что не происходит полной компенсации заряда ионов электронами. Действительно, из Рис. 3-8 видно, что в $t \sim t_{max}$ максимальная плотность ионов больше максимальной плотности электронов. Таким образом, возмущение плотности не является квазинейтральным.

В работе I было показано, что квазинейтральность возмущения ($\tilde{n}_e(x) \approx \tilde{n}_i(x)$) наблюдается при достаточно малых амплитудах возмущения \tilde{v}_0 , когда размер возмущения плотности достаточно велик $\Delta x \approx 7-10 r_d$. Анализ результатов работ I, III и настоящей показывает, что отношение $\tilde{n}_{i,max}/\tilde{n}_{e,t_{max}}$ в области $F \approx 1$ возрастает с \tilde{v}_0 , а в области $F < 1$ меняется незначительно (Рис. 17). Это различие \tilde{n}_i и \tilde{n}_e обуславливает рост энергии в электрическом поле ($\delta W_E/\delta N_i$), что подтверждается соответствием вида кривых $\tilde{n}_{i,max}/\tilde{n}_{e,t_{max}}(\tilde{v}_0)$ и $\delta W_E/\delta N_i(\tilde{v}_0)$ (Рис. 17 и II).

На начальной стадии и в $t \sim t_{max}$ распределение электронов не является Больцмановским, за исключением рассмотренных в работе I случаев I-1 и I-2. Действительно, отношение $\frac{\exp(e\varphi_{max}/T_e) - 1}{n_{e,max}/n_0}$ в области $F \approx I$ растет и достигает по величине многих порядков. В области $F < I$ оно остается примерно постоянным и большим по величине (Рис. I8). Это показывает, что потенциал φ_{max} во много раз превышает потенциал, который должен установиться при Больцмановском распределении. В работе I было показано, что отклонение от Больцмановского распределения обусловлено захватом электронов ионной волной. Ниже мы покажем, что в рассматриваемой области $F < I$ движение электронов становится еще более сложным.

Рассмотрим развитие возмущения скорости ионов в области $F < I$ в случаях I-6 - I-8, 3-6 - 3-8 (Рис. 3-8). Вид фазовых плоскостей ионов показывает, что на начальной стадии наблюдается укрупнение $\tilde{v}(x)$, достигающее максимума в $t \sim t_m$. В $t > t_m$ наблюдается опрокидывание возмущения. В случаях 3-6, 3-7 одновременно с опрокидыванием наблюдается ускорение заметного числа ионов. Таким образом, эти случаи сохраняют некоторые черты x -опрокидывания (см. I, случаи I-5, 3-5) и имеют переходный характер. При увеличении \tilde{v}_0 наблюдается чистое баллистическое опрокидывание (случаи I-7, I-8, 3-8). Развитие опрокидывания приводит к многопоточковому движению, что особенно хорошо видно в случае I-8, прослеженном в течение довольно большого интервала времени (Рис. 5, $t/T_{oe} = 7$).

Рассмотрим развитие опрокидывания в $t > t_m$ по кривым распределения возмущения плотности, потенциала и поля (Рис. 3-5, 7б, 8б). Видно, что при развитии возмущения во всех случаях на $\tilde{n}(x)$ и $\varphi(x)$ формируются фронты и возникают скачки потенциала, разделяющие область положительного и отрицательного потенциала. Особенно четко это наблюдается в случае длинноволновых возмущений 3-7, 3-8 (Рис. 7б, 8б). Из этих рисунков видно, что поле оказывается сосредоточенным на фронте и движется вместе с ним. Таким образом, фронт потенциала можно отождествить с движущимся двойным слоем.

Положение фронтов $\tilde{n}(x)$ и $\varphi(x)$ совпадает с фронтами возмущения скорости ионов, что видно по фазовым плоскостям ио-

нов. Скорость фронта оказывается близкой к начальному возмущению скорости ионов \tilde{v}_0 , а в случаях I-6 - I-8 практически совпадает с ней, что видно из Рис. I9.

Анализ фазовых плоскостей электронов (Рис. 3-8) показывает, что одновременно с формированием фронтов $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$ формируются фронты возмущения скорости электронов, положение которых совпадает с положением фронтов $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$ и $\tilde{v}(x)$ ионов. Это особенно хорошо видно в случаях 3-7 (Рис. 7а, $t/T_{oe} \approx 3,5$) и 3-8 (Рис. 8а, $t/T_{oe} \approx 3$).

Наблюдаемая картина развития $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$, $E(x)$ напоминает картину в случаях формирования бесстолкновительных ударных волн I-3, I-4, 3-1, рассматривавшихся в работе I. В этих случаях также наблюдалось формирование фронтов $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$ и концентрация поля на фронте. Однако возмущение скорости ионов имело совершенно другой вид - на фазовой плоскости наблюдались резкие фронты - перепады скорости ионов, причем скорость фронта была близка к ионно-звуковой и почти не зависела от \tilde{v}_0 .

В работе I было показано, что формирование фронтов в этих случаях обусловлено отражением ионов от области положительного потенциала. В случаях, рассматриваемых здесь, ионы движутся практически свободно. Ниже мы покажем, что в формировании фронтов в этих случаях существенную роль играет отражение электронов.

Вернемся к Рис. 3-8. В тех случаях, когда развитие возмущения прослежено до встречи фронтов скорости ионов (Рис. 3, $t/T_{oe} \sim 4,5$; Рис. 4, $t/T_{oe} \sim 3$; Рис. 5, $t/T_{oe} \sim 2$) видно, что в момент встречи возникает солитоноподобная структура меньшей амплитуды на $x \sim 3/4 \lambda$. При дальнейшем развитии многопоточкового движения все структуры размываются (Рис. 5, $t/T_{oe} \sim 7$).

Обратимся к фазовым плоскостям электронов Рис. 3-8. В работе I было показано, что на начальной стадии развития возмущения $t \leq t_{max}$, t_m происходит захват электронов и при достаточно больших \tilde{v}_0 ($\tilde{v}_0/c_s \approx I$) на фазовой плоскости электронов формируется структура типа электронного вихря. Такие же структуры наблюдаются на фазовых плоскостях электронов в $t \sim t_{max}$ и в рассматриваемых случаях. Однако картина

развития возмущения скоростей (фазовой плоскости) электронов на начальной стадии $t \leq t_{max}$, t_m является более сложной. Действительно, возмущение скоростей электронов быстро (за время $\lesssim T_{oe}$) возрастает до величины сравнимой или превышающей V_T^e . Развитие этого возмущения на начальной стадии напоминает развитие возмущения скоростей ионов, рассмотренных в работе I. При сравнительно небольших амплитудах (например, случай I-6, случай 3-7) начальная стадия соответствует нелинейной стоячей ленгмювской волне с выделенными фронтами $\tilde{V}(x)$ (Рис.3, $t/T_{oe} \sim 0,8$; Рис.7а, $t/T_{oe} \sim 1,4$). На этих фронтах происходит ускорение (захват) электронов, так что на фазовой плоскости образуются хвосты ускоренных электронов (Рис.7, $t/T_{oe} \sim 1,7$).

При больших амплитудах (например, случай I-8, 3-8) возмущение $\tilde{V}(x)$ быстро укрупняется (Рис.5, $t/T_{oe} \sim 0,5$; Рис.8а, $t/T_{oe} \sim 1,2$), после чего начинается ускорение (захват) электронов и формирование хвостов на фазовой плоскости (Рис.5, $t/T_{oe} \sim 1$; Рис.8а, $t/T_{oe} \sim 1,6$). Наблюдаемая картина соответствует х-опрокидыванию, наблюдавшемуся при развитии возмущения скоростей ионов в случаях I-5, 3-5 (работа I).

Описанная картина развития возмущения электронов разворачивается на стадии укрупнения возмущения ионов в $t < t_m$. Одновременно с этим нарастает возмущение плотности и потенциал, электроны захватываются в область положительного потенциала, что приводит к формированию в $t \sim t_m$ структуры типа электронного вихря на фазовой плоскости. Этот процесс побеждает в соревновании со свободным развитием возмущения электронов.

Дальнейшее развитие фазовой плоскости электронов определяется опрокидыванием ионного возмущения и образованием фронтов $\tilde{n}(x)$ и $\varphi(x)$, движущихся со скоростью $V_f \lesssim \tilde{V}_0$. На фазовой плоскости электронов, как уже отмечалось, также формируются фронты, положение и скорость которых совпадают с положением и скоростью фронтов $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$ и $\tilde{V}(x)$ ионов (Рис.7а, $t/T_{oe} \approx 3,5$; Рис.8а, $t/T_{oe} \approx 3$; Рис.5, $t/T_{oe} \sim 1$). Хвосты, ускоренных на начальной стадии электронов, на этой стадии не играют существенной роли.

При встрече фронтов, как уже говорилось, в месте встречи вновь формируется солитоноподобная структура $\tilde{n}(x)$, $\varphi(x)$.

На фазовой плоскости электронов в области положительного потенциала вновь формируется структура типа электронного вихря (Рис.4, $t/T_{oe} \sim 3$; Рис.5, $t/T_{oe} \sim 2$).

При дальнейшем развитии многопоточкового движения возмущение скоростей электронов сглаживается (Рис.5, $t/T_{oe} \sim 7$). Пробные частицы, имевшие одинаковую начальную скорость $V_0 \sim 0,1 V_T^e$ практически равномерно размещаются по фазовой плоскости в интервале $\pm 3 V_T^e$. Кроме того, наблюдаются более быстрые частицы со скоростями до $4-5 V_T^e$. Это свидетельствует о нагреве плазмы и образовании хвоста быстрых электронов.

Из кривых $\Delta W_e(t)$ (Рис.2) видно, что развитие процесса приводит к необратимому поглощению энергии электронами. Поглощенная энергия ΔW_e^e растет с \tilde{V}_0 и достигает в случае I-8 $\sim 35\%$ энергии δW_i , потерянной ионами в $t \sim t_m$ (Рис.20). Однако по сравнению с начальной энергией возмущения ионов ΔW_e^e невелика: $\Delta W_e^e / \delta W_i$ не превышает $\sim 1-2\%$.

Рассмотрим траектории электронов на фазовой плоскости. В работе I было показано, что во всем исследованном диапазоне параметров при развитии возмущения плотности и потенциала часть электронов оказывается захваченной в область положительного потенциала. При малых \tilde{V}_0 в случаях I-I - I-3 область захвата $2\sqrt{\frac{e\varphi_x}{m}}$ ($\varphi_x = \frac{1}{2}\varphi_{max}$ - амплитуда потенциала бегущих волн, составляющих стоячую) меньше или сравнима с тепловой скоростью электронов. С ростом \tilde{V}_0 и φ_{max} она возрастает, достигая нескольких V_T^e , и в области $F < 1$ выходит на плато (Рис.21).

Период захваченных электронов $T_B = \frac{2\pi}{k\sqrt{e\varphi_{max}/m}}$ уменьшается с ростом \tilde{V}_0 и φ_{max} в области $F \approx 1$ и остается постоянным в области $F < 1$ (Рис.22а). При не очень больших \tilde{V}_0 $T_B < t_m$ (Рис.22б), так что захваченные электроны успевают совершить несколько оборотов на фазовой плоскости за время $\sim t_m$. При больших \tilde{V}_0 $T_B > t_m$, т.е. потенциал начинает уменьшаться прежде чем захваченные электроны совершат полный оборот. Отметим, что область захвата определяется потенциалом бегущей волны $\varphi_x = \frac{1}{2}\varphi_{max}$, а период T_B - потенциалом φ_{max} стоячей волны. Это подтверждается сравнением величины $2\sqrt{\frac{e\varphi_x}{m}}$ с максимальной скоростью захваченных электронов (по пробным частицам на фазовой плоскости и по V_{max} траекторий) и сравнением

T_B с периодом оборота на фазовой плоскости (по траектории электрона).

В работе I приведены траектории электронов, захваченных на начальной стадии развития возмущения $t \leq t_m$ для случаев I-3, I-4, I-5. Рассмотрим характерные траектории захваченных электронов в случае I-4 в большем интервале времени $t > t_m$ (Рис.23). В работе I было показано, что в случае I-4 развивается сильно-нелинейная стоячая ионно-звуковая волна, имеющая характер расходящихся ударных волн с четко выраженными фронтами $\tilde{v}(x)$, $\tilde{n}(x)$ и $\varphi(x)$. Из Рис.23 видно, что частица I, захваченная в окрестности $x \sim \lambda/4$ в $t \leq t_m$, в $t > t_m$ ($t/T_{oe} > 7$) выходит из захвата, дрейфует влево и переходит в область соседней длины волны ($x < 0$). Здесь она снова захватывается в окрестности $x \sim 3/4\lambda$, когда в этой области при встрече фронтов ударной волны формируется солитоподобная структура и возникает область положительного потенциала.

Другой тип траектории представлен частицей 2. В $t \leq t_m$ она также захвачена на $x \sim \lambda/4$, а в $t > t_m$ ($t/T_{oe} \sim 5-12$) оказывается захваченной между фронтами ударных волн в области положительного потенциала. Траектория частицы 2 вытягивается по x . В интервале времени $t/T_{oe} \sim 5,5-6,5$ частица 2 отражается от правого фронта на $x/r_d \sim 9$, в $t/T_{oe} \sim 7-8$ от левого фронта на $x/r_d \sim 1$, в $t/T_{oe} \sim 9,5-10,5$ - вновь от правого фронта на $x/r_d \sim 12$. Далее эта частица выходит из захвата с $v < 0$ и становится пролетной. Анализ фазовых плоскостей электронов (работа I, Рис. II, $t/T_{oe} \sim 6; 10$) показывает, что во время отражения частицы с подобными траекториями находятся на тех же координатах, что и фронты скорости ионов, $\tilde{v}(x)$ и $\varphi(x)$. Таким образом отраженные электроны принимают участие в формировании фронта ударной волны. По пробным частицам на фазовых плоскостях электронов в этом случае видно образование фронтов скорости электронов, сформированных отраженными электронами.

Третий тип траекторий представляют частицы с большими начальными скоростями $v_0 > 2\sqrt{eU_s}$. Такие частицы с самого начала являются пролетными и их траектории имеют регулярный характер. Такие траектории показаны на Рис.24 (частицы I и 3 с $v_0 \sim 2V_T^e$) для случая I-5. Эти частицы пролетают расстояние в несколько длин волны, пересекая области максимального ($x \sim 1/4\lambda$) и мини-

мального ($x \sim 3/4\lambda$) потенциала, причем время пролета длины волны $\approx t_m$. В случае I-5 большая часть частиц с $v_0 \sim 2V_T^e$ является пролетными. Отражаются только частицы, подобные частице 2, которые в $t \sim t_m$ попадают в область большого тормозящего поля (Рис.24). Частицы с малыми начальными скоростями в этом случае захвачены (работа I, Рис.20б).

Обратимся к случаям, рассматриваемым в настоящей работе. На Рис.25 показаны типичные траектории электронов в случае I-6. Здесь также наблюдаются траектории захваченных (частица I) и пролетных (частица 3) электронов, а также траектории электронов, отраженных в $t > t_m$ (частица 2 - отражение в $t/T_{oe} \sim 2-3$). После отражения эта частица выходит из захвата, не успевая совершить полный оборот, и становится пролетной. Анализ фазовых плоскостей электронов (Рис.3) в $t/T_{oe} \sim 2-3$ показывает, что на фазовой плоскости электронов формируется хорошо выраженный фронт скоростей. В формировании этого фронта участвуют отраженные электроны, в том числе частица 2.

В случае I-8 вообще не наблюдается периодических траекторий. Даже частицы с малыми начальными скоростями имеют траектории, подобные частице 2 случая I-6. Такая траектория показана на Рис.26а - частица I. Подобные траектории имеют также частицы с большими начальными скоростями (Рис.26б, частицы 3 и 4). Подобно случаю I-5 такие частицы, отражаясь в разные моменты времени $t > t_m$, участвуют в формировании фронтов возмущенной скорости электронов (Рис.5.) Те частицы, которые отражаются в $t \leq t_m$ участвуют в формировании структуры типа электронного вихря, образующейся на фазовой плоскости в $t \leq t_m$ (Рис.5). Траектории пролетных электронов в этом случае (Рис.26а, частица 2, Рис.26б, частицы 5,6) имеют нерегулярный характер, поскольку за время пролета частицей длины волны электрическое поле успевает заметно измениться. По траектории частицы 2 видно, что ее средняя скорость увеличивается по сравнению с $v_0 \sim 2V_T^e$ до $v \sim 3V_T^e$. Характер траектории указывает на то, что эта частица захвачена волной с $v_0 \sim 3V_T^e$. Действительно, анализ фазовых плоскостей Рис.5 показывает, что эта частица участвует в формировании хвостов ускоренных электронов на фазовой плоскости.

В случае 3-7 длинноволнового возмущения траектория частицы 4, участвующей в формировании хвостов ускоренных электронов, имеет еще более нерегулярный характер (Рис.27б), эту траекторию едва ли можно трактовать как траекторию захваченной ленгмювской волной частицы. Однако из Рис.27б четко видно, что средняя скорость этой частицы увеличивается.

В этом случае наблюдаются и захваченные (Рис.27а, частица 1) и отраженные частицы (Рис.27а, частица 2; Рис.27б, частица 3), но траектории их имеют более сложный и нерегулярный характер по сравнению со случаями, рассмотренными ранее. Как и в предыдущих случаях отраженные частицы во время отражения участвуют в формировании фронтов скорости на фазовой плоскости электронов, которые в этом случае (и в случае 3-8) выражены очень четко (Рис.7а, 8а). Следует отметить, что в случаях 1-8, 3-7, 3-8 подавляющая часть электронов, в том числе имеющие большие начальные скорости, являются отраженными и участвуют в формировании фронтов. Число пролетных электронов, участвующих в формировании электронных хвостов невелико.

Относительно фронтов. В работе I было показано, что фронт ударной волны (фронт скорости ионов на фазовой плоскости) формируется за счет ионов, отраженных от области положительного потенциала (снаружи). Здесь показано, что в формировании фронта принимают участие электроны, захваченные в область положительного потенциала и отраженные на ее границе (изнутри).

При опрокидывании ионного возмущения фронт скорости ионов определяется их практически свободным движением. Отражение электронов на границе области положительного потенциала определяет формирование хорошо выраженных фронтов скорости на фазовой плоскости электронов (Рис.7а, 8а).

Следует обратить внимание на траектории частиц, показанные на Рис.24, 25, 27б и особенно на Рис.26б. Частицы, показанные на этих рисунках имеют близкие начальные координаты на фазовой плоскости - их начальные скорости одинаковы, а x различается на $1-2 r_d$, а в случае, представленном на Рис.26б - на $0,2 r_d$. Из Рисунков видно, что с течением времени траектории электронов на фазовой плоскости сильно расходятся. Это показывает, что движение этих частиц имеет стохастический характер.

Необратимое поглощение энергии электронами (Рис.20) можно объяснить стохастизацией движения части электронов. Из проведенного анализа траекторий видно, что механизм, приводящий к стохастизации (расхождению траекторий) связан с захватом частиц ионной или ленгмювской волной переменной амплитуды (с ускорением или отражением частиц на фронте).

В работе I и здесь мы рассмотрели развитие начального возмущения скоростей ионов в широком диапазоне параметров. Показано, что при малых амплитудах развитие возмущения приводит к возбуждению стоячей ионно-звуковой волны. При увеличении амплитуды возмущения стоячая волна становится нелинейной и приобретает характер бесстолкновительной ударной волны. При дальнейшем увеличении амплитуды возмущения становится существенным ускорение (захват) ионов на фронте ударной волны. В случаях x -опрокидывания ускорение ионов играет определяющую роль и препятствует образованию ударной волны. При дальнейшем увеличении амплитуды возмущения наряду с ускорением ионов становится существенным баллистическое опрокидывание возмущения. При больших амплитудах это опрокидывание играет определяющую роль.

На Рис.28 показаны начальные параметры возмущения, при которых наблюдается то или иное явление (разные явления обозначены разными знаками) и приведена кривая $F = \frac{e\varphi_{max}}{M\tilde{v}_0^2/2} = I$. Из Рис.28 видно, что эта кривая разделяет области x -опрокидывания и баллистического опрокидывания. Имеющихся данных недостаточно, чтобы найти границу стоячая - ударная волна. Из Рис.28 видно, что эта граница заведомо лежит в области $\tilde{v}_0/c_s < I$. (при $\lambda/r_d = 20$ граница лежит между $\tilde{v}_0/c_s \sim 0,1$ и $\sim 0,4$). Отметим, что четких границ между разными явлениями нет. Во всем диапазоне параметров одно явление плавно переходит в другое.

Развитие начального возмущения скоростей ионов рассматривалось ранее в работах /2,3/. В этих работах на основе простых аналитических моделей находился самосогласованный потенциал и строилась кривая $F = \frac{e\varphi_{max}}{M\tilde{v}_0^2/2} = I$ отделяющая об-

ласть баллистического опрокидывания. На Рис.29 показаны кривые $F = I$ - наша (1), кривые 2-5, полученные в работе /2/ и кривая 6, полученная в работе /3/.

Кривая 6 /3/ получена в предположении, что возмущение плотности, возникающее при развитии начального возмущения, квазинейтрально, а распределение электронов является Больцмановским. Как мы видели, оба эти предположения нарушаются при достаточно малых амплитудах и заведомо несправедливы вблизи границы баллистического опрокидывания. Поэтому отличие кривой 6 от нашей 1 неудивительно.

