

30

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ  
ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ .I.

ПРЕПРИНТ 81-43



Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты по исследованию неустойчивости одномерной ленгмюровской волны в неоднородной плазме с синусоидальным возмущением плотности (ионно-звуковая волна) с  $\lambda_i = \lambda_e$  в области параметров волны  $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_0 r_d)^2$ ,  $M/m = 10^2$ ;  $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2} - 12$ ;  $V_{ph}/V_T \sim 16-160$ ; параметры возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2} - 7 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/r_d = \lambda_e/r_d \sim 10^2 - 10^3$ ;  $V_{ph}^i = C_s = 0,1 V_T$ .

Если начальное возмущение плотности сравнимо с возмущением, создаваемым ленгмюровской волной, развитие неустойчивости ускоряется и определяется совместным действием модуляционной неустойчивости и конверсии (каскадный процесс  $\mathcal{E}_{k_e} + S_{k_i} = \mathcal{E}_{|k_e \pm \beta k_i|}$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ ). Если начальное возмущение превышает волновое, конверсия играет определяющую роль и приводит к концентрации поля в области спада плотности, к образованию солитоноподобной структуры и генерации гармоник с  $k = |k_e \pm \beta k_i|$ .

При малых начальных возмущениях плотности конверсия приводит к периодическому процессу, когда энергия перекачивается из волны в гармоники и обратно. При больших начальных возмущениях энергия перекачивается в более и более коротковолновые гармоники до начала затухания.

При длительном развитии конверсии в области локализации поля развивается "вторичная" модуляционная неустойчивость и "вторичная" конверсия на новом возмущении плотности, обусловленном этой неустойчивостью.

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 were made to investigate the instability of onedimensional Langmuir wave in the inhomogeneous plasma with sinusoidal density perturbation (ionsound wave) with  $\lambda_i = \lambda_e$ . The region of Langmuir wave parameters is  $E_0^2/8\pi nT > m/M > (k_0 r_d)^2$ ;  $M/m = 10^2$ ;  $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2} - 12$ ;  $V_{ph}/V_T \sim 16-160$ ; the parameters of the density perturbation are  $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2} - 7 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/r_d = \lambda_e/r_d \sim 10^2 - 10^3$ ;  $V_{ph}^i = C_s = 0,1 V_T$ .

If the initial density perturbation is comparable with the density perturbation, excited by the Langmuir wave, the development of the instability is accelerated due to the joint action of the modulational instability and the conversion (the cascade process  $\mathcal{E}_{k_e} + S_{k_i} \rightarrow \mathcal{E}_{|k_e \pm \beta k_i|}$ ;  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ ). If the initial perturbation is higher than the perturbation by the wave, the conversion plays the main role and leads to the concentration of the electric field in the region where the density decreases, to the formation of a solitonlike structure and to the excitation of the wave modes with wave numbers  $k = |k_e \pm \beta k_i|$ .

In the case of low initial density perturbation the conversion leads to a periodic process, when the wave and the modes exchange the energy forth and back. In the case of high initial perturbation the conversion leads to the excitation of the more and more shortwavelength modes up to the beginning of the damping.

In the case of long-time development of the conversion the "secondary" modulational instability develops in the region of the electric field localization and the "secondary" conversion develops on the density perturbation due to this instability.

Ранее были проведены численные эксперименты (метод "час- в ячейках") по исследованию неустойчивости и затухания одномер- ных ленгмюровских волн в однородной плазме /1-5/. Было показано, что основными процессами при развитии неустойчивости являются "стимулированный распад" (начальная стадия неустойчивости, свя- занная с возмущением плотности полем волны), модуляционная не- устойчивость, конверсия на возмущениях плотности, захват элект- тронов волной и её гармониками /5/. "Стимулированный распад" и модуляционная неустойчивость приводят к модуляции волны, обра- зованию за счет действия пондеромоторной силы впадины плотности и концентрации в ней электрического поля. В результате образу- ется неравновесный солитон, который больше и больше сжимается с течением времени. В области начальных параметров волны  $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$  скатие неравновесного солитона приводит к образованию квазистационарного ленгмюровского соли- тона, если  $E_0^2/8\pi nT < k_0 r_d$  (это согласуется с нелинейной тео- рией, например /6/), или продолжается до начала затухания (кол- лас), если  $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ . Если  $E_0^2/8\pi nT > 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$  (область, где существенная электронная нелинейность /4/), разви- тие модуляционной неустойчивости ограничивается затуханием. Ес- ли  $E_0^2/8\pi nT > 4 \cdot 10^{-2}/(k_0 r_d)^2$  (область захвата электронов и сильного затухания /4/), волна затухает с самого начала и неус- тойчивость не развивается. Если неустойчивость ленгмюровской волны приводит к большим возмущениям плотности, становится су- щественной конверсия волны и её гармоник на этих возмущениях.

Конверсия ленгмюровской волны на возмущениях плотности ис- следовалась ранее теоретически /7-II/ и наблюдалась эксперимен- тально /12,13/. Было показано /8/, что конверсия может рассмат- риваться как квазирезонансное взаимодействие ленгмюровской и ионной волны конечной амплитуды, когда резонансные условия вы- полнены для волновых векторов, но не для частот. С другой точки зрения конверсия может рассматриваться как разложение начальной волны на гармоники, которые являются собственными волнами неод- нородной плазмы. Конверсия представляет собой каскадный процесс  $l_{k_e + S k_i} \rightarrow l_{k_e + \beta k_i} + l_{k_e - \beta k_i}$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ , который приводит к генерации коротковолновых гармоник волны с волновыми номерами

$k_{N+} = k_e + \beta k_i$  (прямые волны) и  $k_{N-} = k_e - \beta k_i$  (прямые или об- ратные волны).

Ранее были проведены численные эксперименты по исследованию конверсии в неоднородной плазме с синусоидальными возмущениями плотности /14-16/. Было показано, что в широком диапазоне пара- метров ( $E_0^2/8\pi nT \sim 3 \cdot 10^{-8} + 3$ ;  $\tilde{n}/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-5} + 5 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/\lambda_e \sim 10^{-1} - 10$ ) конверсия не имеет порога и приводит к генерации гармоник с вол- новыми векторами  $k_N = k_e \pm \beta k_i$ . Развитие гармоник во времени описывается модулем функций Бесселя порядка  $\beta$   $E_N^N/E_0(t) = |J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 t)|$ . В случае длинноволновых возмущений плотности  $\lambda_i \geq \lambda_e$  с кратными длинами волн  $\lambda_i/\lambda_e = 1, 2, 3, \dots$  возбуждаются только прямые волны  $k_N = |k_e \pm \beta k_i|$ , амплитуда которых также описыва- ется модулем функций Бесселя порядка  $\beta$ . В случае  $\lambda_i = \lambda_e$   $k_e + \beta k_i = |k_e - (\beta+2)k_i|$ , так что амплитуда гармоники с номером  $N$  описывается модулем суммы функций Бесселя порядка  $\beta$  и  $\beta + 2$   $E^N/E_0(t) = |J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 t) + J_{\beta+2}(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 t)|$ .