В работе /2/ учитывалась возможность отличия распределения электронов от Больцмановского и рассматривались различные уравнения состояния электронов. Приведенные на Рис.29 кривые $F = I$ получены при использовании разных уравнений состояния. Кривая 5 соответствует уравнению состояния с $\gamma = 1$ (Больцмановское распределение), кривая 4 - $\gamma = 2$, кривая 2 - $\gamma = 3$, кривая 3 соответствует уравнению состояния захваченных электронов, полученному в работах /5,6/. В работе /2/ делалась также приближенная оценка нарушения квазинейтральности, но не учитывалось тепловое движение ионов. Учитывая упрощенную модель работы /2/, можно считать согласие кривой 3, соответствующей уравнению состояния захваченных электронов, и нашей кривой 1 удовлетворительным. Напомним, что в нашем численном эксперименте использовался метод частиц в ячейках, представляющий по существу метод полного решения кинетического уравнения. Этот метод позволяет решить самосогласованную задачу с учетом всех кинетических явлений, связанных с электронами и ионами.

Следует отметить, что в работе /3/ описаны эксперименты, результаты которых согласуются с кривой 6 Рис.29. Однако в этих экспериментах исследовалось не возмущение ионов плазмы, а возмущение ионов пучка с некоторой начальной скоростью. Эта задача отличается от нашей, поскольку условия формирования самосогласованного потенциала в плазме с пучком отличаются от случая, когда возмущены скорости всех ионов плазмы.

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.
2. D.W.Forslund, J.M.Kindel, K.Lee, B.B.Godfrey. Collapse of very Large Amplitude Ion Waves. Phys. Fluids 22, 462, 1979.
3. H.Ikezi, P.Folkes. Breaking of Modulated Ion Beam in Phase Space. Phys. Fluids 23, 314, 1980.
4. В.А.Осинов. Ионные волны большой амплитуды в плазме. Дипломная работа, ИЯФ СО АН СССР, 1983.
5. R.L.Morse. Adiabatic Time Development of Plasma Sheaths. Phys. Fluids 8, 308, 1965.
6. D.W.Forslund, C.R.Shonk. Formation and Structure of Electrostatic Collisionless Shocks. Phys. Rev. Lett. 25, 1699, 1970.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Зависимость начальной энергии возмущения ионов ΔW_i^0 от амплитуды возмущения \tilde{v}_0/c_s . Серии I-3.
- Рис.2. Зависимость от времени энергии возмущения ионов ΔW_i , электронов ΔW_e и энергии потч W_e .
- | | | | | | |
|--------|-----|-----|-----|-----|------|
| Рис. | а | б | в | г | д |
| Случай | I-6 | I-7 | I-8 | 3-7 | 3-8. |
- Рис.3-5. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов, распределение плотности (пунктир - $\tilde{n}_e(x)$), потенциала и поля в разные моменты времени. E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 . Звездочкой отмечено $t = t_{max}$.
- | | | | |
|--------|-----|-----|------|
| Рис. | 3 | 4 | 5 |
| Случай | I-6 | I-7 | I-8. |
- Рис.6. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов в разные моменты времени. Случай 3-6.
- Рис.7а,б; 8а,б. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов (а), распределение плотности (пунктир - $\tilde{n}_e(x)$), потенциала и поля (б) в разные моменты времени. E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 . Звездочкой отмечено $t = t_{max}$.
- | | | |
|--------|------|------|
| Рис. | 7а,б | 8а,б |
| Случай | 3-7 | 3-8. |
- Рис.9а,б. Зависимость от амплитуды возмущения моменты времени t_m , когда энергия ионов минимальна. Серии I-3.
- а. t_m/T_{oe} ; б. t_m/T_i ; $T_i = \frac{\lambda}{V_{\phi}^i}$ - период ионно-звуковых колебаний.
- Рис.10а,б. Зависимость от амплитуды возмущения максимальной энергии, потерянной ионами, δW_i в $t = t_m$. $\delta W_i = |\Delta W_{imin} - \Delta W_i^0|$. Серии I-3.
- а. $\delta W_i/W_e^0$; б. $\delta W_i/\Delta W_i^0$.

- Рис.11. Зависимость от амплитуды возмущения отношения максимальной энергии поля δW_E к максимальной энергии, потерянной ионами δW_i . Серии I-3.
- Рис.12а,б. Зависимость от амплитуды возмущения максимального возмущения плотности ионов $\tilde{n}_{i,max}/n_0$ (а) и электронов $\tilde{n}_{e,max}/n_0$ (б). Серии I-3.
- Рис.13а,б. Зависимость от амплитуды возмущения минимального размера Δx возмущения плотности ионов (Δx - расстояние между точками, где $\tilde{n}_i(x) = 0$). Серии I-3.
- Рис.14а,б. Зависимость от амплитуды возмущения максимального потенциала $e\psi_{max}/T_e$ (а) и максимального поля E_{max} (б). Серии I-3.
- E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 .
- Рис.15. Зависимость от амплитуды возмущения отношения максимального потенциала к кинетической энергии возмущения ионов $F = \frac{e\psi_{max}}{M\tilde{v}_0^2/2}$ Серии I-3.
- Рис.16а,б. Траектории ионов на фазовой плоскости. Точки - моменты времени с интервалом Δt . Звездочкой отмечено $t = t_m$.
- а. Случай I-6. $\Delta t = 1T_{oe}$.
- б. Случай I-8. $\Delta t = 1T_{oe}$.
- Рис.17. Проверка квазинейтральности возмущения плотности. Зависимость от амплитуды возмущения отношения максимального возмущения плотности ионов к максимальному возмущению плотности электронов $\tilde{n}_{i,max}/\tilde{n}_{e,max}$ Серии I-3.
- Рис.18. Проверка Больцмановского распределения электронов. Зависимость от амплитуды возмущения отношения $A = \frac{[\exp(\frac{e\psi_{max}}{T_e}) - 1]}{(\tilde{n}_{e,max}/n_0)}$ (при Больцмановском распределении $A = 1$). Серии I-3.
- Рис.19. Зависимость от амплитуды возмущения скорости фронта V_f . Серии I-3.

Рис.20. Зависимость от амплитуды возмущения отношения энергии, поглощенной электронами ΔW_e^e к максимальной энергии, потерянной ионами δW_i .
Серии I-3.

Рис.21. Зависимость от амплитуды возмущения области захвата электронов $2 \sqrt{e\phi_x} / V_T^e$ ($\phi_x = I/2\phi_{max}$).
Серии I-3.

Рис.22а,б. Зависимость от амплитуды возмущения периода захваченных электронов T_B .
а. T_B / T_{oe} ; б. T_B / t_m .

Рис.23-27. Траектории электронов на фазовой плоскости. Точки - моменты времени с интервалом Δt . Звездочкой отмечено $t = t_m$.

Рис.23. Случай I-4. $\Delta t = I T_{oe}$; начало траектории частицы 1 $t = 5 T_{oe}$, частицы 2 $t = 4 T_{oe}$.

Рис.24. Случай I-5. $\Delta t = 0,5 T_{oe}$.

Рис.25. Случай I-6. $\Delta t = 0,5 T_{oe}$.

Рис.26а,б. Случай I-8.
а. $\Delta t = 0,5 T_{oe}$; б. $\Delta t = 0,5 T_{oe}$.

Рис.27а,б. Случай 3-7.
а. $\Delta t = 0,5 T_{oe}$; б. $\Delta t = 0,5 T_{oe}$.

Рис.28. Начальные параметры возмущения скорости ионов (длина волны λ/r_d , амплитуда скорости \tilde{v}_0/c_s) и тип явления, к которому приводит развитие возмущения.

- + стоячая ионно-звуковая волна,
- ударная волна,
- ⊠ ударная волна и ускорение ионов,
- × опрокидывание,
- ⊗ опрокидывание и ускорение ионов,
- опрокидывание.

Кривая - начальные параметры возмущения, при которых $F = \frac{e\phi_{max}}{M\tilde{v}_0^2/2} = I$.

Рис.29. Кривые - начальные параметры возмущения, при которых $F = \frac{e\phi_{max}}{M\tilde{v}_0^2/2} = I$ - полученные в разных работах:

- I - кривая, полученная нами,
- 2-5 - работа /2/,
- 6 - работа /3/.

Кривые 2-5 получены в предположении о разных уравнениях состояния электронов:

- 2 - уравнение состояния с $\gamma = I$ (Больцмановское распределение),
- 4 - $\gamma = 2$,
- 5 - $\gamma = 3$,
- 3 - уравнение состояния захваченных электронов /2,4,5/.