При малых возмущениях плотности генерируется небольшое чис- ло гармоник. Развитие конверсии приводит к квазистационарному периодическому процессу, при котором энергия перекачивается из основной волны в новые гармоники и обратно /8,16/. При больших возмущениях плотности за счет каскадного процесса энергия пере- качивается в более и более коротковолновые гармоники до тех пор пока не начнется затухание /14,15/.

В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции волны, локализации электрического поля во впадине плотности (в случаях  $\lambda_i < \lambda_e$  - вблизи дна впадины, в случаях  $\lambda_i \geq \lambda_e$  в области спада плотности) и образовании солитоноподобной струк- туры электрического поля. В отличие от модуляционной неустойчи- вости, где развивается самосогласованная структура локализован- ного поля и связанной с ним впадины плотности, конверсия приво- дит только к локализации поля. В плазме с неподвижными ионами /14/ локализация поля не сопровождается возмущением плотности, в плазме с подвижными ионами /15/ в области локализации поля развивается вторичная модуляционная неустойчивость и нарастает новая впадина плотности.

При малых начальных возмущениях плотности развитие конвер- сии приводит к периодическому процессу преобразования волны в

солитоноподобную структуру и обратно в волну /16/. При больших возмущениях плотности солитоноподобная структура дробится на более и более мелкомасштабные структуры до тех пор пока не начнется затухание. В /14/ показано, что затухание связано с захватом и ускорением нерезонансных электронов плазмы коротковолновыми гармониками. Такой захват приводит к затуханию с декрементом, который может значительно превосходить декремент затухания Ландау /4/.

Ранее было показано, что начальная стадия неустойчивости ленгмювской волны в однородной плазме обусловлена возмущением плотности плазмы ( $\lambda_i = \lambda_e$ ) полем волны /3/. В /1-3,5/ эта неустойчивость трактовалась как "стимулированный распад" — нерезонансный распад, стимулированный возмущением плотности, задаваемым полем волны. Однако в /16/ мы отказались от такой трактовки и показали, что эта стадия обусловлена конверсией волны на создаваемом ею самой возмущении плотности с  $\lambda_i = \lambda_e$ . В /16/ показано, что начальная неоднородность плотности начинает влиять на развитие неустойчивости, когда величина возмущения сравнима или превосходит возмущение плотности, создаваемое волной, причем развитие неустойчивости определяется суммарным возмущением.

В настоящей работе исследуется развитие неустойчивости одномерной ленгмювской волны в неоднородной плазме в области параметров волны  $E_0^2 / 8\pi n T > m/m > (k_0 r_d)^2$ ,  $M/m = 10^2$ . Задается синусоидальное возмущение плотности (ионно-звуковая волна) с  $\lambda_i = \lambda_e$  в фазе такой же, как фаза возмущения, создаваемого волной.

Если начальное возмущение плотности сравнимо с возмущением, создаваемым волной, развитие неустойчивости ускоряется и определяется совместным действием модуляционной неустойчивости и конверсии.

Если начальное возмущение превышает волновое, конверсия играет определяющую роль и приводит к концентрации поля в области спада плотности, к образованию солитоноподобной структуры и генерации гармоник более коротковолновых, чем основная волна. При малых начальных возмущениях плотности, когда возбуждено небольшое число гармоник, развитие конверсии приводит к квазистационарному периодическому процессу, при котором энергия пере-

качивается из основной волны в гармоники и обратно. При больших начальных возмущениях плотности конверсия приводит к перекачке энергии в более и более коротковолновые гармоники до тех пор, пока не начнется затухание.

Если конверсия развивается в течение ионного времени, концентрация поля за счет конверсии приводит к вторичной модуляционной неустойчивости. На возмущении плотности, которое развивается благодаря этой неустойчивости, идет вторичная конверсия (случай  $\lambda_i < \lambda_e$ ), которая приводит к быстрой перекачке энергии в коротковолновые гармоники и затуханию поля. Сравнительная роль этих процессов определяется начальными параметрами волны и возмущения плотности.

При больших начальных возмущениях плотности и небольших фазовых скоростях ленгмювской волны конверсия приводит к концентрации и затуханию поля за электронные времена, так что вторичная модуляционная неустойчивость не успевает развиваться и начальное возмущение практически не меняется.

#### Метод расчета

Для численного моделирования используется метод "частиц в ячейках". Рассматривается одномерная система с периодическими граничными условиями. Для понижения начального уровня шумов применяется метод "спокойного старта". Для электронов и ионов задается максвелловское распределение по скоростям с отношением температур  $T_i/T_e = 30$ . Ионы задаются подвижными ( $M/m = 10^2$ ). Число ионов равно числу электронов и равно  $10^4$ , временной шаг обычно  $\tau/T_{oe} = 0,05$ . Поскольку число частиц ограничено, функция распределения обрезана на скорости  $v = 2v_T$ . При исследовании явлений, связанных с затуханием волн при захвате электронов это эквивалентно пренебрежению затуханием с декрементом  $\gamma/\omega_{oe} < 10^{-2}$  /4,5/.

Контроль правильности расчета проводится по сохранению полной энергии и импульса системы и по независимости результатов от счетных параметров. Более подробно метод расчета описан в работе /5/. Правильность модели и метода расчета подтверждается сравнением результатов численного эксперимента с результатами теории, согласующейся с лабораторным экспериментом (взаимодействие пучка малой плотности с плазмой, затухание волн малой конечной амплитуды).

Монохроматическая волна с полем  $E(x,t) = -E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x)$  задается в начальный момент времени возмущением плотности и скоростей электронов. Здесь  $\omega^2 = \omega_{oe}^2 + 3k_0^2 v_T^2$ ;  $k_0 = 2\pi/\lambda_e$ ;  $\lambda_e$  — длина волны;  $\omega_{oe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}$ ;  $v_T = \sqrt{T_e/m}$ ;  $v_\phi = \omega_0/k_0$  — фазовая скорость;  $T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$  — период плазменных колебаний.

Синусоидальное ионное возмущение (ионно-звуковая волна)  $n(x) = n_0 + \tilde{n} \cos k_i x$ ,  $\tilde{n}_i(x) = n(x) - n_0$  задается возмущением плотности плазмы с амплитудой  $\tilde{n}/n_0$ , длиной волны  $\lambda_i = 2\pi/k_i = \lambda_e$  и фазовой скоростью  $c_s = \sqrt{T_e/M}$ . Фаза ионного возмущения (максимум на  $x=0$  и  $\lambda_i$ ; минимум на  $x = \lambda_i/2$ ) противоположна фазе ленгмюровской волны в начальный момент времени (максимум на  $x = \frac{\lambda_e}{2}$ ) и совпадает с фазой ионного возмущения, возбуждаемого волной (минимум на  $x = \lambda_e/2$  /3/).

Гармоники, генерируемые при конверсии  $k_N = |k_e \pm \beta k_i|$ , удобно характеризовать номером гармоники  $N = \lambda_N/\lambda_e$ ,  $N_i = N_e = 1$ . При конверсии в случае  $\lambda_i = \lambda_e$  генерируются гармоники с номерами  $N = |1 \pm \beta| = 2, 3, 4, \dots$

Численные эксперименты проводились при параметрах волны, которые исследовались ранее в численных экспериментах в однородной плазме /1,5/: случаи 1-4 —  $\lambda_e/r_d = 100$ ;  $v_\phi/v_T = 16$ ;  $E_0^2/8\pi n T \sim 4 \cdot 10^{-2} + 12$ ;  $\lambda_i/r_d = 100$  или 300; случаи 5 —  $\frac{E_0^2}{8\pi n T} \sim 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d \sim 10^2 + 10^3$ ;  $v_\phi/v_T \sim 16-160$ . Параметры волн лежат в области  $E_0^2/8\pi n T > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$  и включают случаи, когда параметры лежат в области линейных волн  $E_0^2/8\pi n T < 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$  (случай 1,2 —  $\frac{E_0^2}{8\pi n T} = 4 \cdot 10^{-2}$  и  $3 \cdot 10^{-1}$ , случаи 5 —  $\frac{E_0^2}{8\pi n T} = 1,6$ ;  $v_\phi/v_T = 48$  и 160) и в области нелинейности  $E_0^2/8\pi n T > 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$  далеко (случай 3 —  $\frac{E_0^2}{8\pi n T} = 1,6$ ) или близко (случай 4 —  $\frac{E_0^2}{8\pi n T} = 12$ ) от области захвата электронов и сильного затухания  $\frac{E_0^2}{8\pi n T} > 4 \cdot 10^{-2}/(k_0 r_d)^2$  (затухание с декрементом  $\delta/\omega_{oe} \approx 10^{-2}$ ). Границы областей нелинейности и захвата были найдены ранее /4,5/. Следует отметить, что в численных экспериментах /1,5/ в области  $E_0^2/8\pi n T > 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$  в начальный момент времени волны задавались нелинейными. В этой работе всегда задаются монохроматические волны, что приводит к небольшим отличиям от /1,5/.

Параметры ионного возмущения (ионно-звуковой волны):  $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2} + 7 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/r_d = \lambda_e/r_d \sim 10^2 + 10^3$ ;  $c_s/v_T = 10^{-1}$ .

Использовалось спектральное и динамическое описание развития неустойчивости. Для спектрального описания использовались спектры  $E^N(N)$  и кривые зависимости амплитуды гармоники от времени  $E^N(t)$ . Обратные волны приводят к колебаниям амплитуды с периодом  $\sim T_{oe}$ . При наличии колебаний амплитуды кривые строились по средним точкам, амплитуда обратных волн отмечалась вертикальными прямыми.

Для динамического описания использовалось распределение поля  $E(x)$  и возмущения плотности  $\tilde{n}(x)$  в разные моменты времени и кривые зависимости от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  и максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ , здесь  $E_m$  — максимальное значение  $E(x)$  за период  $T_{oe}$ ,  $\tilde{n}_m$  — максимальное значение  $\tilde{n}(x)$  в данный момент времени ( $\tilde{n}_m$  — возмущение на дне впадины плотности). Момент времени, когда достигает максимума кривая  $E_m^2/E_0^2(t)$  обозначается  $t_{max}$ ,  $\frac{\tilde{n}_m(t)}{n_0} - t_m$ .

Для описания затухания использовались фазовые плоскости электронов, функции распределения электронов по скоростям и кривые зависимости от времени энергии поля  $W_E(t)$  и возмущенной энергии электронов  $\Delta W_e(t)$ ,  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ . Обратные волны приводят к колебаниям  $W_E$  и  $\Delta W_e$  с периодом  $\sim T_{oe}$ . При наличии таких колебаний кривые  $W_E(t)$ ,  $\Delta W_e(t)$  строились по средним точкам, амплитуда обратных волн отмечалась вертикальными прямыми.

Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. Зависимость от возмущения плотности.

Ранее /16/ было показано, что начальное возмущение плотности оказывает заметное влияние на развитие неустойчивости, если его величина сравнима или больше, чем возмущение, создаваемое самой волной. Кривые, характеризующие возмущение, создаваемое волной,  $\frac{\tilde{n}}{n_0}(t)$  ( $\tilde{n} = [(\tilde{n}^2)]^{1/2}$  — усредненная флуктуация плотности, совпадающая с амплитудой для монохроматического возмущения) показаны на Рис.1. Приведены кривые для случаев, исследованных ранее в однородной плазме /1/ и рассматриваемых в настоящей работе (случай 1-0 — 4-0). Как было показано в /3,16/, возмущение ионов полем волны приводит к скачку  $\tilde{n}(t)$  за  $1-2 T_{oe}$  и более медленному его росту в течение примерно ионного периода

( $T_{oi} = 10 T_{oe}$ ). Фаза возмущения плотности зависит от начальной фазы волны, причем впадина плотности (минимум возмущения) находится там, где в начальный момент времени находился максимум  $E(x)$ . Поскольку ионнозвуковая скорость мала,  $c_s = 0,1 V_T$ , возмущение практически не смещается. Одновременно с ростом этого возмущения начинается модуляция волны за счет конверсии, под действием пондеромоторной силы появляется и нарастает новое возмущение плотности, что также приводит к росту  $\tilde{n}(t)$  (Рис.1).

Как было показано в /16/, при задании начальной неоднородности плотности (начальной ионнозвуковой волны), фаза начального возмущения плотности играет заметную роль, так как конверсия, а затем и модуляционная неустойчивость развиваются в области, определяемой суммарным возмущением плотности (начальное возмущение и возмущение, создаваемой волной). В случае  $\lambda_i = \lambda_e$  это область спада плотности /14/. При большом начальном возмущении плотности развитие неустойчивости определяется фазой этого возмущения. В настоящей работе мы ограничимся случаем, когда фазы начального возмущения и возмущения, создаваемого волной, одинаковы. Минимальная величина  $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$  начального возмущения выбирается так, чтобы она превосходила возмущение волной (Рис.1).

$$\text{Область } E_0^2 / 8\pi n T < k_0 r_d$$

Ранее было показано, что в однородной плазме в этой области параметров развитие неустойчивости ленгмюровской волны приводит к образованию квазистационарного ленгмюровского солитона /1/. Ленгмюровский солитон представляет собой самосогласованную структуру поля и плотности, причем поле локализовано во впадине плотности, а распределение поля и плотности таково, что действие пондеромоторной силы уравнивается давлением плазмы. Неустойчивость волны с параметрами рассмотренного ниже случая I приводит в  $t/T_{oe} \approx 50$  к образованию солитона с параметрами  $E_m^2 / 8\pi n T \sim 10^{-1}$ ;  $(\tilde{n}/n_0)_m \sim 5 \cdot 10^{-2}$ ;  $\Delta x / r_d \sim 25$ .