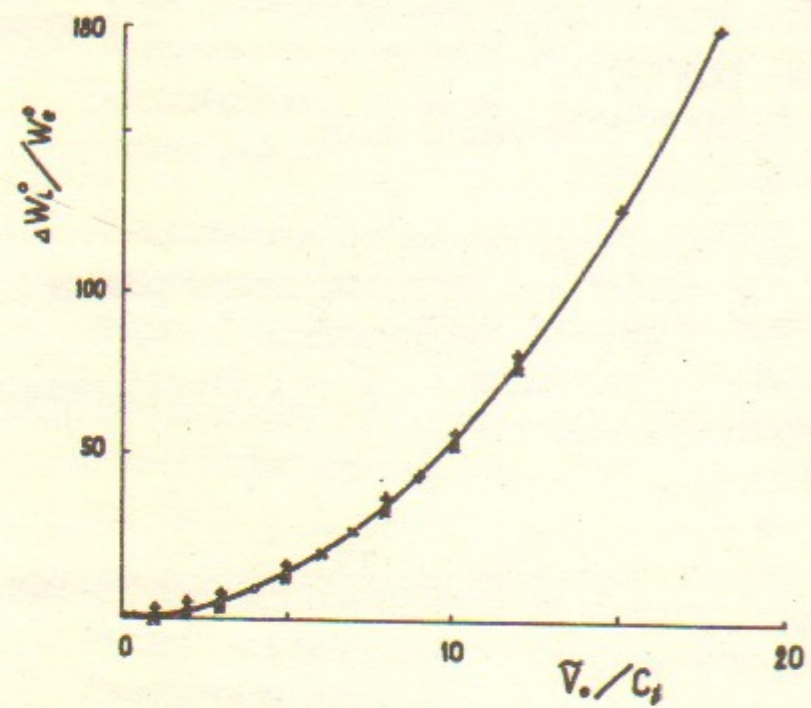


Рис. I

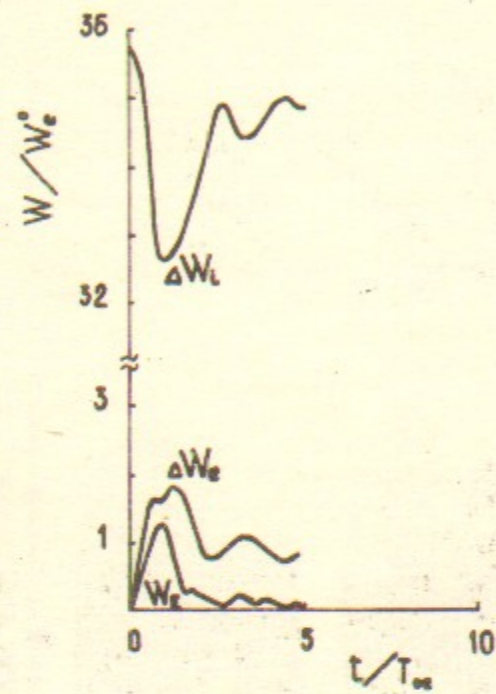


Рис. 2б

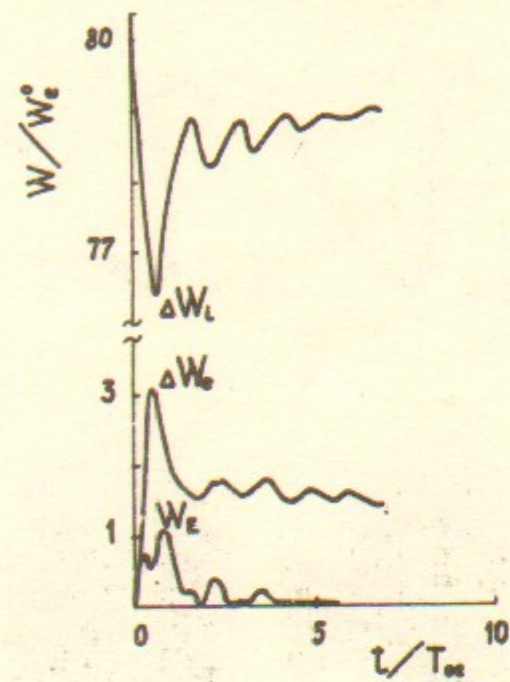


Рис. 2в

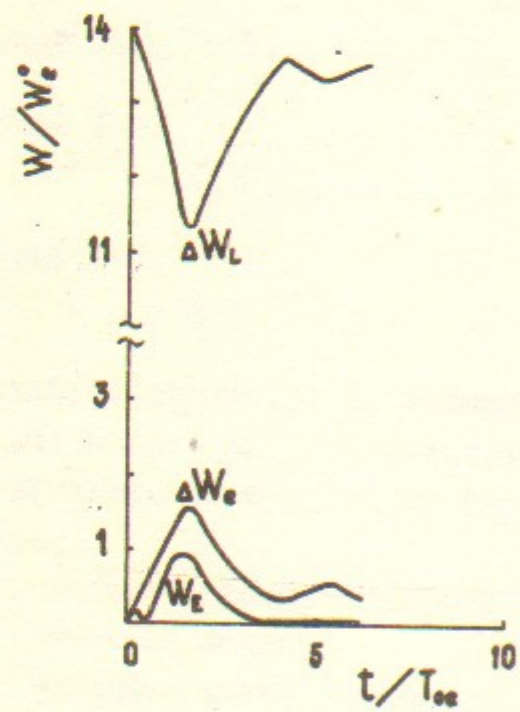


Рис. 2а

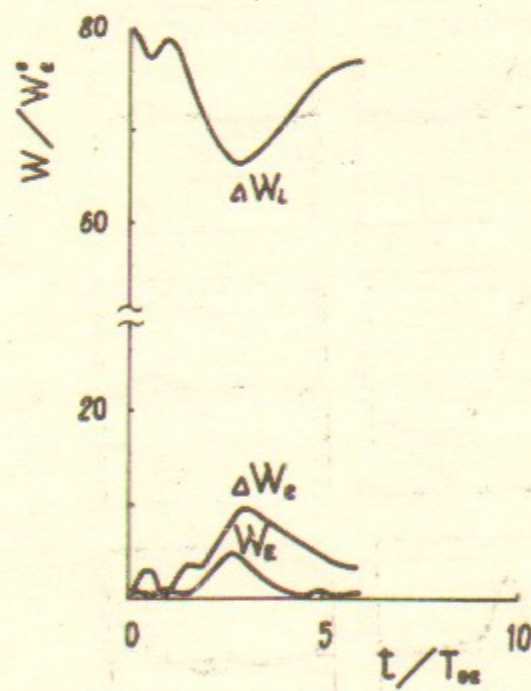


Рис. 2г

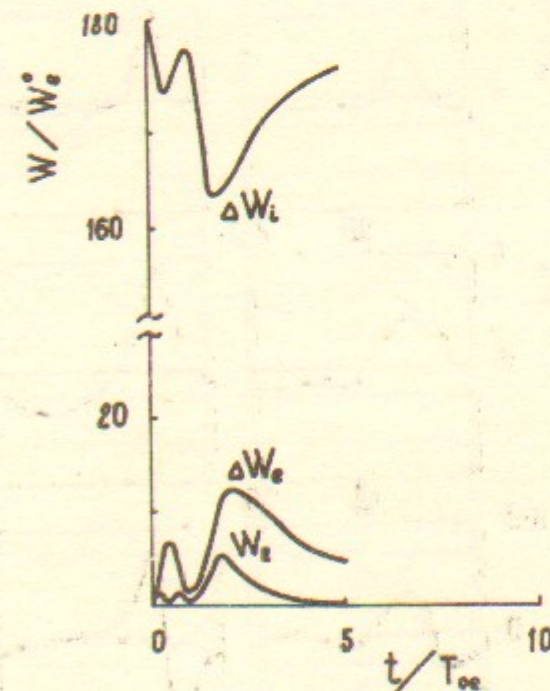


Рис. 2д

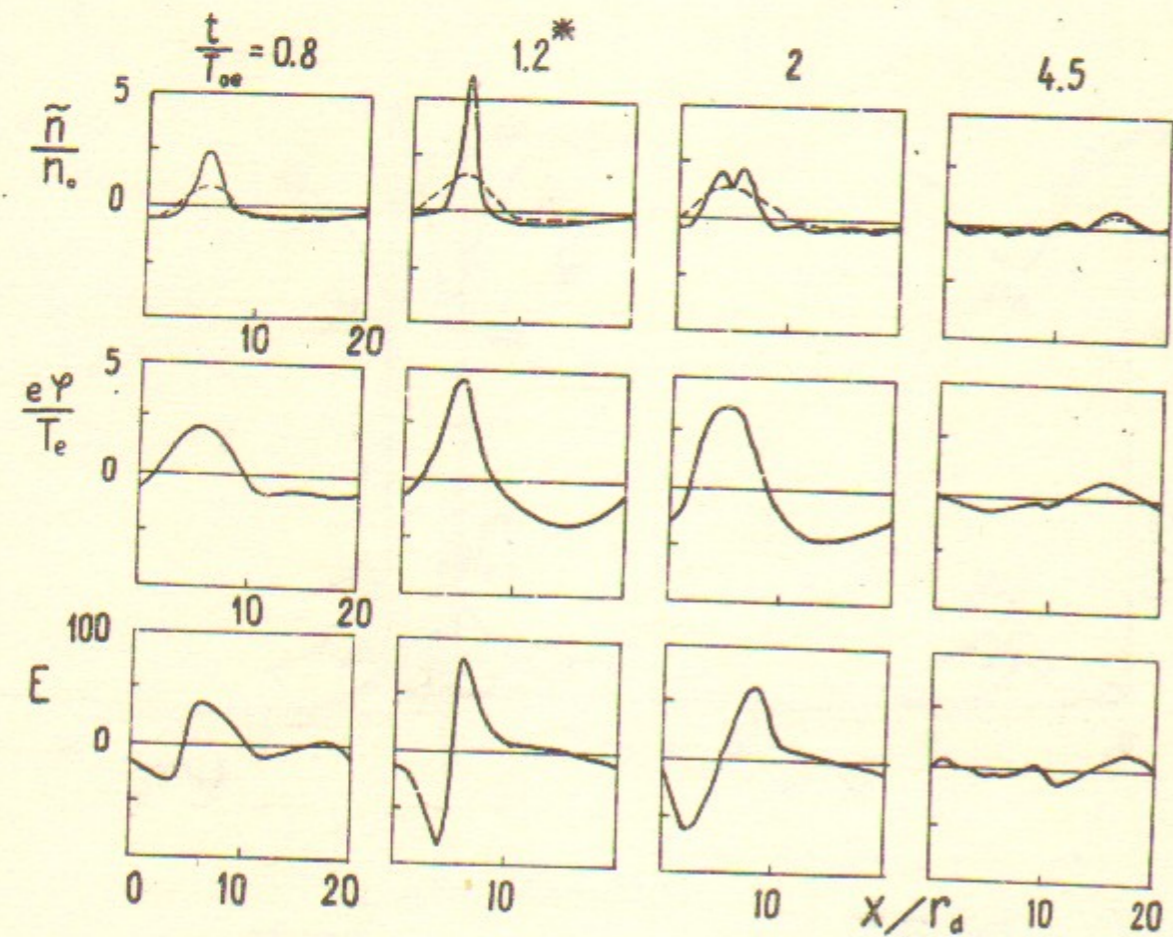


Рис. 3

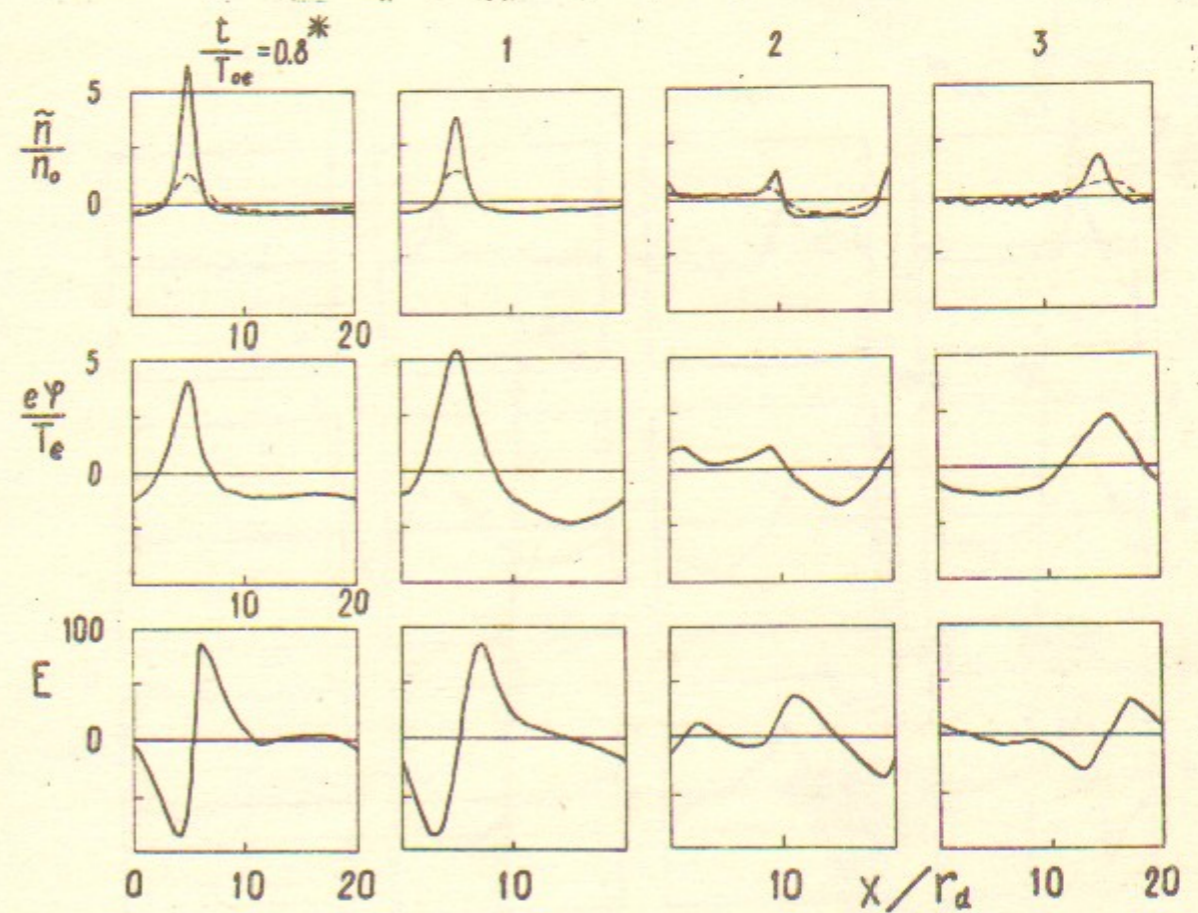
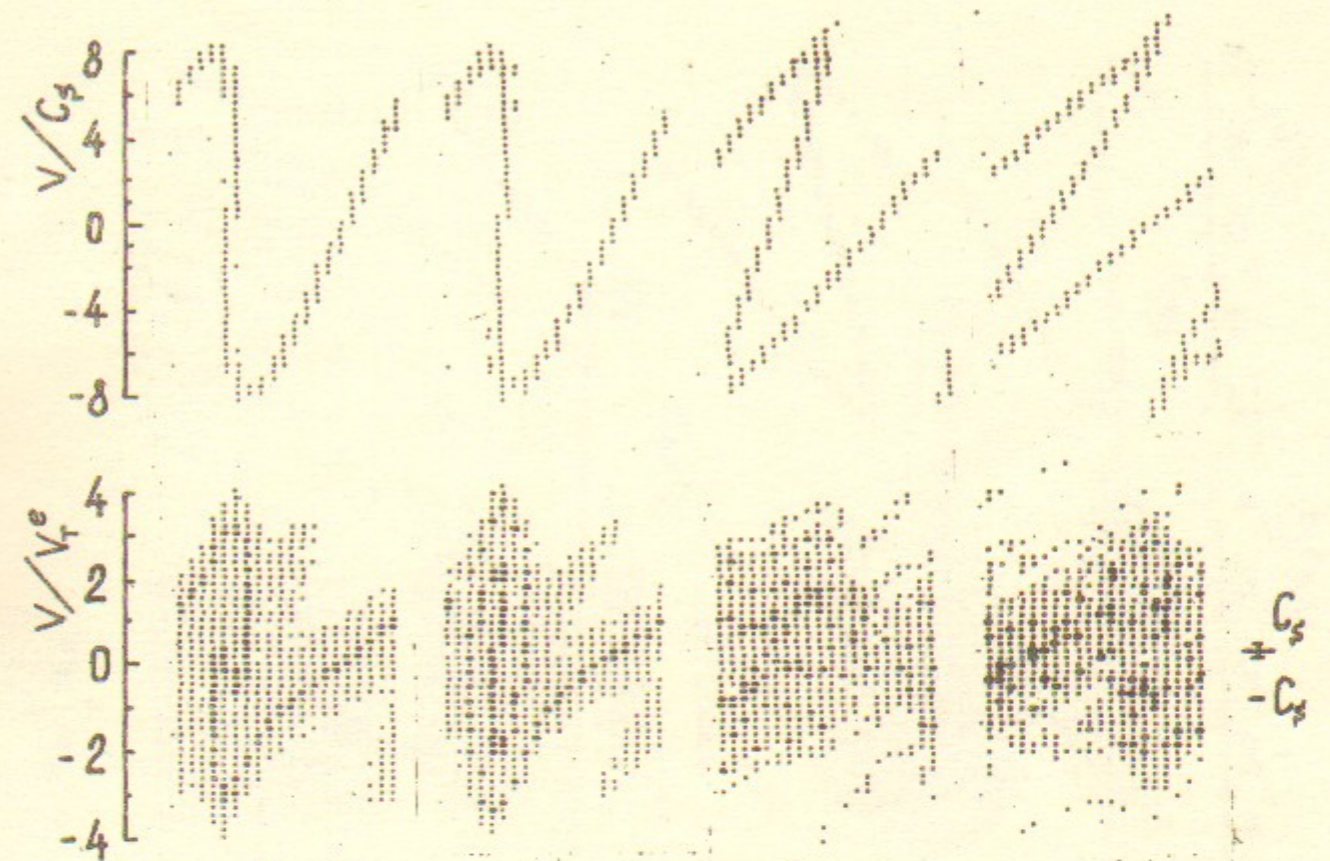


Рис. 4

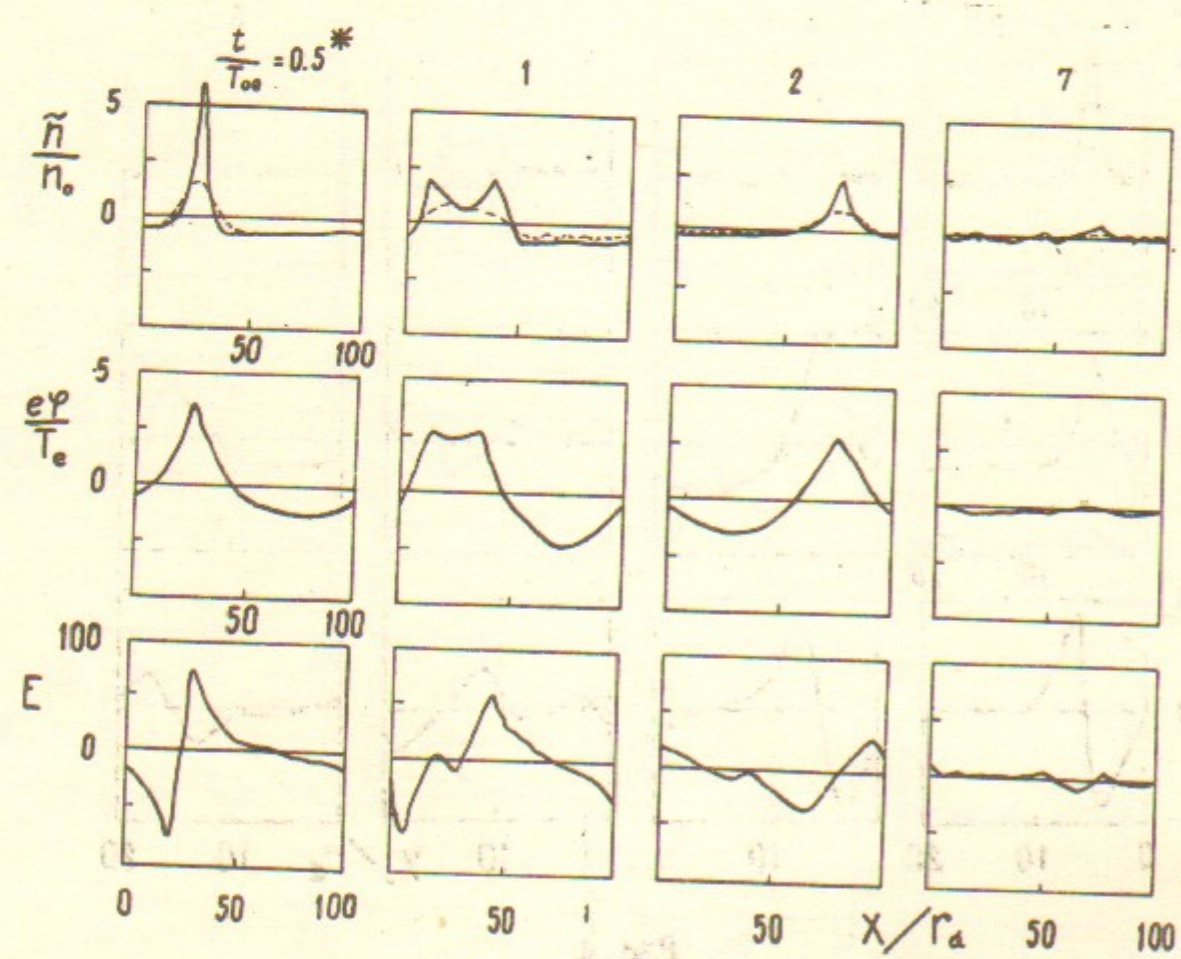
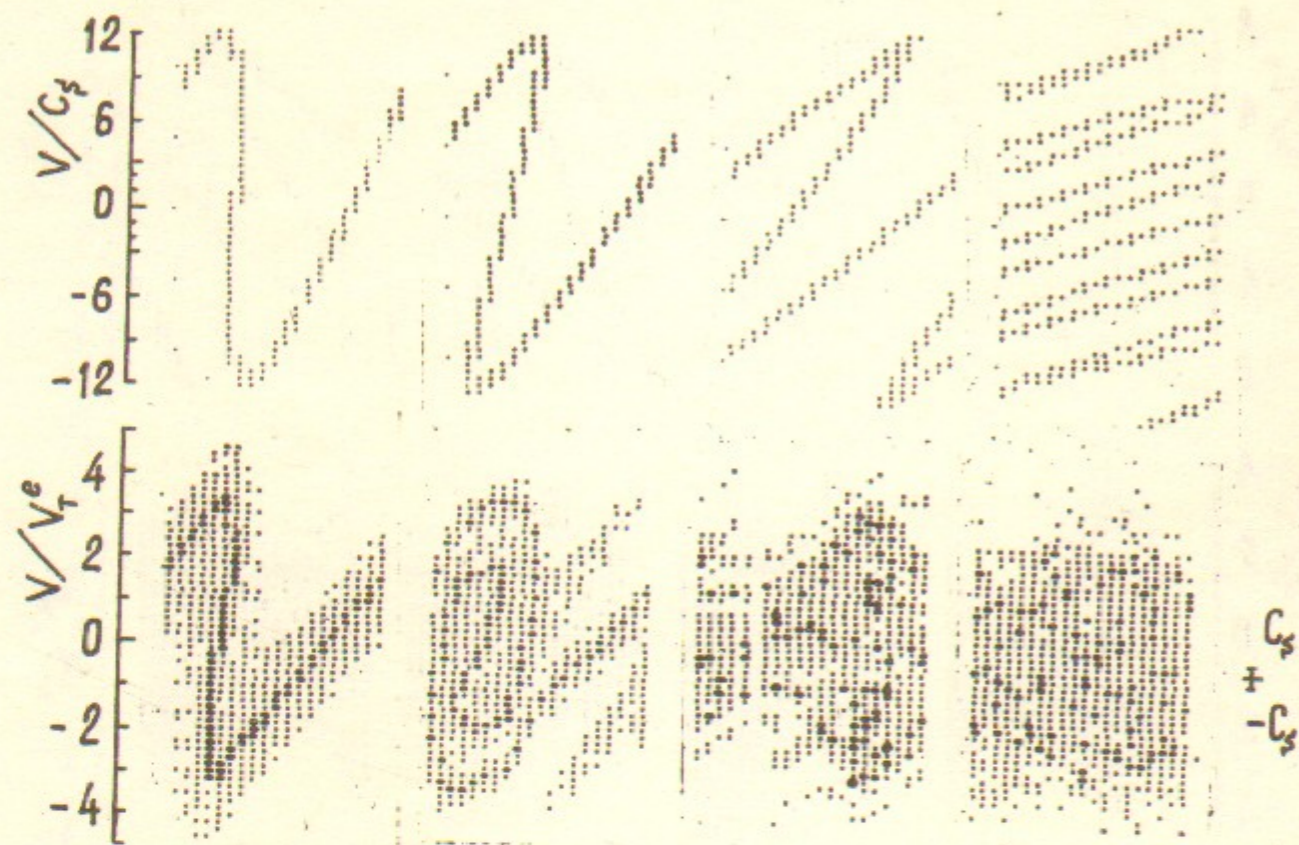


FIG. 5

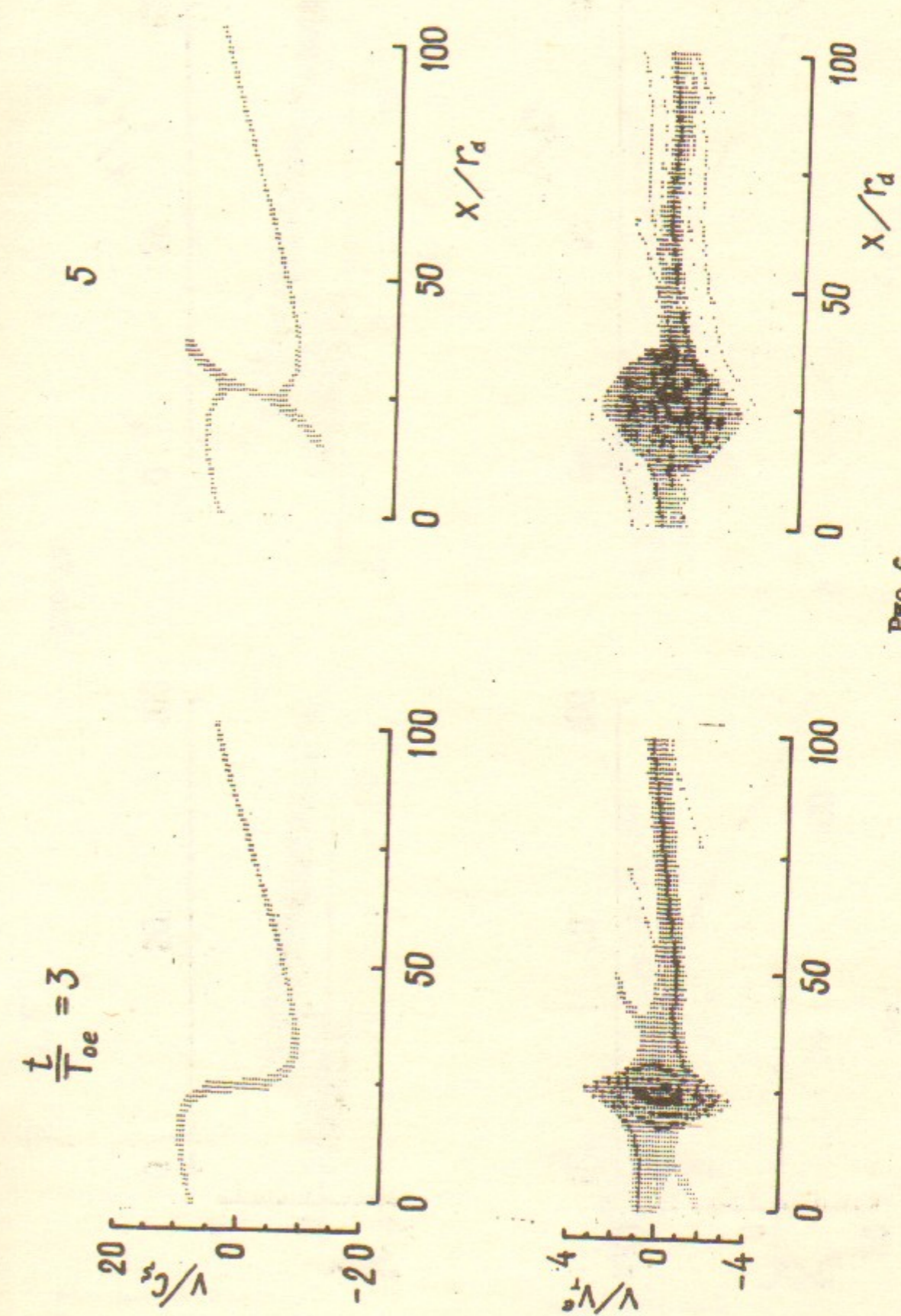
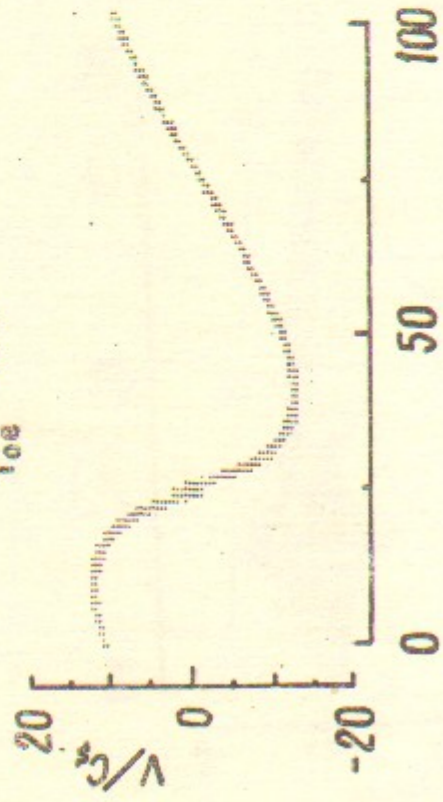


FIG. 6

$\frac{t}{T_{oe}} = 1.4$



28

1.7

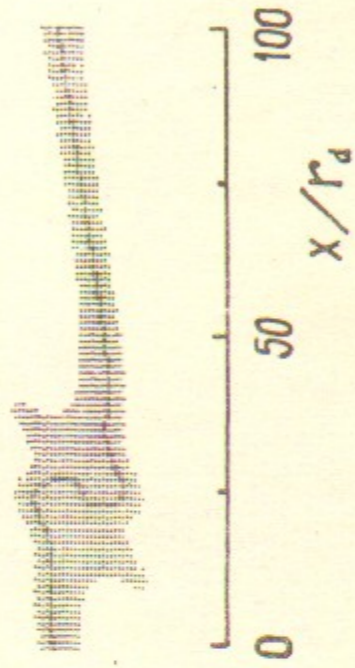
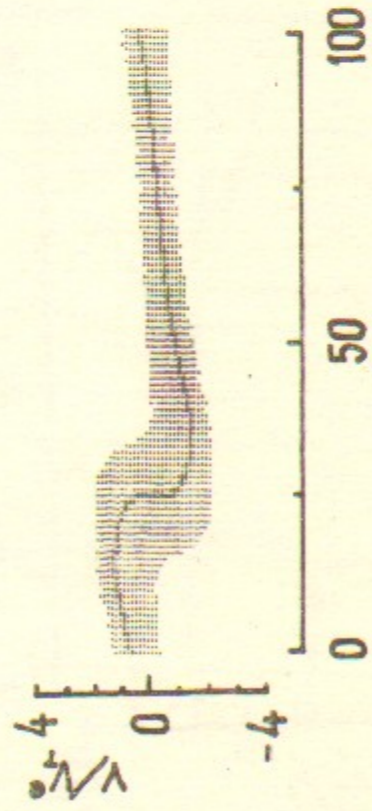
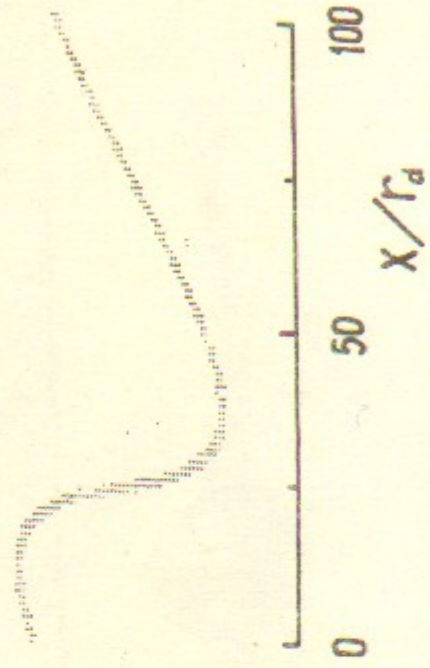
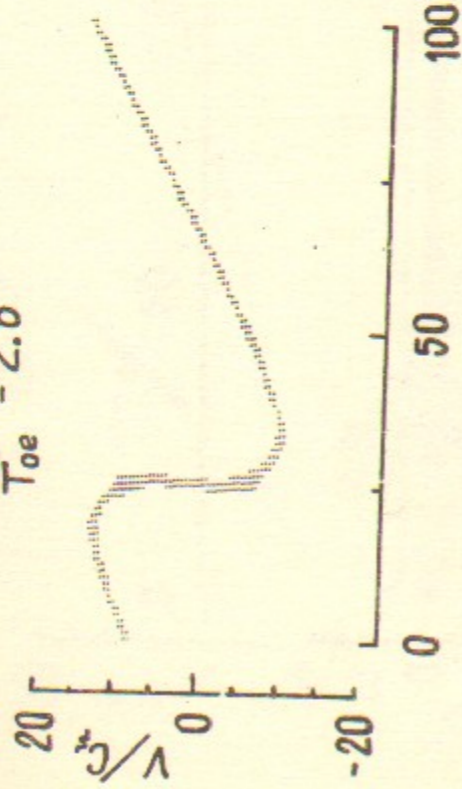