Случай I.  $E_0^2 / 8\pi n T \sim 4 \cdot 10^{-2}$ ;  $\lambda_i / r_d = \lambda_e / r_d = 100$ ;  $V_\phi / V_T = 16$ .

Случай	I-0	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6
$\tilde{n}/n_0$	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-1}$

Часть этих случаев была более подробно рассмотрена ранее /16/. В случае I-I развитие неустойчивости сравнивалось со случаем, когда параметры волны и начального возмущения те же, что в случае I-0, но ионы плазмы неподвижны. При этом модуляционная неустойчивость исключена. Показано, что эти два случая почти не различаются, откуда следует, что развитие неустойчивости волны в случае I-I полностью определяется конверсией. Это неудивительно, т.к. начальное возмущение  $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$  значительно превосходит возмущение, создаваемое волной (Рис.1, кривая I-0). При начальных возмущениях  $\tilde{n}/n_0 > 3 \cdot 10^{-2}$  развитие неустойчивости также определяется конверсией.

В /16/ показано, что в случае I-I развитие конверсии приводит к возбуждению небольшого числа гармоник  $N = 2-3$  и к квазистационарному периодическому процессу, при котором энергия перекачивается из основной волны в гармоники и обратно. Это можно видеть из кривых  $E^N/E_0(t)$  (Рис.2а-в, кривые I-I) для основной волны и гармоник  $N = 2$  и 3. Особенно четко периодичность процесса видна по кривым для основной волны.

В динамическом описании этому процессу соответствует периодическое преобразование монохроматической волны в солитоноподобную структуру и обратно. При образовании солитоноподобной структуры поле локализуется в области спада плотности. Плотность энергии поля сначала растет, а затем остается примерно постоянной. С течением времени эта структура опять преобразуется в бегущую монохроматическую волну. Плотность энергии при этом падает, а затем начинает расти снова при повторении цикла. Это видно из Рис.3, где показаны кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$ , характеризующие плотность энергии ( $E_m$  - максимальное значение  $E(x)$  за плазменный период  $T_{oe}$ ). При локализации поля начинает действовать пондеромоторная сила и впадина плотности начинает подстраиваться к локализованному полю. Однако изменения её невелики. Проследить за дальнейшей эволюцией возмущения плотности не удается из-за роста шумов, которые в  $t/T_{oe} > 35-40$  становятся сравнимыми с заданным возмущением.

Из сравнения кривых I-0 и I-I на Рис.2 и 3 видно, что конверсия в случае I-I развивается значительно быстрее, чем модуляционная неустойчивость в случае I-0. Меняется и характер устано-

вившегося состояния - модуляционная неустойчивость приводит к образованию квазистационарного ленгмюровского солитона с распределением поля и плотности, показанным на Рис.4, I-0 /I/, конверсия - к периодическому процессу.

При увеличении начального возмущения плотности сохраняется определяющая роль конверсии. Как было показано в /I4/, развитие гармоник при конверсии описывается функциями Бесселя  $E_{\beta}^N/E_0(t) = |J_{\beta}(\pi \tilde{n}/n_0 t/\tau_{oe})|$ . При изменении  $\tilde{n}/n_0$  максимум этих кривых не меняется, а положение его на оси  $t$  меняется обратно пропорционально  $\tilde{n}/n_0$ . Как видно из Рис.2б,в, это наблюдается и в случаях I-1 - I-6, причем скорость роста гармоник увеличивается с ростом  $\tilde{n}/n_0$ .

В случаях I-2 и I-3 развитие конверсии так же, как и в случае I-1, приводит к периодическому процессу перекачки энергии из основной волны в новые гармоники и обратно, так что амплитуда основной волны достигает начальной величины (Рис.2а-в), хотя число новых гармоник заметно больше. В случае I-2 возбуждено три новых гармоники  $N = 2-4$ , в случае I-3 - четыре,  $N = 2-5$  (более высокие гармоники имеют пренебрежимо малую амплитуду). В случае I-4 возбуждено уже 5 гармоник  $N = 2-6$ , начинает нарастать и гармоника  $N = 7$ . Так же как и в предыдущих случаях, энергия передается из основной волны в эти гармоники, а затем начинает возвращаться в волну (Рис.2а, кривая I-4). Однако из-за заметной амплитуды высоких гармоник  $N = 6-7$  в  $t/\tau_{oe} \approx 10$  становится возможным захват электронов этими гармониками и начинается затухание. Более подробно случаи I-2 - I-4 рассмотрены в /I6/. Локализация поля в этих случаях (Рис.4) приводит к возмущению плотности за счет действия ponderomotorной силы, однако, эти возмущения только незначительно меняют начальное возмущение.

В случае I-5, I-6 развитие конверсии приводит к быстрому нарастанию большого числа гармоник, так что захват электронов и затухание в случае I-5 начинается уже в  $t/\tau_{oe} \sim 3-4$ , а в случае I-6 - в  $t/\tau_{oe} \sim 1-2$  (Рис.3). Поле успевает локализоваться в области спада плотности (Рис.4), однако, практически не успевает возмутить плотность. Таким образом, при больших возмущениях поле волны локализуется и затухает за электронные времена, раньше, чем успевает развиваться модуляционная неустойчивость.

Как было показано в /I4/, затухание поля обусловлено захватом электронов достаточно коротковолновыми гармониками и их ускорением при диффузии по пересекающимся областям захвата соседних гармоник. Поскольку в случае  $\lambda_i = \lambda_e$  возбуждаются только прямые волны ( $v_{\phi}^N > 0$ ), электроны могут ускоряться только в области положительных скоростей  $v > 0$ . Действительно, в случаях I-4 - I-6 функции распределения электронов по скоростям резко асимметричны и практически не различаются (Рис.5).

Таким образом, в области волн небольшой амплитуды  $E_0^2/8\pi nT < k_0 r_d$ , даже небольшие возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0 \sim 10^{-2}$  приводят к конверсии со скоростью развития, превышающей скорость модуляционной неустойчивости. Хотя конверсия приводит к локализации электрического поля, квазистационарный солитон не образуется. При малых возмущениях плотности конверсия приводит к периодическому процессу перекачки энергии из монохроматической волны в новые гармоники (в солитоноподобную структуру) и обратно. При больших возмущениях развивается большое число гармоник, что приводит к затуханию. Как было показано в /I6/, если затухать могут только очень высокие гармоники (волна с той же амплитудой, но большой фазовой скоростью), то конверсия приводит к перекачке энергии в более и более коротковолновые гармоники (солитоноподобная структура дробится на более мелкомасштабные) до тех пор, пока не начнется затухание.

$$\text{Область } 10^{-3}/(k_0 r_d)^2 > \frac{E_0^2}{8\pi nT} > k_0 r_d$$

Ранее было показано, что в однородной плазме в этой области параметров при неустойчивости ленгмюровской волны наблюдается коллапс /I/ - развитие модуляционной неустойчивости приводит к образованию впадины плотности, концентрации поля, образованию неравновесного солитона и его сжатия. При сжатии солитона растет плотность энергии и глубина впадины. Процесс сжатия продолжается до тех пор, пока не начинается затухание.

Случай 2.  $E_0^2/8\pi nT = 3 \cdot 10^{-1}$ ;  $\lambda_i/r_d = \lambda_e/r_d = 100$ ;  $v_{\phi}/v_T = 16$ .

Случай	2-0	2-1	2-2	2-3	2-4
$\tilde{n}/n_0$	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$

Рассмотрим случай 2-0 /I/. Из кривых  $E_m^2/E_0^2(t)$  (Рис.6) видно, что модуляционная неустойчивость приводит к значительному росту плотности энергии поля и заметному увеличению впадины плотности (Рис.7) при сжатии неравновесного солитона. Рост впадины плотности приводит к конверсии волны на этом возмущении (будем называть её вторичной конверсией). Поскольку размер впадины меньше длины волны  $\lambda_e$  /I/, этот случай эквивалентен случаю  $\lambda_i < \lambda_e$ . Как было показано ранее /I4/, в случае  $\lambda_i < \lambda_e$  конверсия приводит к генерации коротковолновых гармоник и обратных волн (к образованию стоячей волны и концентрации поля в области дна впадины плотности). Появление обратных волн в  $t/T_{oe} > 20$  хорошо видно по кривым  $E''/E_0(t)$  (Рис.8а-в). Сжатие неравновесного солитона и вторичная конверсия продолжают до тех пор, пока в  $t/T_{oe} \sim 35$  не начинается затухание. Поскольку возбуждены и прямые и обратные (из-за конверсии) волны, захват электронов происходит в области как положительных  $V > 0$ , так и отрицательных  $V < 0$  скоростей, так что функция распределения симметрична (Рис.5б). После затухания поля впадина продолжает нарастать за счет инерции ионов до  $t/T_{oe} \sim 45$  (Рис.7), а затем схлопывается.

В случае 2-1 задание начальной неоднородности  $\tilde{n}/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$  заметно ускоряет развитие неустойчивости (Рис.6), т.к. гармоники конверсии растут быстрее, чем гармоники модуляционной неустойчивости (Рис.8б,в). Однако основную роль продолжает играть модуляционная неустойчивость, так что рост концентрации поля сопровождается ростом впадины плотности (Рис.7), что приводит к вторичной конверсии (случай  $\lambda_i < \lambda_e$ ) и возбуждению обратных волн. Затухание начинается несколько раньше, чем в случае 1-0. Захватывают электроны как прямые, так и обратные волны, так что функция распределения не отличается от случая 1-0.

В случае 2-2 определяющую роль играет конверсия. До  $t/T_{oe} \sim 20$ , подобно случаям 1-1 - 1-3, конверсия приводит к перекачке энергии из основной волны в гармоники  $N = 2-4$  и обратно (Рис.8а-в). Энергия поля к  $t/T_{oe} \sim 7$  локализуется в области спада плотности, а затем к  $t/T_{oe} \sim 20$  опять возвращается в бегущую волну. Однако локализованное поле за счет действия ponderomotorной силы успевает значительно возмутить ионы, так что впадина плотности начинает нарастать (Рис.7), что приводит к вторичной модуляционной неустойчивости и вторичной конверсии. Новый цикл локализации поля

и вторичная конверсия приводят в  $t/T_{oe} > 25$  к затуханию поля (Рис.6).

В случаях 2-3, 2-4, подобно случаям 1-5, 1-6, конверсия приводит к быстрому росту большого числа гармоник (Рис.8а-в), так что поле локализуется за электронные времена и уже в  $t/T_{oe} \sim 2-4$  начинается затухание. Локализованное поле только слегка возмущает плотность в случае 2-3 и совсем не возмущает ее в случае 2-4 (Рис.7). Вторичной конверсии в этих случаях нет, обратные волны не возбуждаются, так что захватывают электроны в области  $V > 0$  только прямые волны и функция распределения резко асимметрична (Рис.5в).

$$\text{Область } E_0^2/8\pi nT > 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$$

Ранее было показано, что небольшая электронная нелинейность ( $E_0^2/8\pi nT \approx 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$ ) не меняет существенно развития неустойчивости в однородной плазме /I/. Неустойчивость также приводит к образованию неравновесного солитона и коллапсу. Основным отличием этой области является то, что затухание довольно быстро ограничивает развитие неустойчивости. В тех случаях, когда начальные параметры волны близки к границе захвата  $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2}/(k_0 r_d)^2$ , затухание начинается параллельно с развитием неустойчивости и препятствует образованию неравновесного солитона и развитию коллапса /I/.

$$\text{Случай 3. } E_0^2/8\pi nT = 1,6; \lambda_i/r_d = \lambda_e/r_d = 100; V_\phi/V_T = 16.$$

Случай	3-0	3-1	3-2	3-3	3-4
$\tilde{n}/n_0$	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$

Кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  для этих случаев приведены на Рис.9. Видно, что в случае 3-0 модуляционная неустойчивость приводит к быстрому росту поля. Однако с  $t/T_{oe} \sim 13$  развитие неустойчивости ограничивается затуханием (рис.10), причем захватывать электроны начинает уже третья гармоника, когда её амплитуда становится достаточно большой. Неустойчивость приводит к образованию неравновесного солитона и впадины плотности (Рис.11а). Так же как в случае 2-0 вторичная конверсия на этом возмущении приводит к генерации обратных волн, так что после затухания поля функция распределения симметрична. Подобно случаю 2-0 впадина плотности нарастает до  $t/T_{oe} \sim 35$  (Рис.11б), а затем схлопывается.