Рис. 7а

$\frac{t}{T_{oe}} = 2.6$



29

3

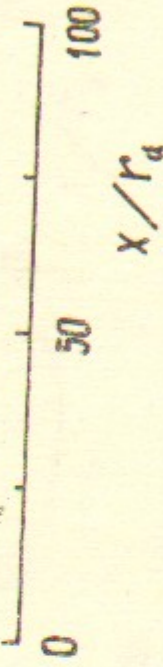
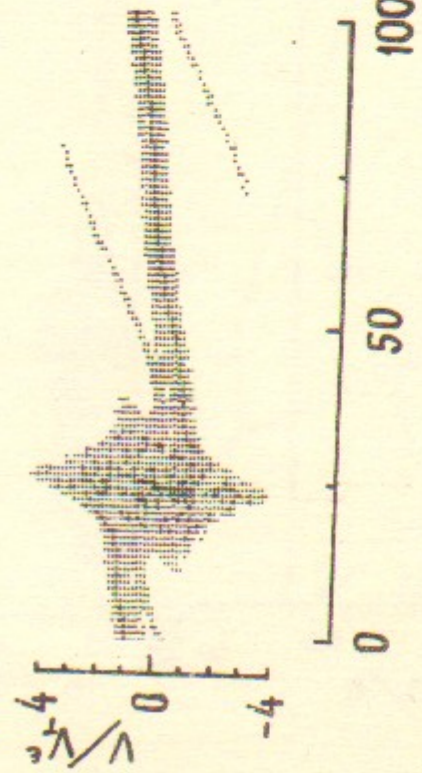
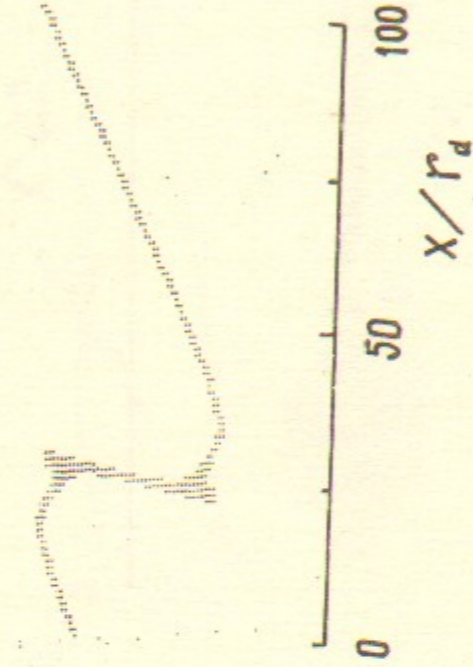


Рис. 7б

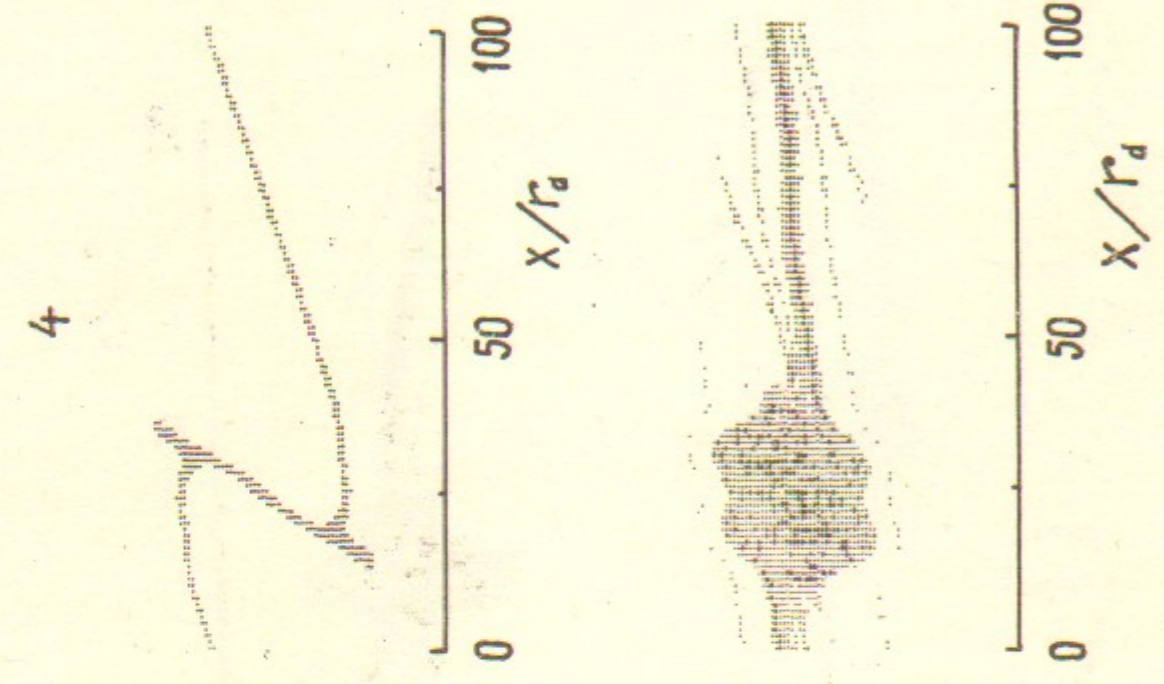
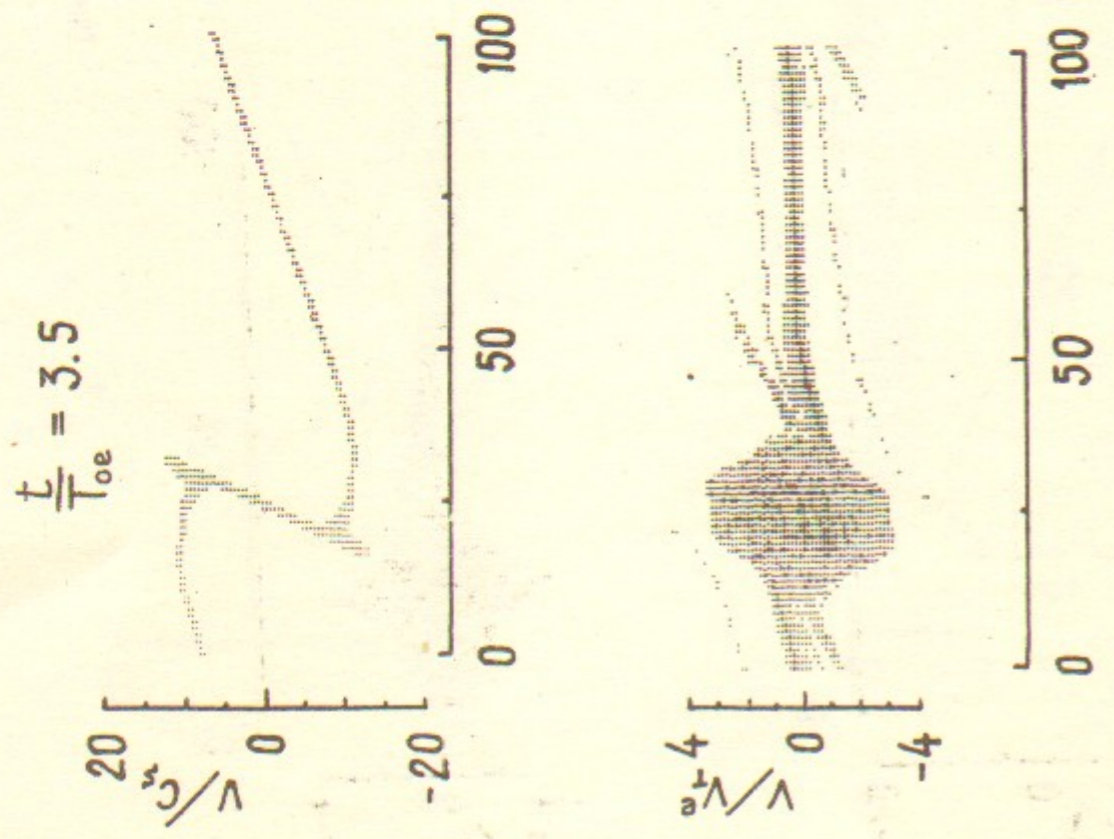


Рис. 7а

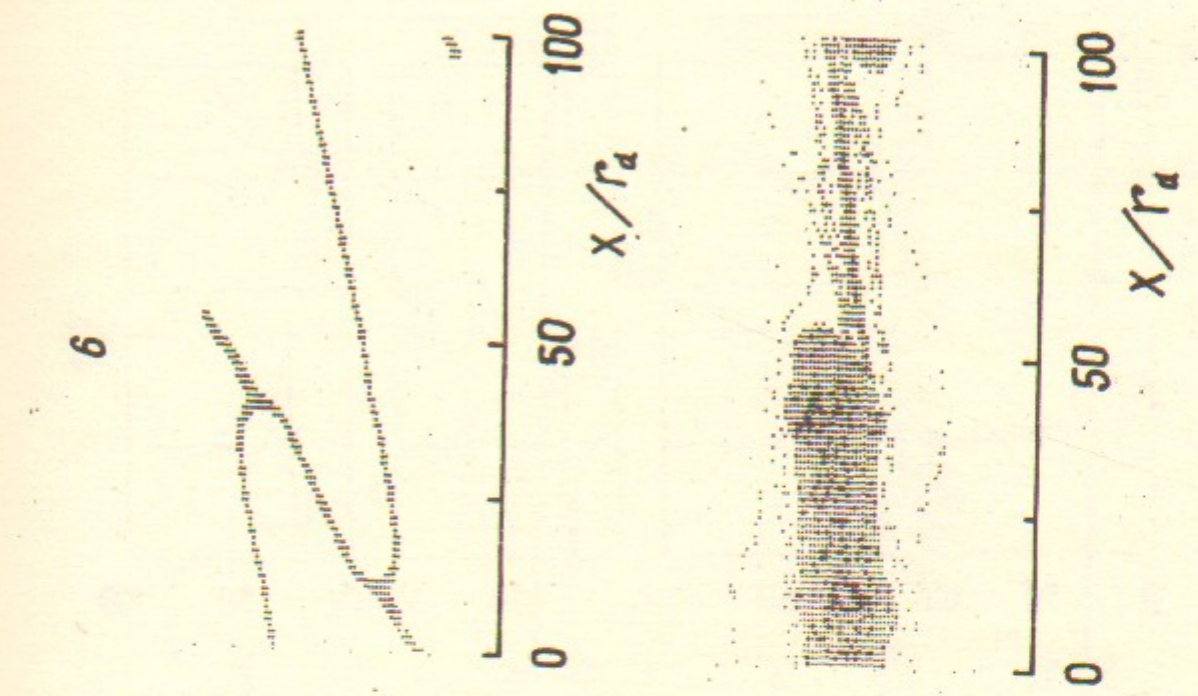
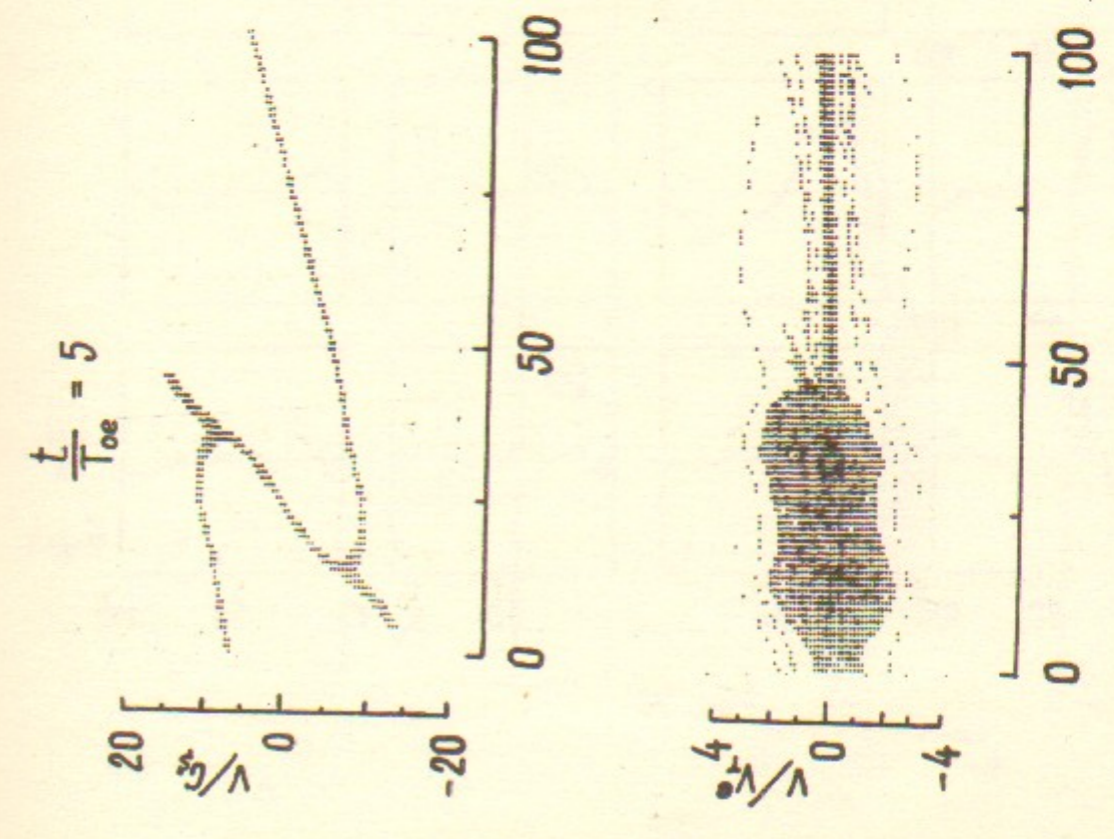