При задании начальной неоднородности  $\tilde{n}/n_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$  параллельно с модуляционной неустойчивостью развивается конверсия, которая приводит к росту гармоник более быстрому, чем при модуляционной неустойчивости. При этом образуется солитоноподобная структура в области спада плотности (Рис. IIa) и  $E_m^2/E_0^2$  быстро растет (Рис. 9). По кривым  $E^*/E_0(t)$  видно, что при  $\tilde{n}/n_0 \approx 9 \cdot 10^{-2}$  конверсия играет определяющую роль.

В рассматриваемых случаях фаза начального возмущения задается совпадающей с фазой возмущения, создаваемого волной. При этом область локализации поля при модуляционной неустойчивости и при конверсии одинакова. В [16] показано, что при задании другой фазы начального возмущения при тех же параметрах волны, область локализации поля при  $\tilde{n}/n_0 > 5 \cdot 10^{-2}$  зависит от этой фазы и всегда находится в области спада плотности.

Действие пондеромоторной силы в области локализации поля приводит к вторичной модуляционной неустойчивости и росту новой впадины плотности во всех случаях, кроме случая 3-4, где новая впадина не успевает развиться до затухания поля и начальное возмущение почти не меняется. Рост нового возмущения плотности приводит к вторичной конверсии ( $\lambda_i < \lambda_e$ ). Возбуждение обратных волн при этой конверсии приводит (в  $t \geq t_{max}$ ) к образованию стоячей волны с двумя максимумами поля, так что с течением времени образуется вторая впадина плотности, если вторичная конверсия играет существенную роль. Этот эффект наблюдался ранее [1] для случаев 2-0, 3-0. Из Рис. IIб видно, что вторая впадина ( $x/r_d \sim 50$ ) образуется в случаях 3-0 - 3-2, в случае 3-3 ее практически не видно, так что вторичная конверсия в этом случае не успевает развиться. Это подтверждается видом функций распределения после затухания поля. Действительно в случаях 3-0-3-2 функция распределения практически симметрична, в случае 3-3 появляется асимметрия, а в случае 3-4 она полностью асимметрична.

Таким образом, в случаях 3-2 - 3-4 конверсия приводит к образованию солитоноподобной структуры. В области локализации поля развивается вторичная модуляционная неустойчивость. В случаях 3-0 - 3-2 на впадине, связанной с первичной или вторичной модуляционной неустойчивостью, развивается вторичная конверсия. С ростом начального возмущения, растет число и скорость роста гармоник конверсии, что приводит к более раннему затуханию

(Рис. I0), которое и ограничивает развитие неустойчивости.

Случай 4.  $E_0^2/8\pi nT = 12$ ;  $\lambda_i/r_d = \lambda_e/r_d = 100$ ;  $V_\phi/V_T = 16$ .

случай	4-0	4-1	4-2	4-3	4-4	4-5
$\tilde{n}/n_0$	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-1}$

Параметры волны в случае 4 лежат близко к границе захвата и сильного затухания  $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2}/(k_0 r_d)^2$ , так что захватывать электроны может уже вторая гармоника при достаточно большой амплитуде. При развитии неустойчивости в этих случаях существенную роль играет затухание. В случае 4-0 оно начинается в  $t/T_{oe} \sim 4$  и приводит к ограничению развития неустойчивости (Рис. I2). Поле, однако, успевает до затухания сконцентрироваться (Рис. I3а) в области спада плотности возмущения, создаваемого самой волной, которое в этом случае имеет значительную величину (Рис. I).

Задание начальной неоднородности приводит к более быстрой концентрации поля (Рис. I2), но и к более раннему затуханию. При  $\tilde{n}/n_0 \approx 9 \cdot 10^{-2}$  скорость конверсии значительно превосходит скорость модуляционной неустойчивости, при  $\tilde{n}/n_0 \approx 2 \cdot 10^{-1}$  конверсия приводит к локализации  $E_0$  (Рис. I3а) практически за один плазменный период. При  $\tilde{n}/n_0 > 9 \cdot 10^{-2}$  затухание также начинается в первый плазменный период и скорость его растет с ростом  $\tilde{n}/n_0$ , что видно по кривым  $W_E(t)$ . Однако скорость конверсии растет с ростом  $\tilde{n}/n_0$  быстрее, чем скорость затухания, так что максимум кривых  $E_m^2/E_0^2(t)$  растет (Рис. I2).

Действие пондеромоторной силы в области локализации поля приводит к сильному возмущению плотности. В случаях 4-0 - 4-3 впадина плотности растет до  $t/T_{oe} \sim 25-30$ , где глубина впадины достигает величины  $\tilde{n}/n_0 \sim 0,5$  (Рис. I3б). В случаях 4-4 - 4-5 глубина впадины меняется не очень сильно, но плазма вытесняется из области локализации поля, так что форма впадины меняется (Рис. I3б).

Во всех этих случаях захватывать электроны начинает вторая гармоника. Из-за пересечения областей захвата второй и первой гармоник захваченные электроны переходят в область захвата первой гармоники и ускоряются до скоростей  $v \sim v_\phi + 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$ , превосходящих фазовую скорость основной волны, так что функция распределения асимметрична уже в случае 4-0 [1] и практически одинакова во всех случаях (Рис. 5г).

### Зависимость от амплитуды

Проанализируем зависимость развития неустойчивости от амплитуды. Развитие модуляционной неустойчивости в однородной плазме при разных амплитудах ленгмювской волны исследовалось ранее [1]. На Рис.14а показаны кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  для случаев 1-0 - 4-0, рассмотренных в настоящей работе. Видно, что скорость роста неустойчивости возрастает с ростом амплитуды волны. Развитие неустойчивости имеет разный характер при разных амплитудах. В случае 1-0 (область  $E_0^2/8\pi nT < k_0 r_d$ ) оно приводит к образованию солитона и плато на кривой  $E_m^2/E_0^2(t)$ . В случае 2-0 (область  $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ ) наблюдается коллапс. В случаях 3-0, 4-0 (область  $E_0^2/8\pi nT > 10^{-3}/(k_0 r_d)^2$ ) развитие неустойчивости ограничивается затуханием.

Развитие неустойчивости характеризуют также кривые  $E^N/E_0(t)$  (Рис.15а) для амплитуды второй гармоники (прямая волна). Видно, что скорость роста гармоник возрастает с ростом  $E_0$ . Величина максимума  $E^N/E_0(t)$  и момент его достижения уменьшаются с ростом  $E_0$  из-за более раннего затухания. Такой же характер имеют кривые для более высоких гармоник.