Рис. 7а

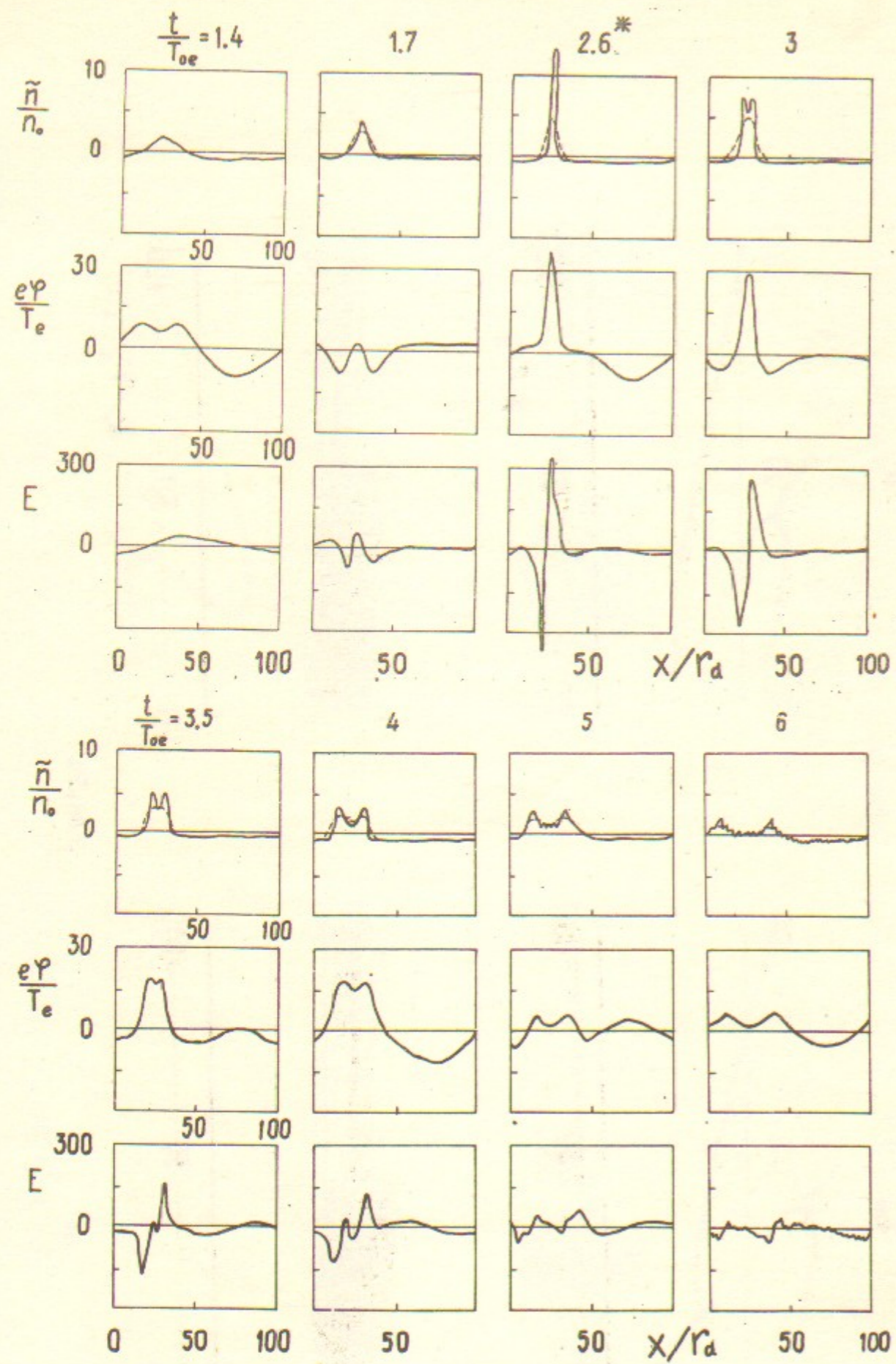


Рис. 76

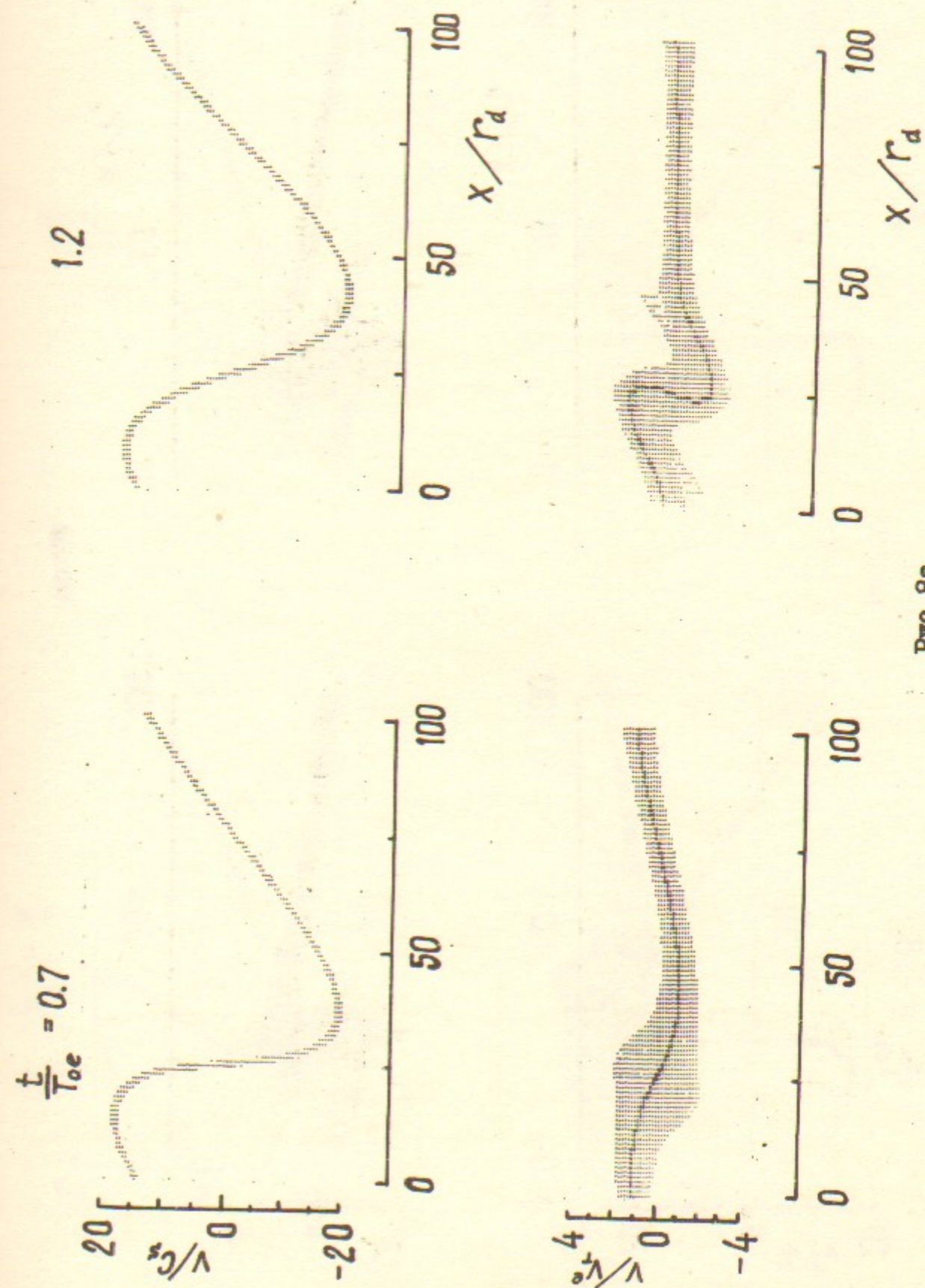


Рис. 8a

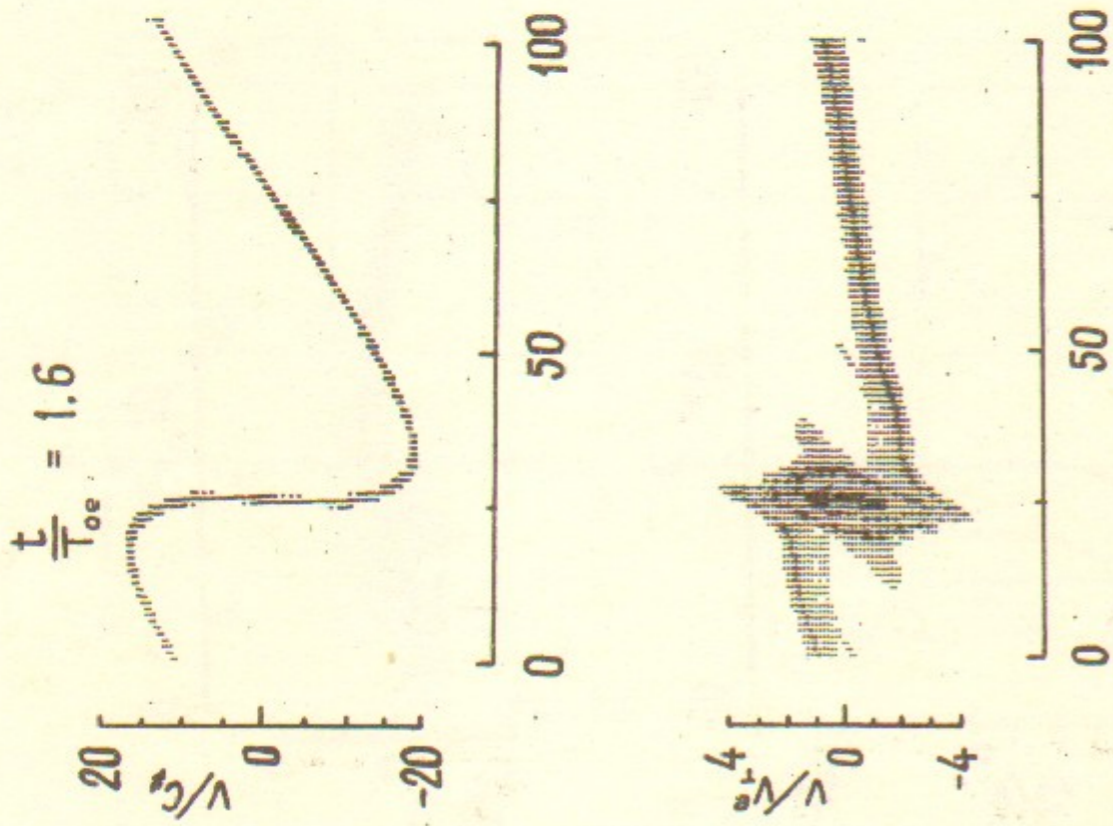


Рис. 8а

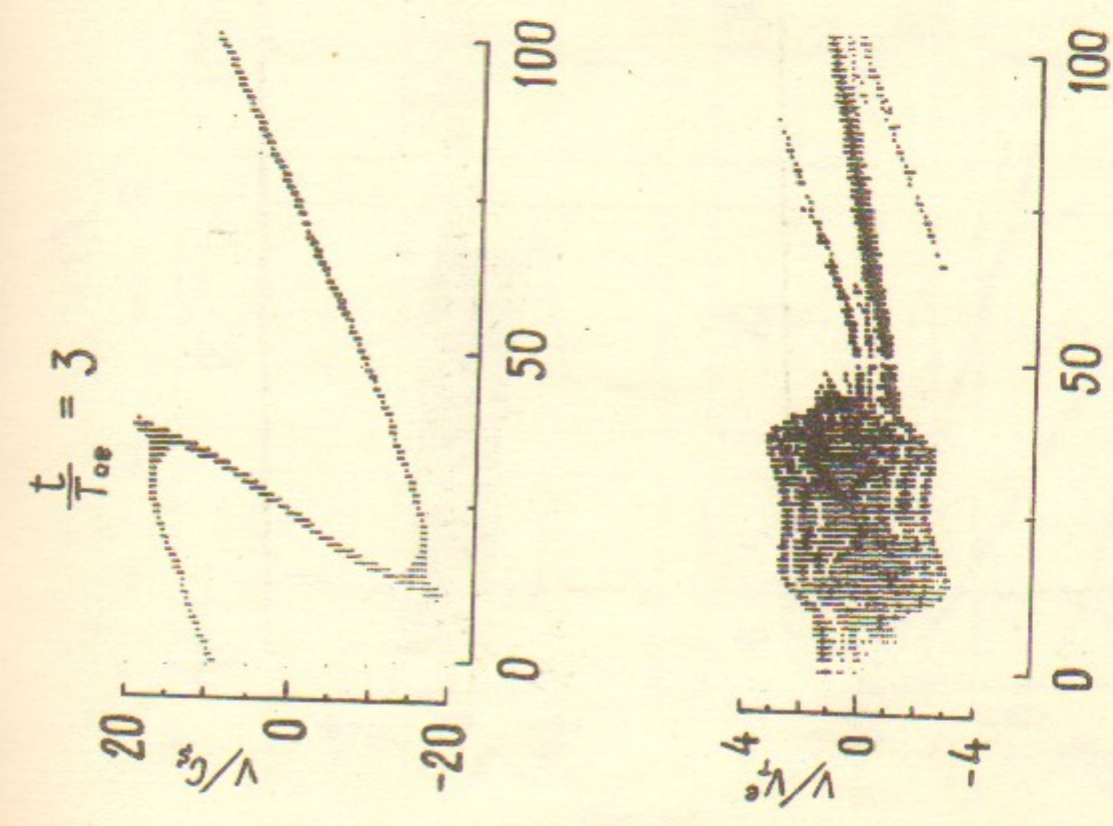
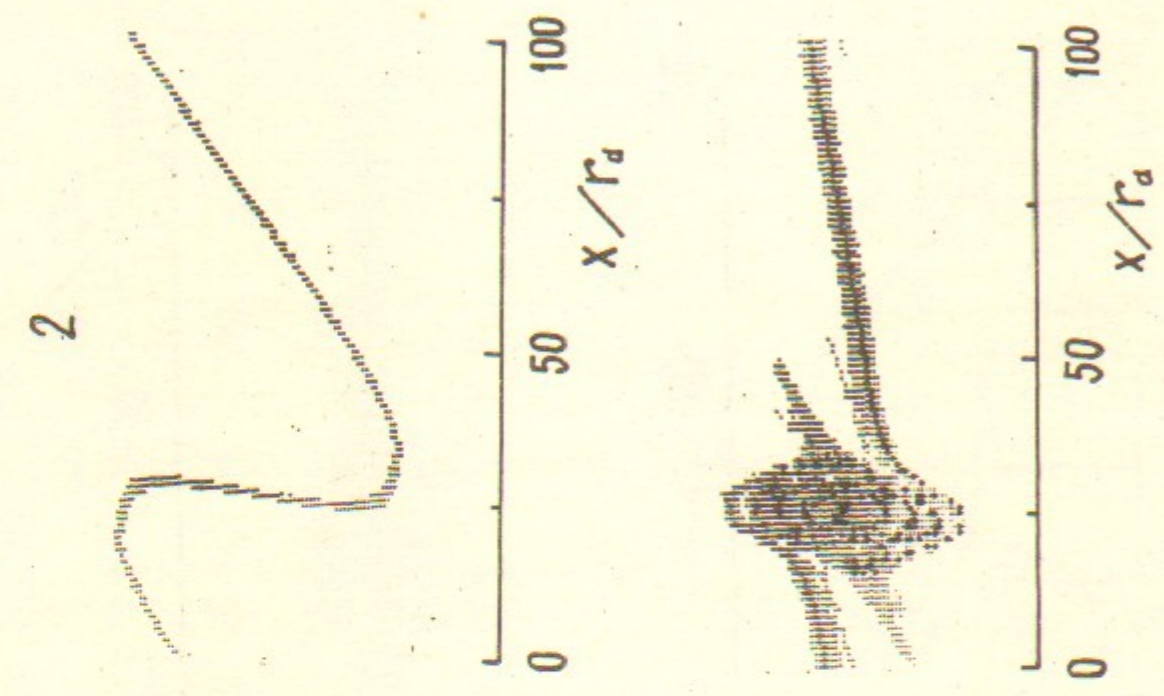
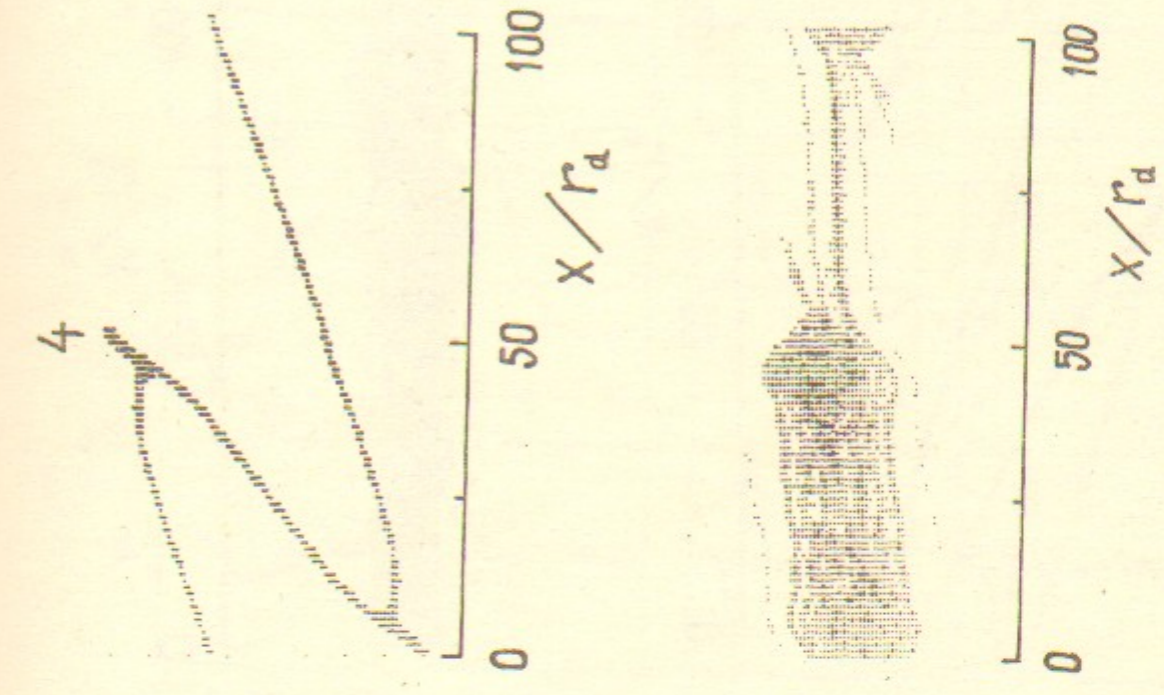


Рис. 8а



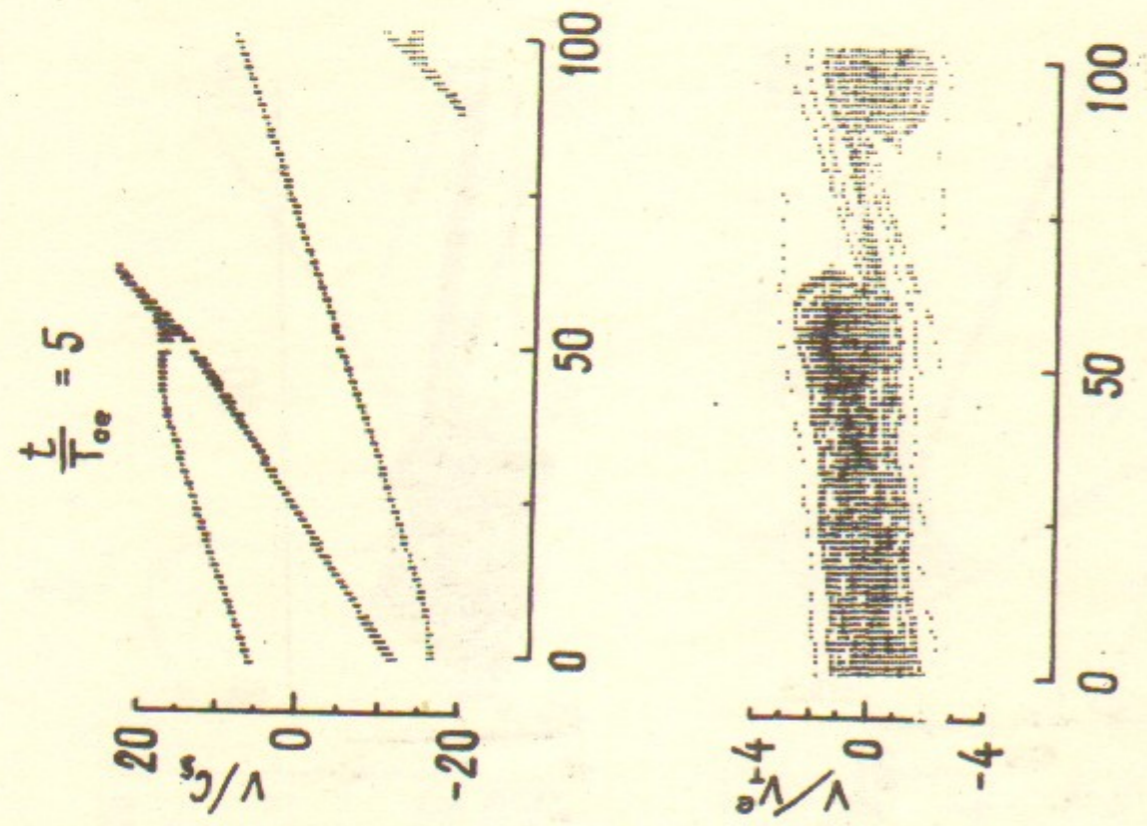
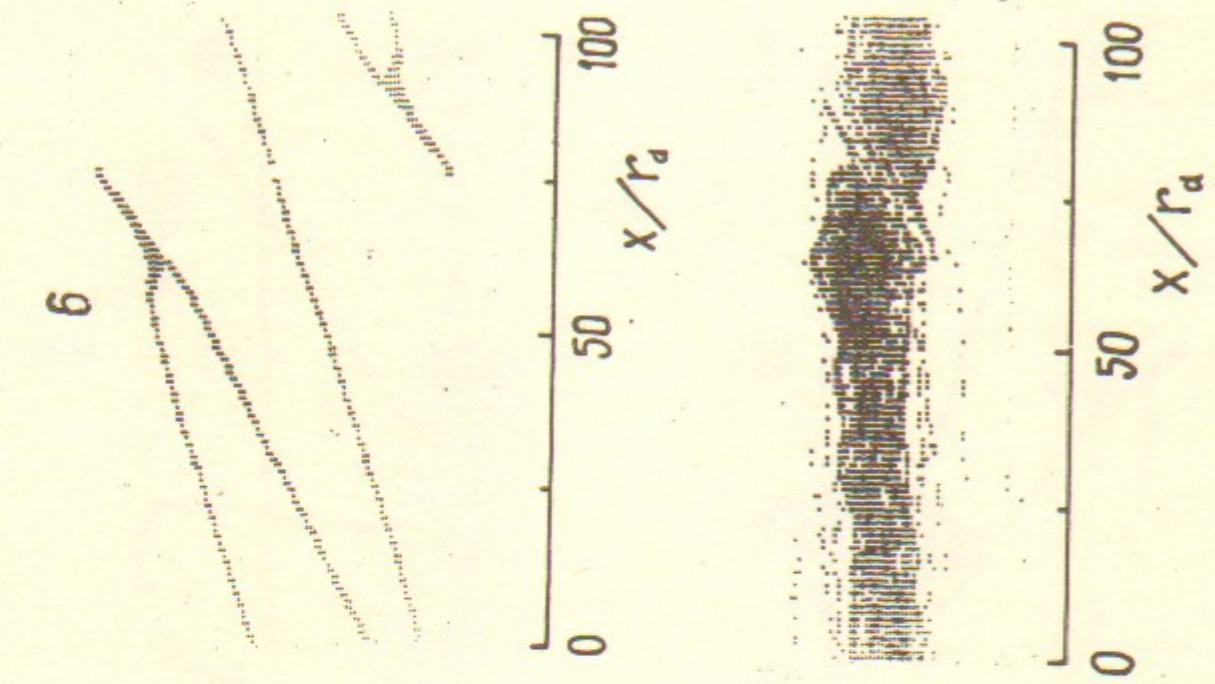


Рис. 8а

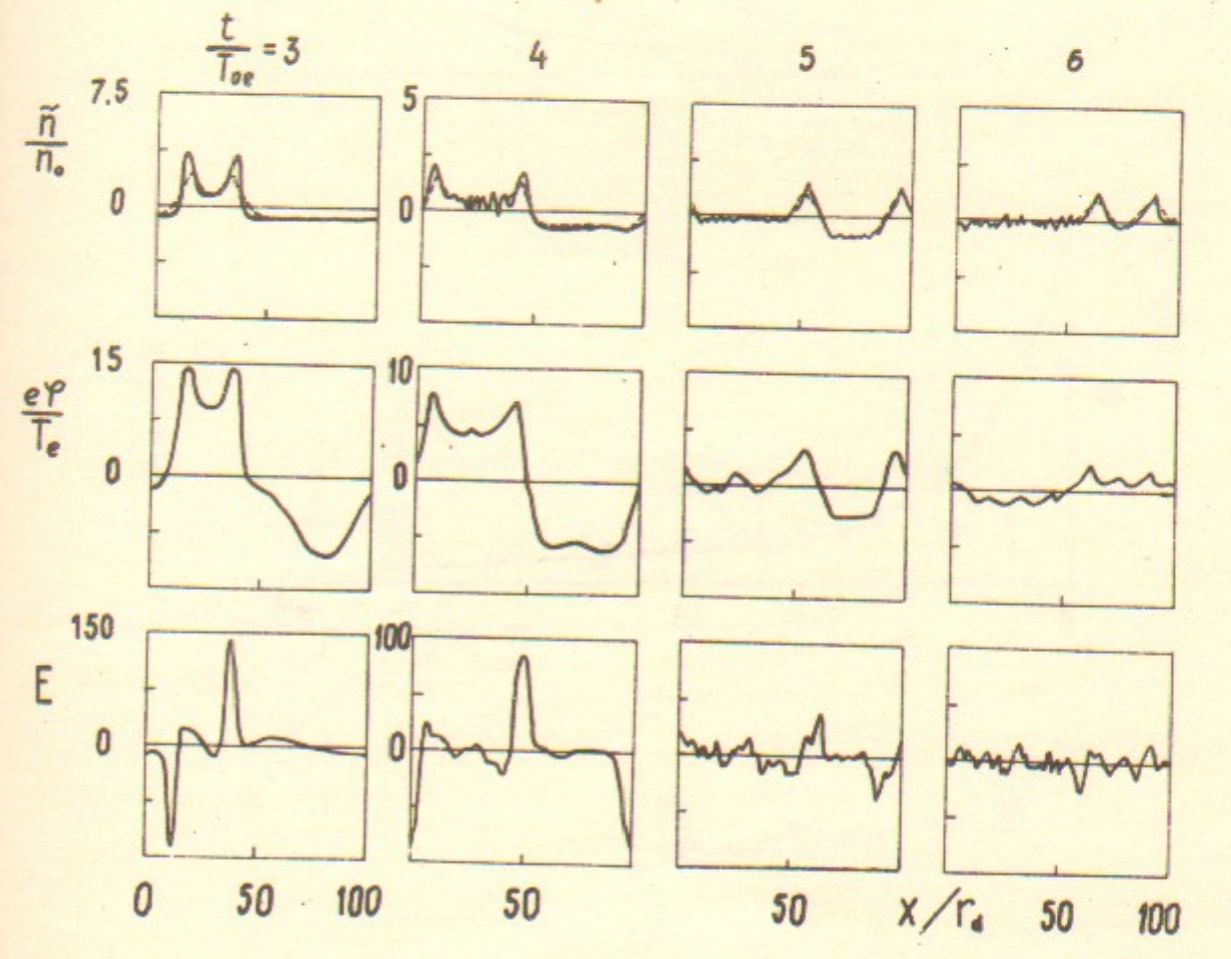
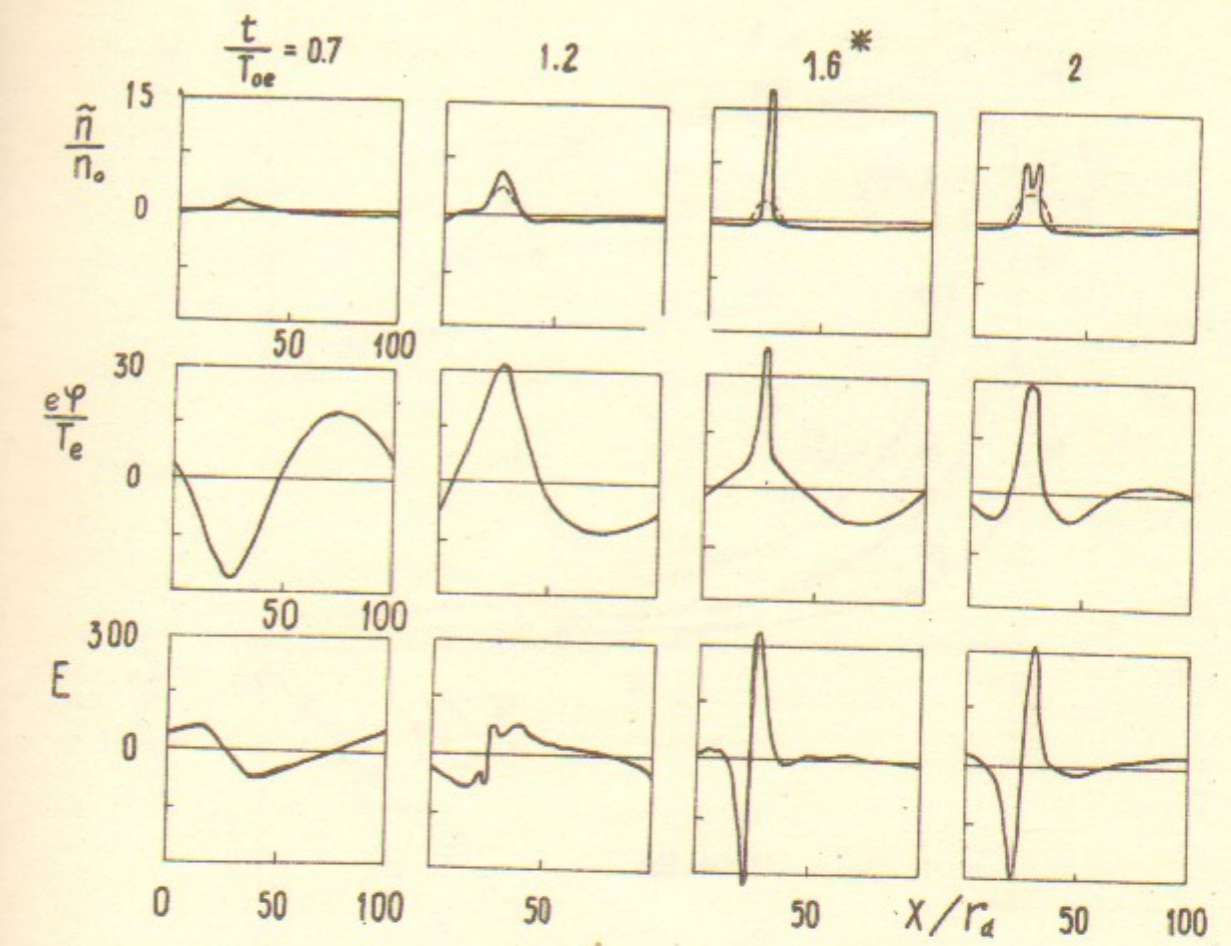


Рис. 8б

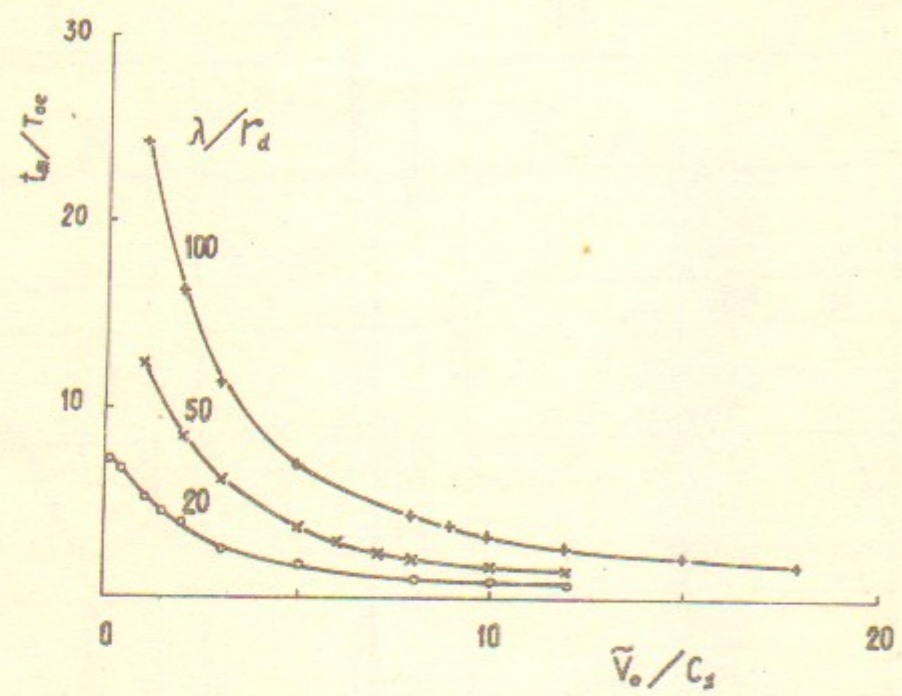


Рис. 9а

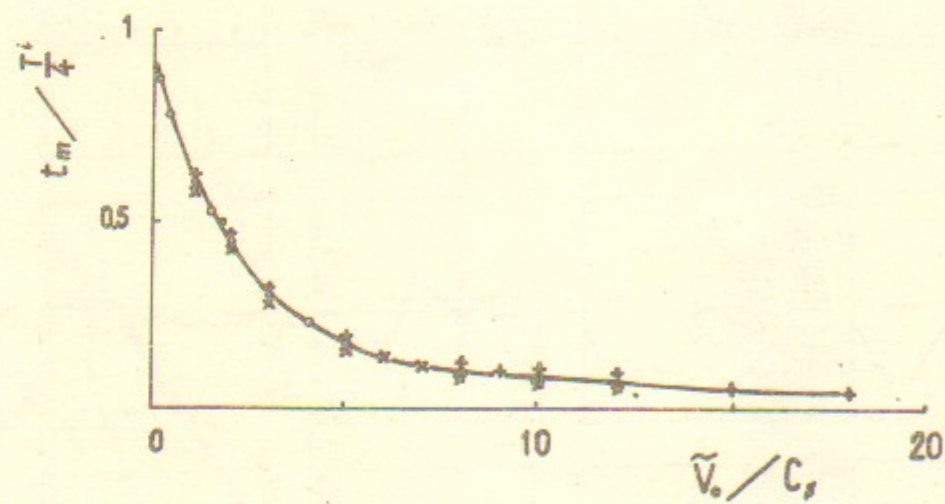


Рис. 9б

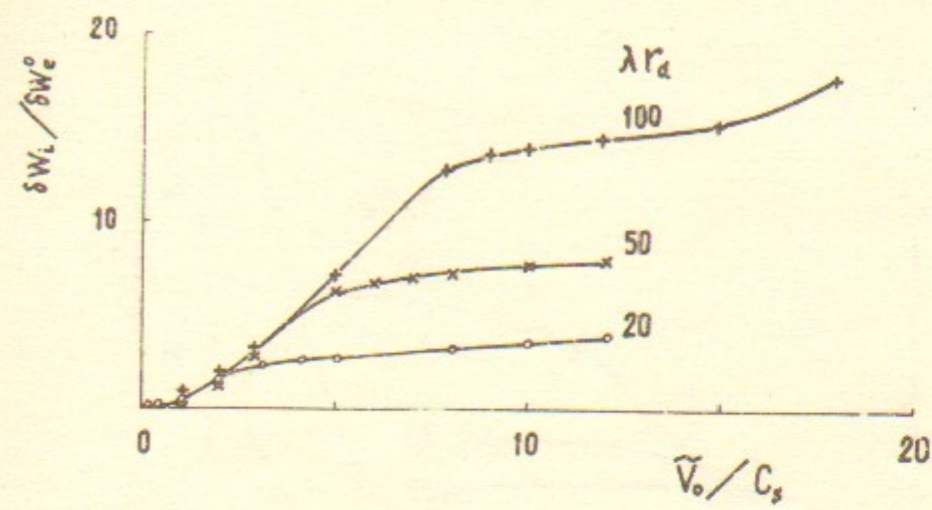


Рис. 10а

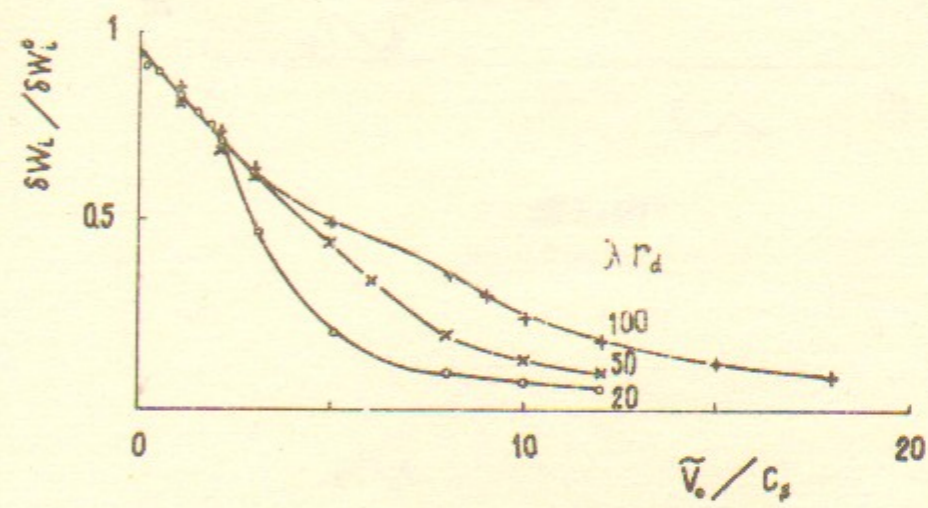


Рис. 10б

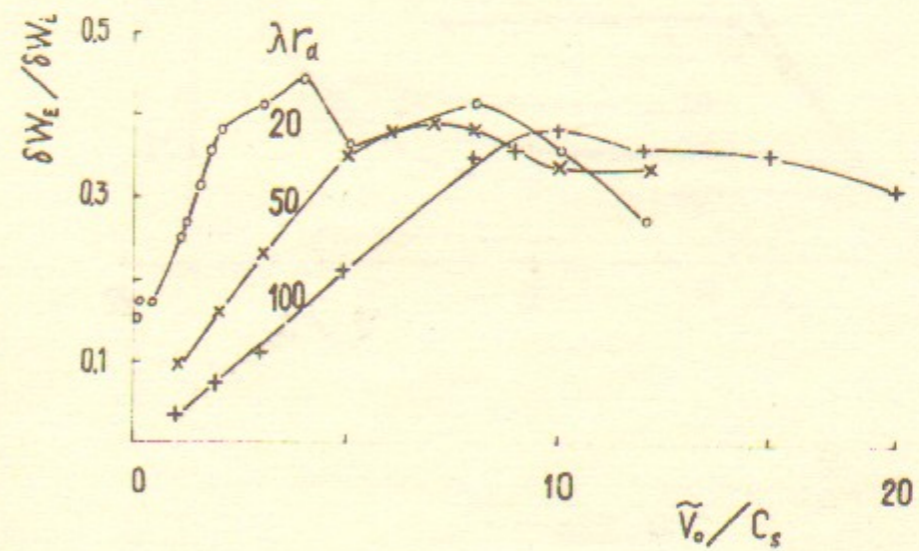


Рис. 11

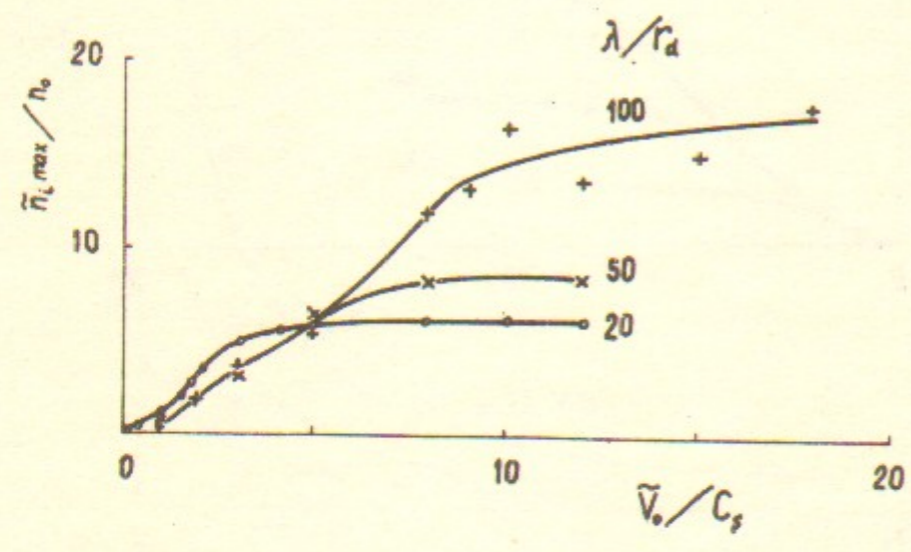


Рис. 12а

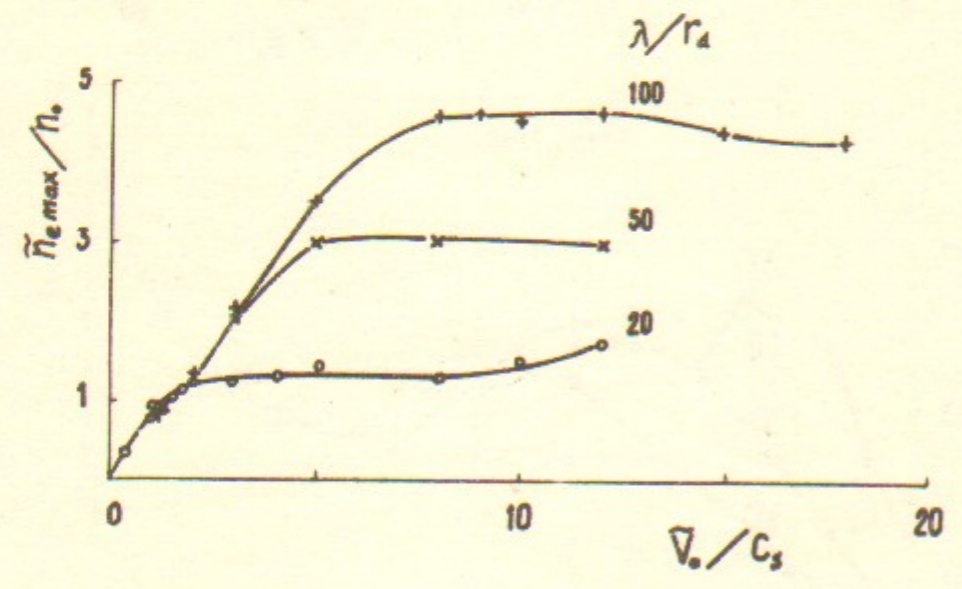


Рис. 12б

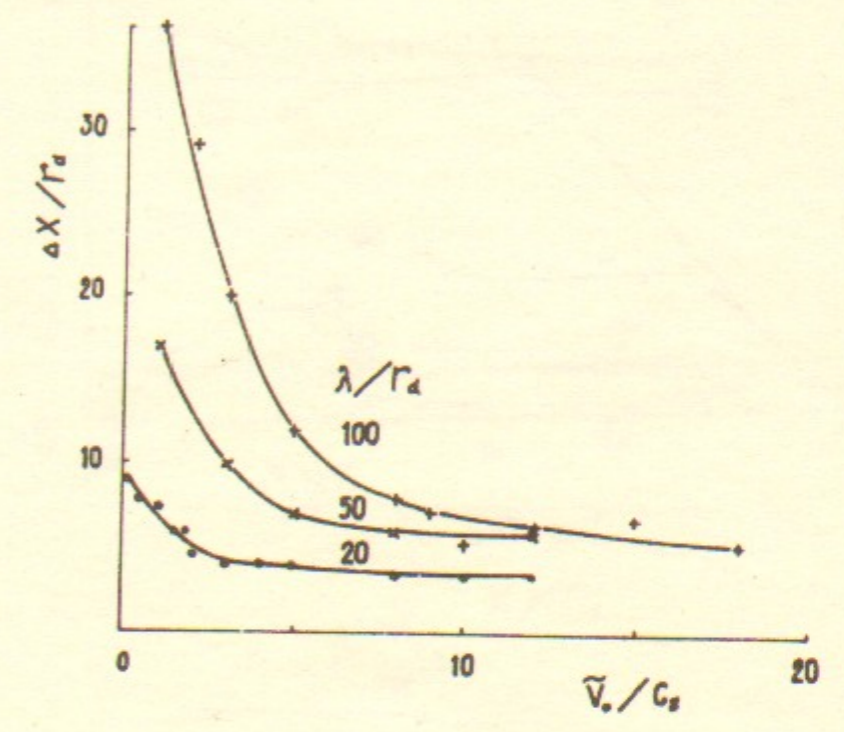


Рис. 13а

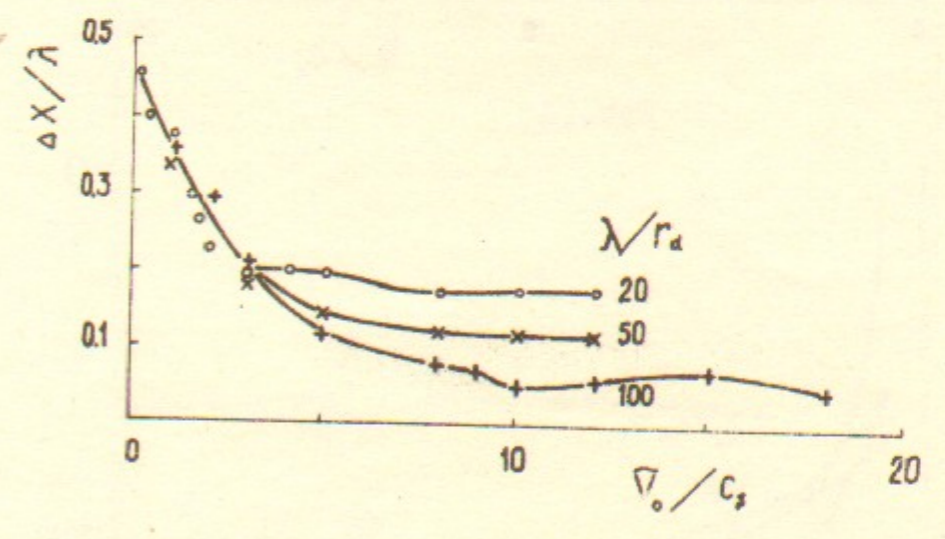


Рис. 13б

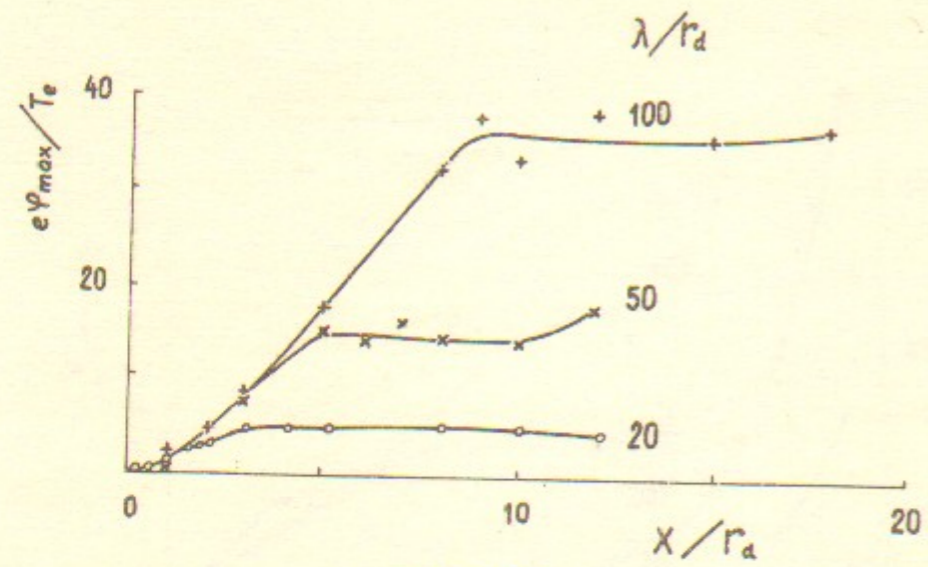


Рис. I4a

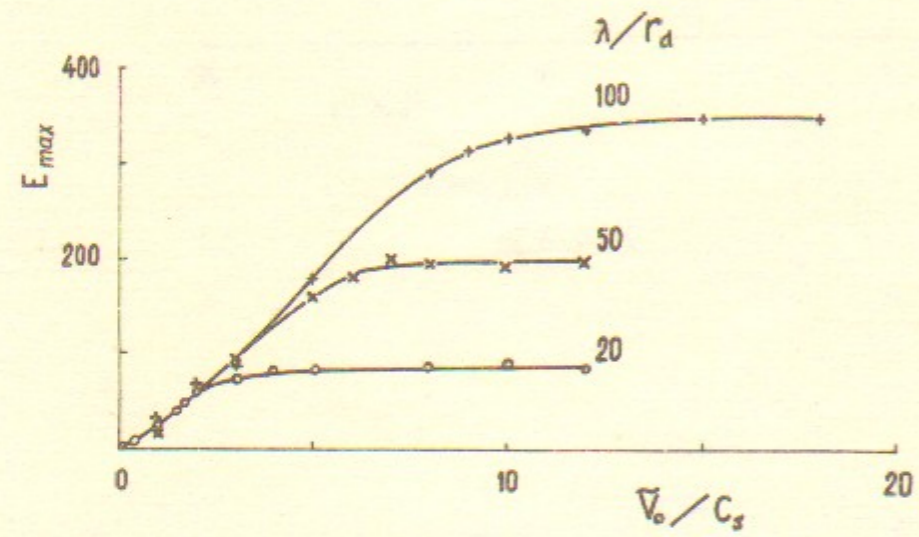


Рис. I4б

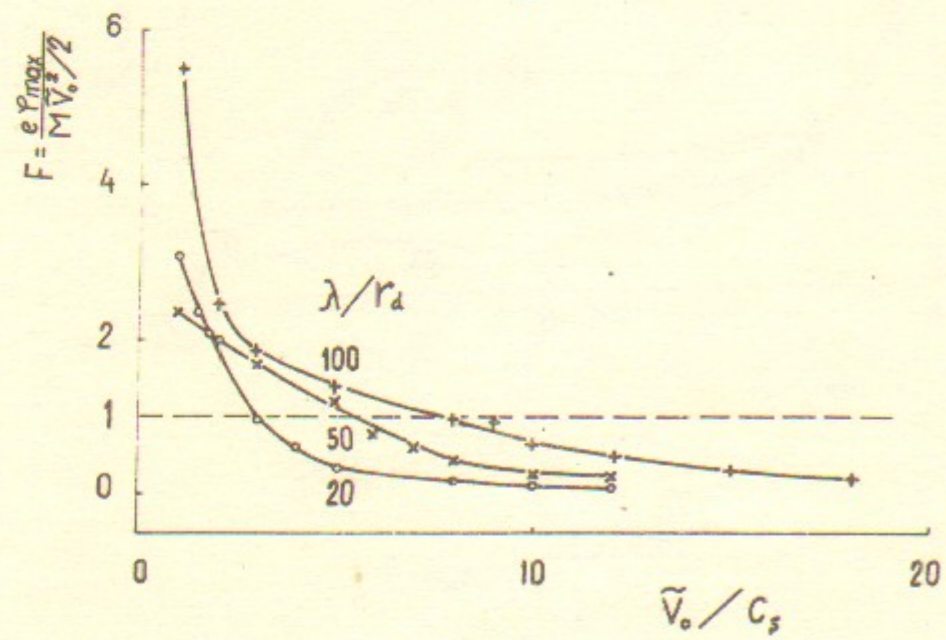


Рис. I5

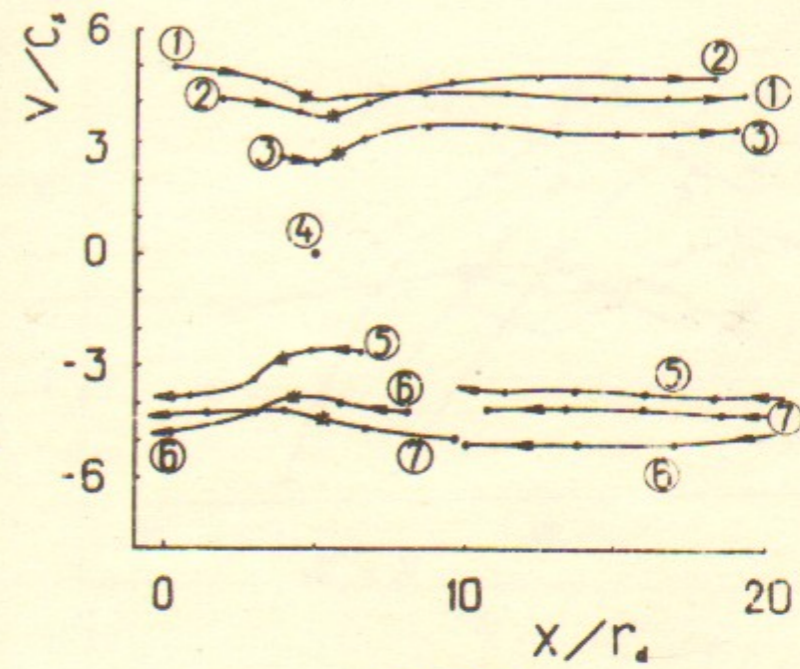