Такой же характер имеют кривые  $E^N/E_0(t)$  и в случае неоднородной плазмы при  $\tilde{n}/n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$  (Рис.15б), что указывает на заметную роль модуляционной неустойчивости в случаях 2-1-4-1 (в случае 1-1, как было показано выше, определяющую роль играет конверсия). Из кривых  $E_m^2/E_0^2(t)$  (Рис.14б) видно, что и конверсия вносит заметный вклад в развитие неустойчивости - скорости роста  $E_m^2/E_0^2(t)$  сближаются, так что начальные участки кривых практически совпадают. Конверсией же определяются и плоские вершины кривых в случаях 1-1 и 2-1.

В случае  $\tilde{n}/n_0 = 9 \cdot 10^{-2}$  кривые  $E^N/E_0(t)$  имеют совершенно другой вид. (Рис.15в). Видно, что кривые для случаев 1-3, 2-2, 3-2 практически совпадают. Совпадает с ними и начальный участок кривой для случая 4-2, далее эта кривая лежит ниже остальных, откуда следует, что в этом случае вторая гармоника затухает. Такой же характер имеют кривые  $E^N/E_0(t)$  и для более высоких гармоник. Так для третьей гармоники совпадают кривые в случаях 1-3 и 2-2 и начальные участки кривых в случаях 3-2 и 4-2. Сами эти кривые лежат ниже, что указывает на затухание 3-й гармоники в этих слу-

чаях -  $E_0^2/8\pi nT \approx 1,6$ . Совпадение кривых  $E^N/E_0(t)$  показывает, что в этих случаях определяющую роль играет конверсия. Действительно, ранее [14] было показано, что изменение относительной амплитуды  $E^N/E_0(t)$  при конверсии описывается функциями Бесселя с аргументом  $\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 e t$ , так что кривые  $E^N/E_0(t)$  при разных  $E_0$  совпадают.

Из Рис.14в виден разный характер кривых  $E_m^2/E_0^2(t)$  в разных случаях. Как было показано выше, это связано с разным характером развития конверсии. Так в случаях 1-3 и 2-2 развитие конверсии приводит к периодическому процессу, причем в случае 1-3 этот процесс имеет квазистационарный характер. В случае 2-2 развивается вторичная модуляционная неустойчивость, что приводит к затуханию. В случаях 3-2 и 4-2 развитие конверсии ограничено затуханием.

В случае  $\tilde{n}/n_0 = 0,2$  определяющую роль играет конверсия. Кривые  $E^N/E_0(t)$  совпадают за исключением случая 4-3, когда есть затухание (Рис.15г). Кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$  (Рис.14г) показывают, что скорость конверсии во всех случаях одинакова. Развитие конверсии ограничивается затуханием тем раньше, чем больше  $E_0$ .

В случаях  $\tilde{n}/n_0 = 0,4$  и  $0,7$  кривые имеют такой же вид, как на Рис.14г, 15г, но скорость роста конверсии возрастает с  $\tilde{n}/n_0$ , а затухание начинается раньше.

### Зависимость от фазовой скорости

Выше было показано, что при больших возмущениях плотности развитие конверсии волн с фазовой скоростью  $V_\phi/V_T = 16$  довольно быстро ограничивается затуханием. При увеличении фазовой скорости волны захватывать электроны могут только более высокие гармоники, так что затухание должно начинаться позже. Это позволяет проследить развитие конверсии в течение более длительного времени. Рассмотрим волны с разными фазовыми скоростями в неоднородной плазме.

Случай 5.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\lambda_e/r_d = \lambda_e/r_d$ ;  $\tilde{n}/n_0 = 0,2$ .

случай	5-1	5-2	5-3 $\equiv$ 3-3
$\lambda_e/r_d$	1000	300	100
$V_\phi/V_T$	160	48	16

На Рис.16 показаны кривые  $E_m^2/E_0^2(t)$ , на Рис.17 — кривые  $W_E/W_E^0(t)$ . Видно, что увеличение фазовой скорости, действительно, приводит к более позднему началу затухания.

Как было показано ранее [14], развитие конверсии не зависит от фазовой скорости волны. Действительно, начальные участки кривых  $E_m^2/E_0^2(t)$  совпадают. Совпадает и распределение поля в одинаковые моменты времени (Рис.18а,б,  $t/T_{oe} \sim 5-6$ ) и кривые  $E^*/E_0(t)$  (Рис.19а,б,в.). Из этих кривых видно, что в случае 5-3 затухает уже третья гармоника (Рис.19б), в случае 5-2 — седьмая (Рис.19в). Ранее было показано, что в случае 5-1 захватывают электроны и начинают затухать только гармоники с  $N \sim 20-25$  [14]. Таким образом, при уменьшении фазовой скорости развитие конверсии раньше и раньше ограничивается затуханием.

Рассмотрим случай 5-1 самого длительного развития конверсии. Этот случай исследовался ранее и сравнивался со случаем чистой конверсии в неоднородной плазме с неподвижными ионами [15]. Было показано, что до  $t/T_{oe} \sim 13$  развитие конверсии в обоих случаях одинаково. Поле концентрируется в области спада плотности, в  $t/T_{oe} \sim 3-6$  образуется солитоноподобная структура (Рис.18а). С течением времени эта структура дробится на более и более мелкомасштабные (Рис.18а,  $t/T_{oe} = 13$ ). В случае 5-1 в области пиков поля за счет действия пондеромоторной силы образуются впадины плотности и развивается вторичная модуляционная неустойчивость и вторичная конверсия (случай  $\lambda_i < \lambda_e$ ). Это приводит к генерации обратных волн (Рис.17) и коротковолновых гармоник, так что в  $t/T_{oe} \sim 13$  начинается затухание поля, а впадины плотности продолжают нарастать до  $t/T_{oe} \sim 31$  (Рис.18а). В плазме с неподвижными ионами, где вторичная модуляционная неустойчивость невозможна, солитоноподобная структура продолжает дробиться до  $t/T_{oe} \sim 25$ , где также начинается затухание.

При уменьшении фазовой скорости волны развитие конверсии обрывается на более ранней стадии. Так в случае 5-2 еще наблюдается дробление солитоноподобной структуры (Рис.18б), развивается вторичная модуляционная неустойчивость, которая приводит к росту впадин плотности (Рис.18б,  $t/T_{oe} = 30$ ), и вторичная конверсия. А в случае 5-3 затухание начинается в  $t/T_{oe} \sim 3$ , когда солитоноподобная структура еще не начала дробиться. Вторичная

модуляционная неустойчивость в этом случае приводит к росту впадины плотности, соответствующей одному пику поля (Рис.18в,  $t/T_{oe} = 27$ ).

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-15, № 77-39, 1977; № 78-17, № 78-76, 1978.  
Proc. XIII Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, v. II, p. 831, 1977, Berlin.  
Proc. III Int. Congress Waves and Instabilities in Plasmas, p. 71, 1977, Palaiseau.  
Proc. XIV Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, Grenoble.  
J. Phys. 40 supplement au N 7, C7-633, 1979.  
Физика плазмы, 7, № 2, 383, 1981.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-19, 1978.  
  