Рис. I6a

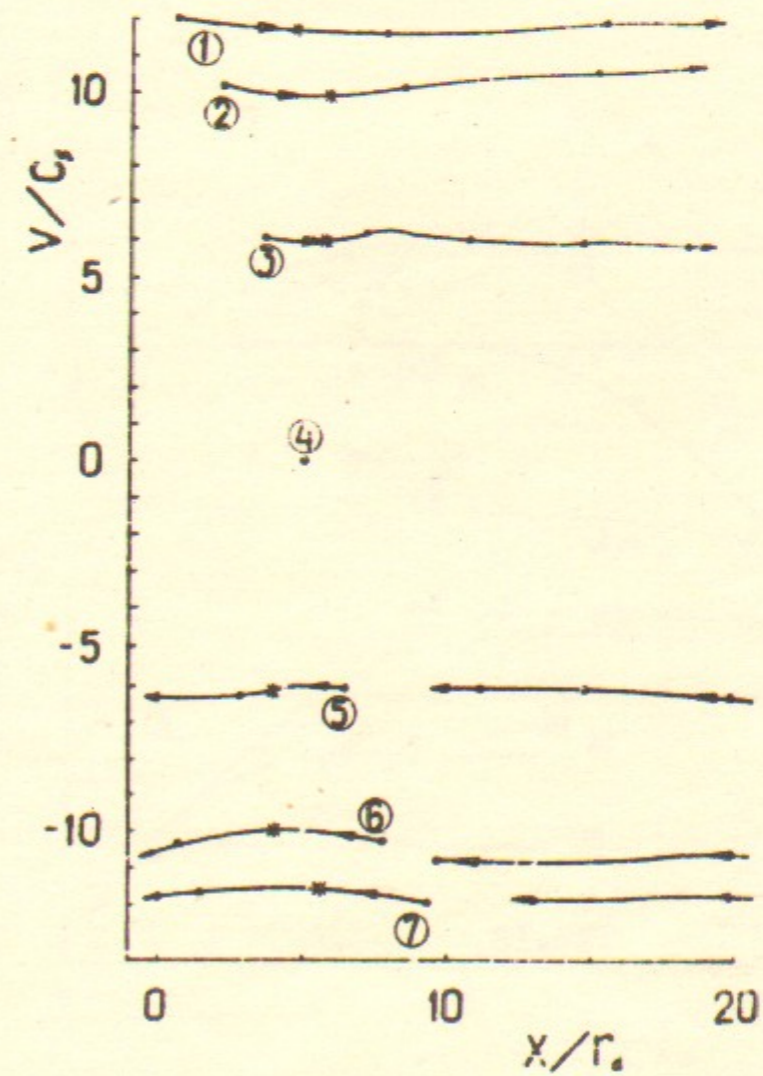


Рис. I6б

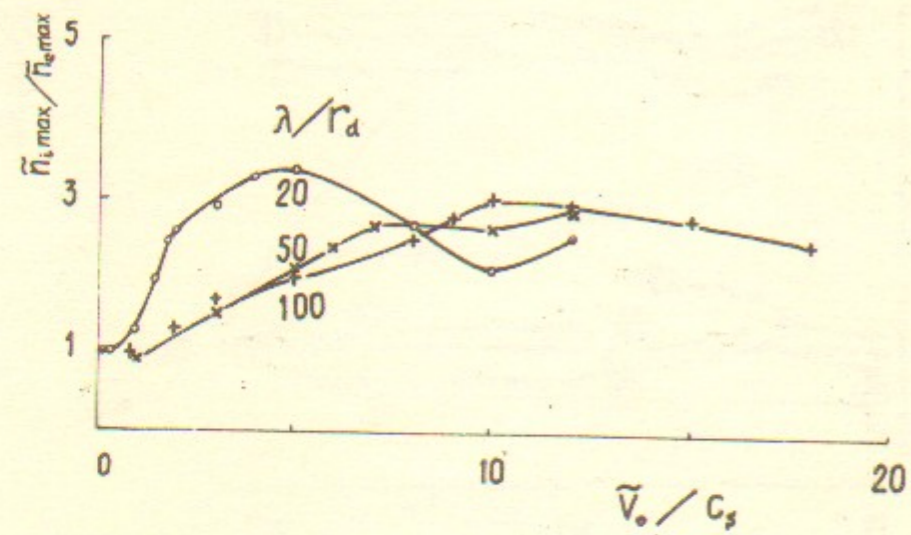


Рис. 17

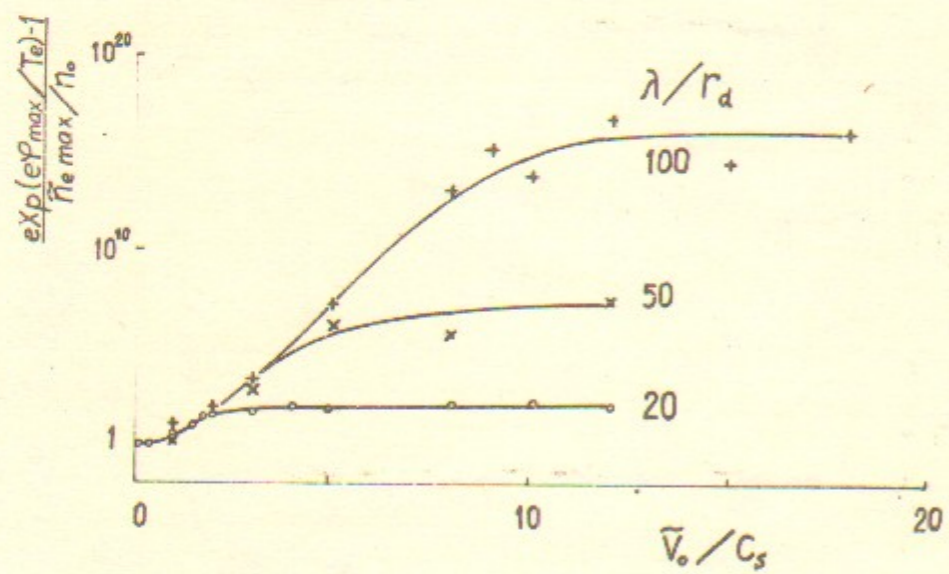


Рис. 18

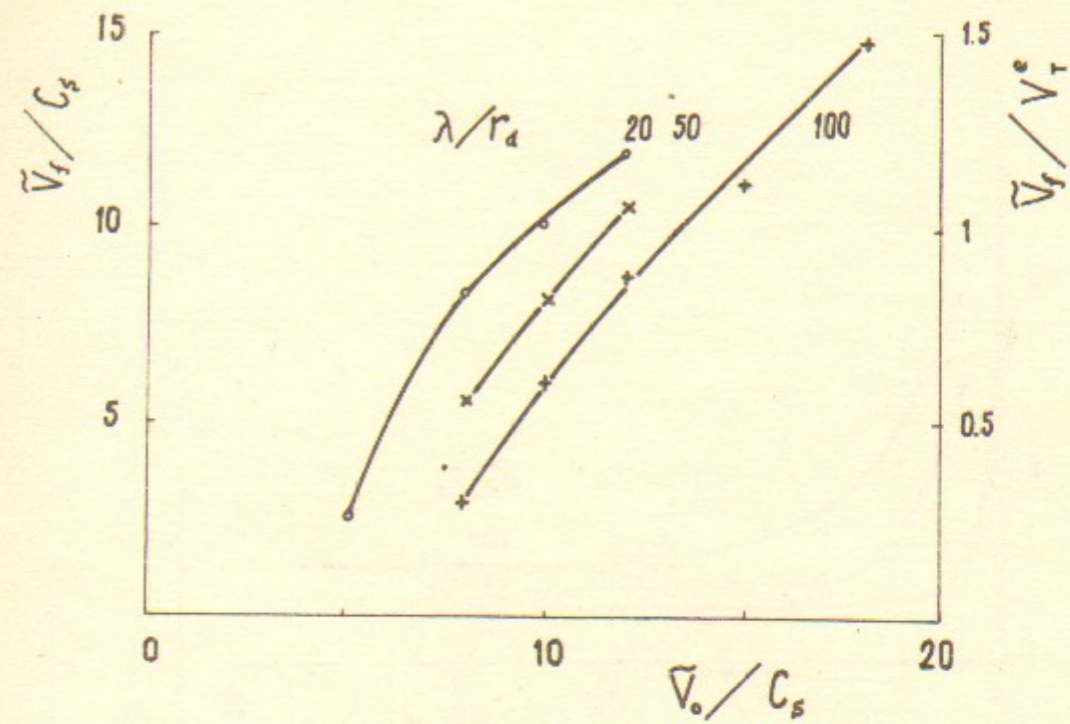


Рис. 19

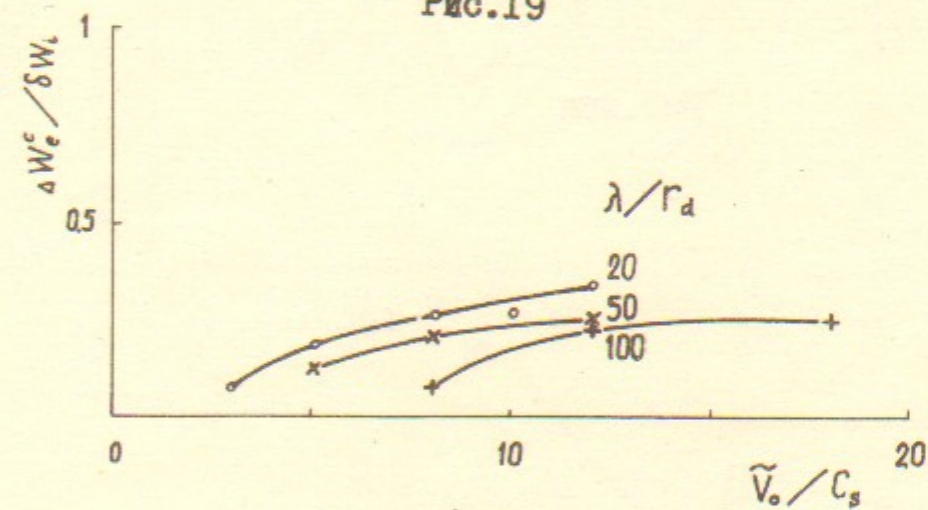


Рис. 20

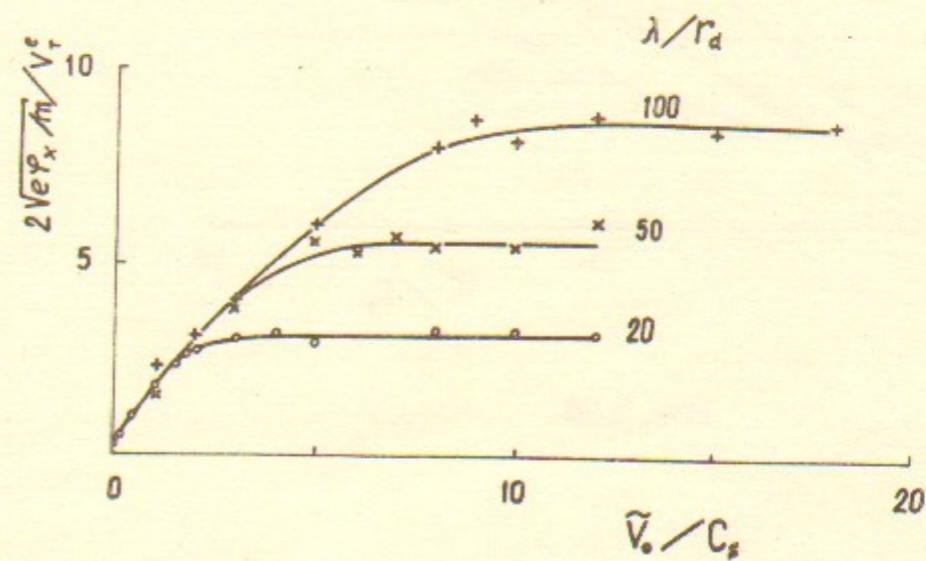


Рис. 21

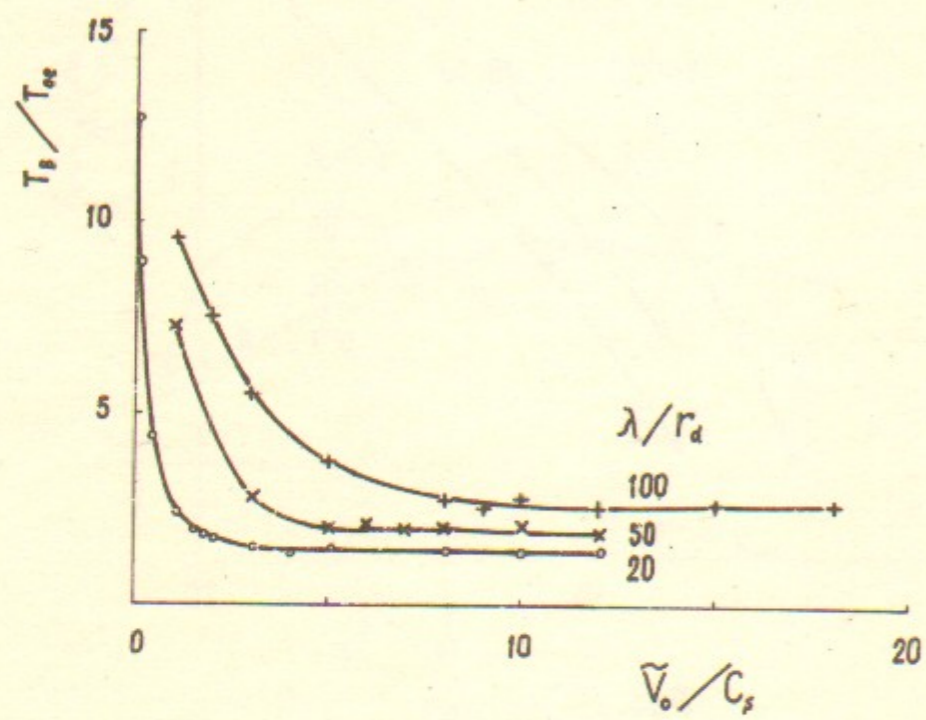


Рис. 22а

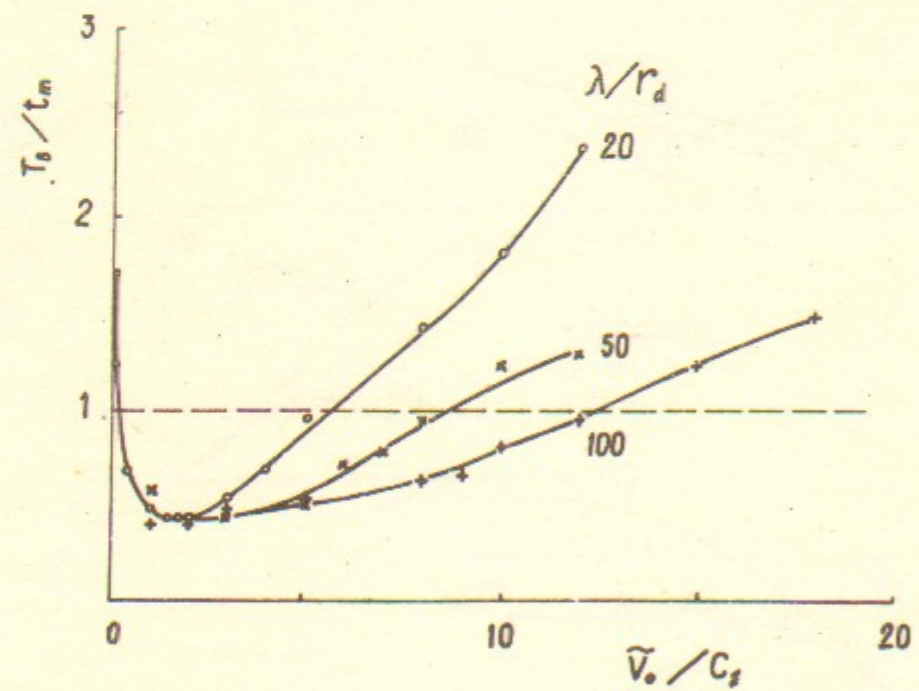


Рис. 2 2б

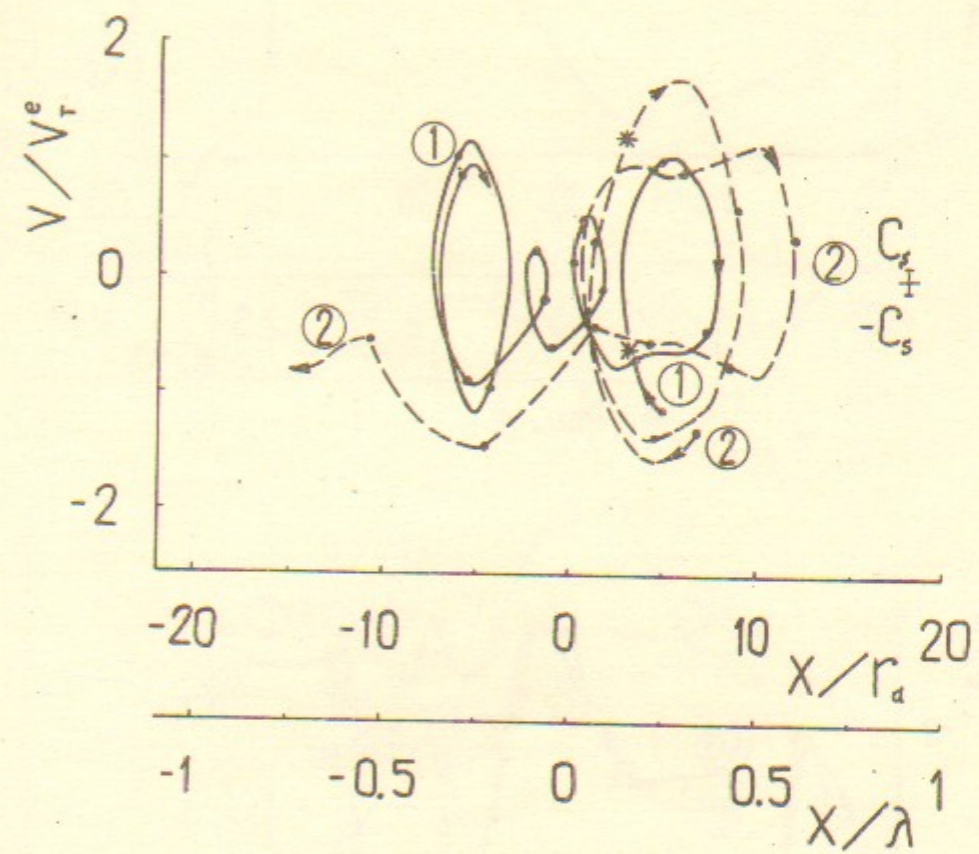


Рис. 23

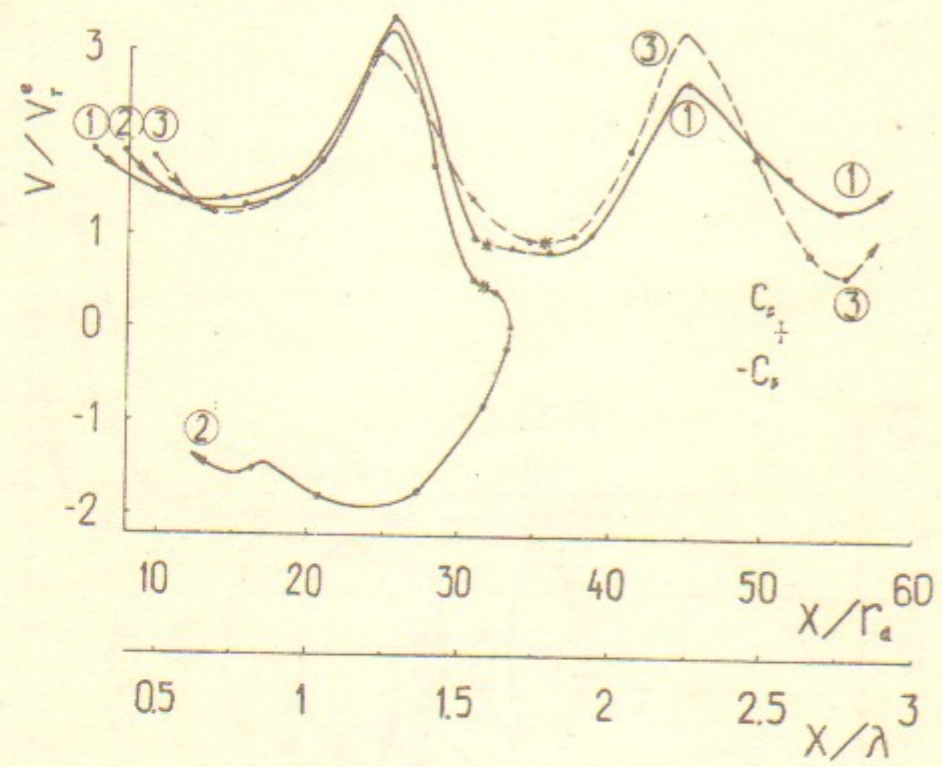


Рис. 24

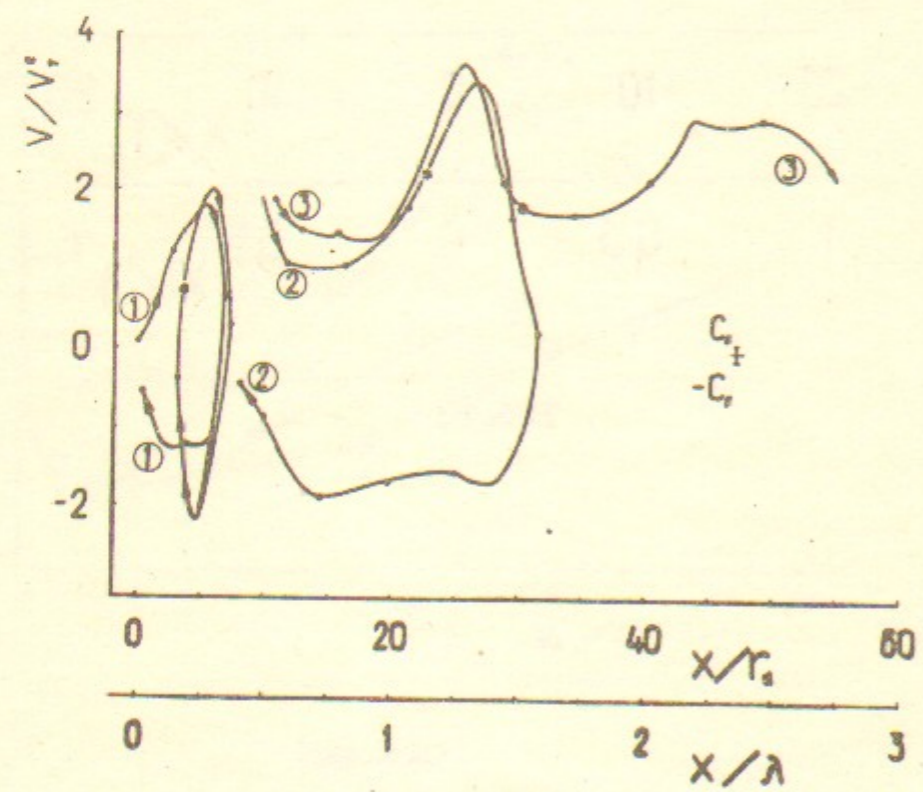


Рис. 25

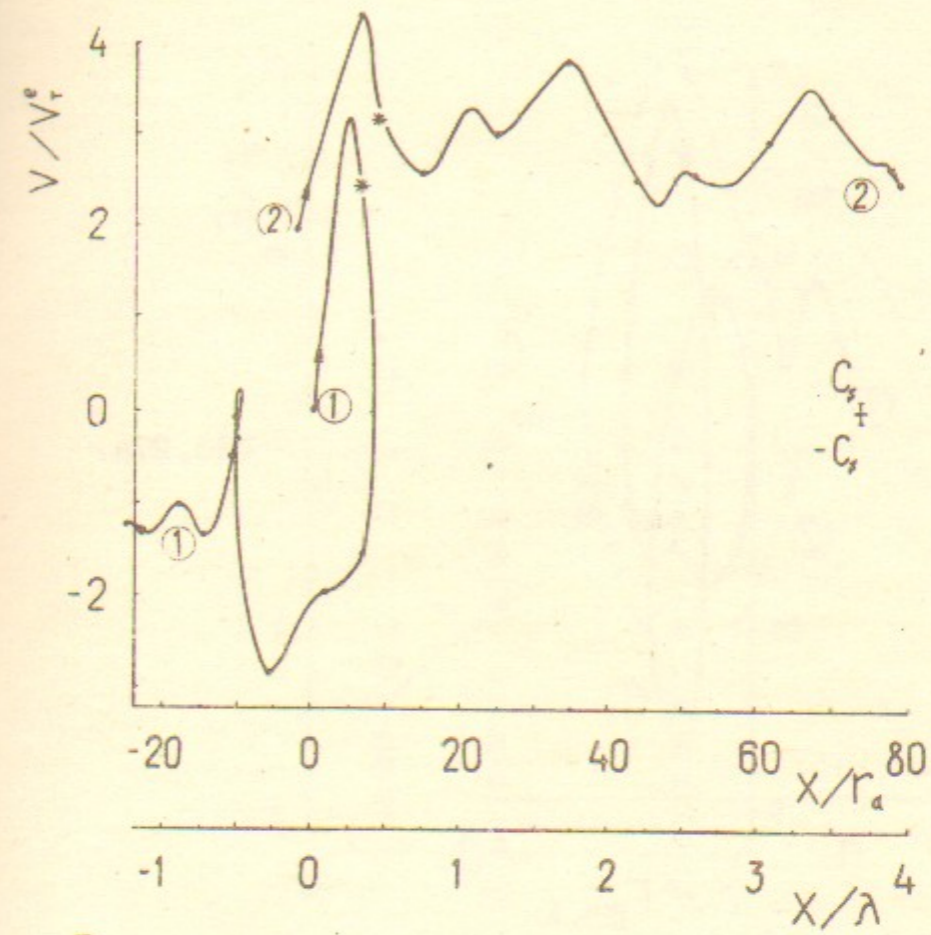


Рис. 26а

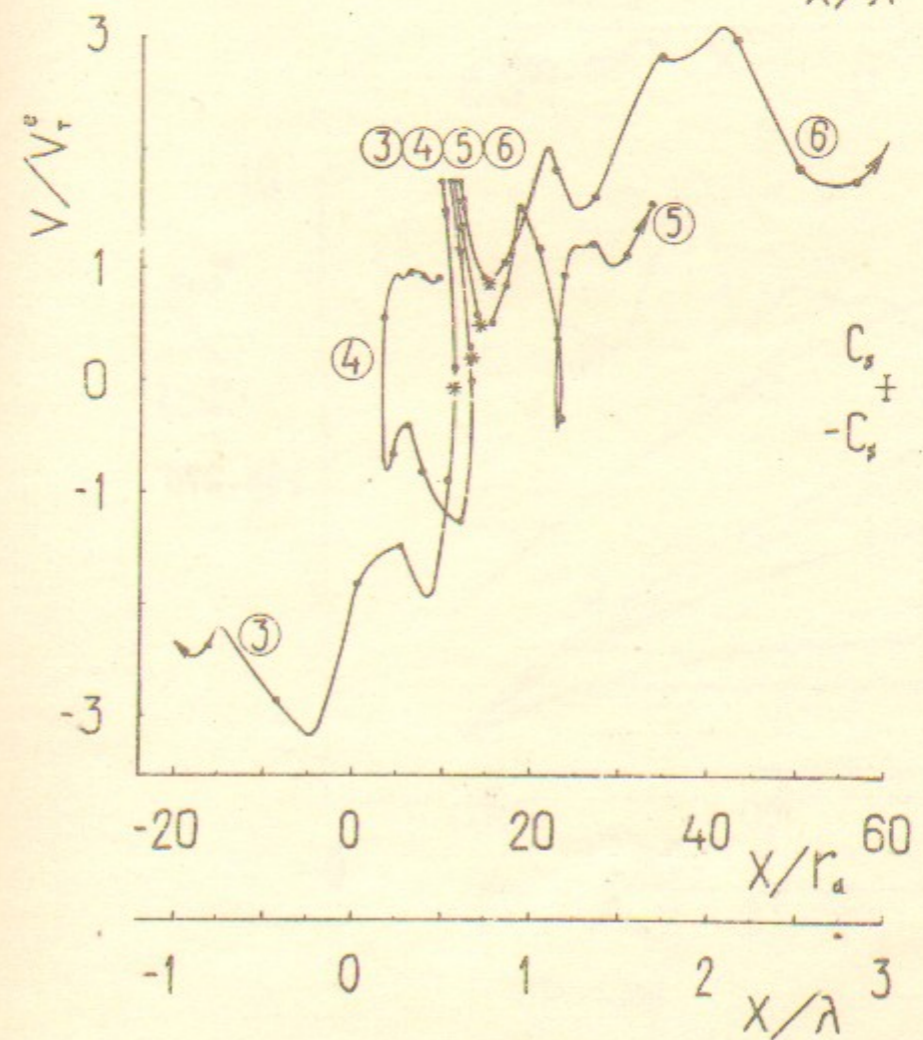


Рис. 26б

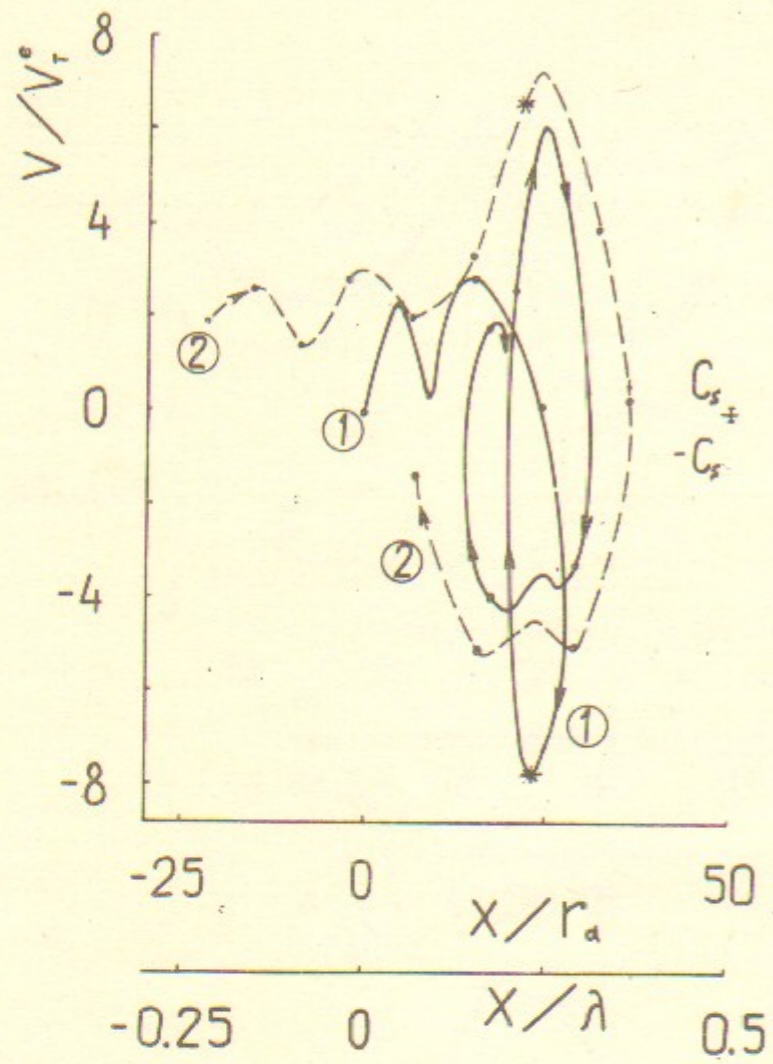


Рис. 27а

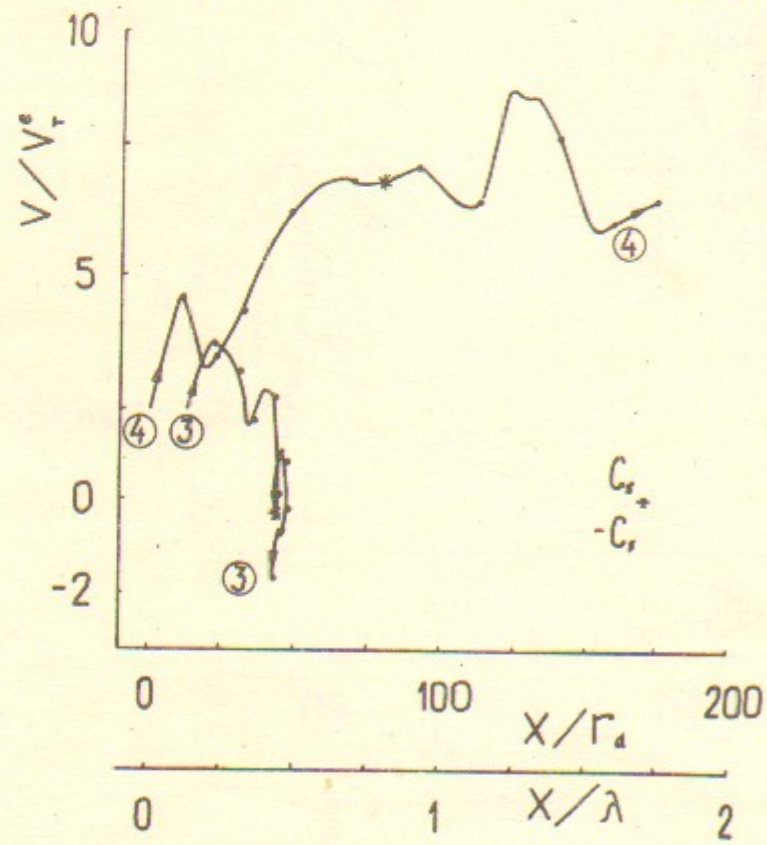


Рис. 27б

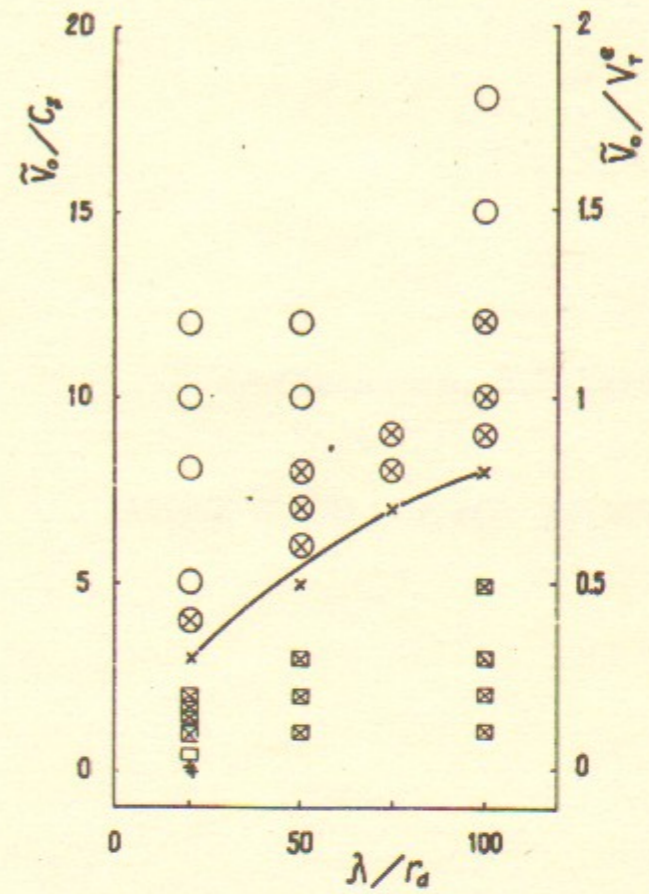


Рис. 28

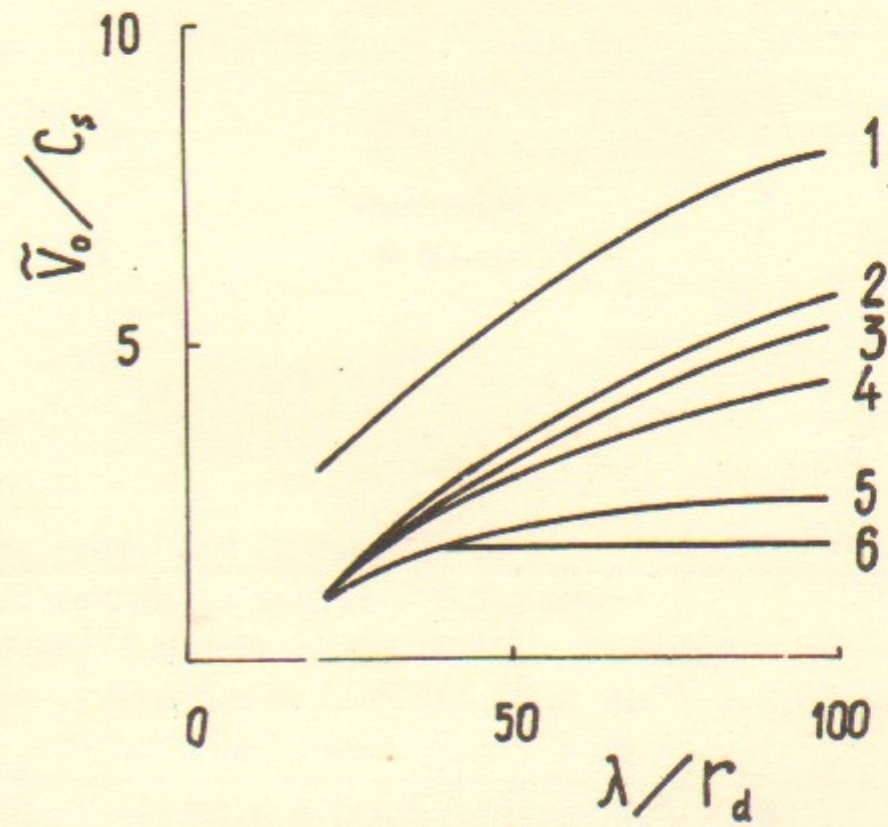


Рис. 29

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ИОННЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. II

Препринт
№ 83-89

Работа поступила 22 июля 1983г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 12.08.1983г. МН 03297

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл. 3,2 печ.л., 2,6 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 89

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90