Proc. XIV Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, Grenoble.  
J. Phys. 40, supplement au N 7, C7-631, 1979.  
Plasma Physics, 23, N 1, 35, 1981.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79-21, 1979.  
Physica Scripta, 22, N 6, 632, 1981.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79-112, 1979.  
Int. Conf. on Plasma Physics, v. 1, p. 109, Nagoya, 1980.  
Физика плазмы, 6, № 5, 1097, 1980.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79-115, 1979. Comments on Plasma Phys., 1980, 6, № 1, 21
6. S.G.Thornhill, D. ter Haar. Phys. Repts, 43, N 2, 45, 1978.
7. A.S.Bakai. Nucl. Fusion, 10, 53, 1970.
8. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson. Phys. Fluids, 16, 1967, 1973.
9. Б.Б.Кадоццев. "Коллективные явления в плазме", стр. 146, Москва, Наука, 1976.
10. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко, Письма ЖЭТФ, 24, 25, 1976.
11. А.Н.Басович, Е.М.Громов, В.И.Таланов. ЖЭТФ, 79, 125, 1980.
12. K.Okubo, S.Tanaka. Phys. Let. A39, 115, 1972.

13. K.A.Stern, N.Tzoar. Phys. Rev. Let. 17, 903, 1966.
14. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Конверсия ленгмюровских волн в неоднородной плазме". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-192, Новосибирск, 1980.
15. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Конверсия и модуляционная неустойчивость ленгмюровских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-04, Новосибирск, 1981.
16. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин "Конверсия и неустойчивость ленгмюровских волн". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-40, Новосибирск, 1981.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Зависимость от времени возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(t)$ .  
 $\tilde{n}/n_0 = [(\tilde{n}/n_0)^2]^{1/2}$ . Случай 1-0 - 4-0.
- Рис.2. Зависимость от времени амплитуды волны ( $N=1$ ) и гармоник ( $N=2, 3$ )  $E^N/E_0(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай 1-0 - 1-6.  $E_0^2/8\pi nT = 4 \cdot 10^{-2}$ .  
 а.  $N=1$ ; б.  $N=2$ ; в.  $N=3$ .
- Рис.3. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай 1-0 - 1-6.  $E_0^2/8\pi nT = 4 \cdot 10^{-2}$ .
- Рис.4. Распределение поля  $E/E_0(x)$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в  $t \sim t_{max}$  ( $t_{max}$  - момент максимума или начало плато на кривых  $E_m^2/E_0^2(t)$ ). Случай 1-0, 1-2 - 1-5.
- Рис.5. Функция распределения электронов по скоростям.  
 а. Случай 1-4; б. Случай 2-1; в. Случай 2-3; г. Случай 4-1.  
 Пунктир - начальная функция распределения.
- Рис.6. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай 2-0 - 2-4.  $E_0^2/8\pi nT = 0,3$ .
- Рис.7. Зависимость от времени максимального возмущения плотности  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ . Случай 2-0 - 2-4.
- Рис.8. Зависимость от времени амплитуды волны ( $N=1$ ) и гармоник ( $N=2, 3$ )  $E^N/E_0(t)$ . Случай 2-0 - 2-4.  
 а.  $N=1$ ; б.  $N=2$ ; в.  $N=3$ .  
 Вертикальные линии - амплитуда обратных волн.
- Рис.9. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай 3-0 - 3-4.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ .
- Рис.10. Зависимость от времени энергии поля  $W_E/W_E^0(t)$  и возмущенной энергии электронов  $\Delta W_e/W_E^0(t)$  ( $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ ). Случай 3-0 - 3-4.  
 Вертикальные линии - амплитуда обратных волн.

- Рис.11. Распределение поля  $E/E_0(x)$  в  $t \sim t_{max}$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в  $t \sim t_{max}$  и  $t \sim t_m$  ( $t_m$  - момент максимума кривых  $\tilde{n}_m/n_0(t)$ ). Случай 3-0 - 3-4.  
 а.  $t \sim t_{max}$ ; б.  $t \sim t_m$ .
- Рис.12. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных возмущениях плотности. Случай 4-0 - 4-5.  $E_0^2/8\pi nT = 12$ .
- Рис.13. Распределение поля  $E/E_0(x)$  в  $t \sim t_{max}$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в  $t \sim t_{max}$  и  $t \sim t_m$ . Случай 4-0 - 4-5.  
 а.  $t \sim t_{max}$ ; б.  $t \sim t_m$ .
- Рис.14. Зависимость от времени максимальной плотности энергии  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных начальных амплитудах волны.  $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2} - 12$ .  
 а.  $\tilde{n}/n_0 = 0$ . Случай 1-0 - 4-0.  
 б.  $\tilde{n}/n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ . Случай 1-1 - 4-1.  
 в.  $\tilde{n}/n_0 = 9 \cdot 10^{-2}$ . Случай 1-3, 2-2 - 4-2.  
 г.  $\tilde{n}/n_0 = 2 \cdot 10^{-1}$ . Случай 1-4, 2-3 - 4-3.
- Рис.15. Зависимость от времени амплитуды второй гармоники  $E^2/E_0(t)$ .  $E_0^2/8\pi nT \sim 4 \cdot 10^{-2} - 12$ .  
 а.  $\tilde{n}/n_0 = 0$ . Случай 1-0 - 4-0.  
 б.  $\tilde{n}/n_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ . Случай 1-1 - 4-1.  
 в.  $\tilde{n}/n_0 = 9 \cdot 10^{-2}$ . Случай 1-3, 2-2 - 4-2.  
 г.  $\tilde{n}/n_0 = 2 \cdot 10^{-1}$ . Случай 1-4, 2-3 - 4-3.
- Рис.16. Зависимость от времени максимальной плотности энергии.  $E_m^2/E_0^2(t)$  при разных фазовых скоростях. Случай 5-1 - 5-3.  $E_0^2/8\pi nT = 1,6$ ;  $\tilde{n}/n_0 = 2 \cdot 10^{-1}$ .
- Рис.17. Зависимость от времени энергии поля  $W_e/W_E^0(t)$  возмущенной энергии электронов  $\Delta W_e/W_E^0(t)$ . Случай 5-1 - 5-3.
- Рис.18. Распределение поля  $E/E_0(x)$  и возмущения плотности  $\tilde{n}/n_0(x)$  в разные моменты времени.  
 а. Случай 5-1; б. Случай 5-2; в. Случай 5-3.
- Рис.19. Зависимость от времени амплитуды гармоник. Случай 5-1 - 5-3.  
 а.  $N=2$ ; б.  $N=3$ ; в.  $N=7$ .

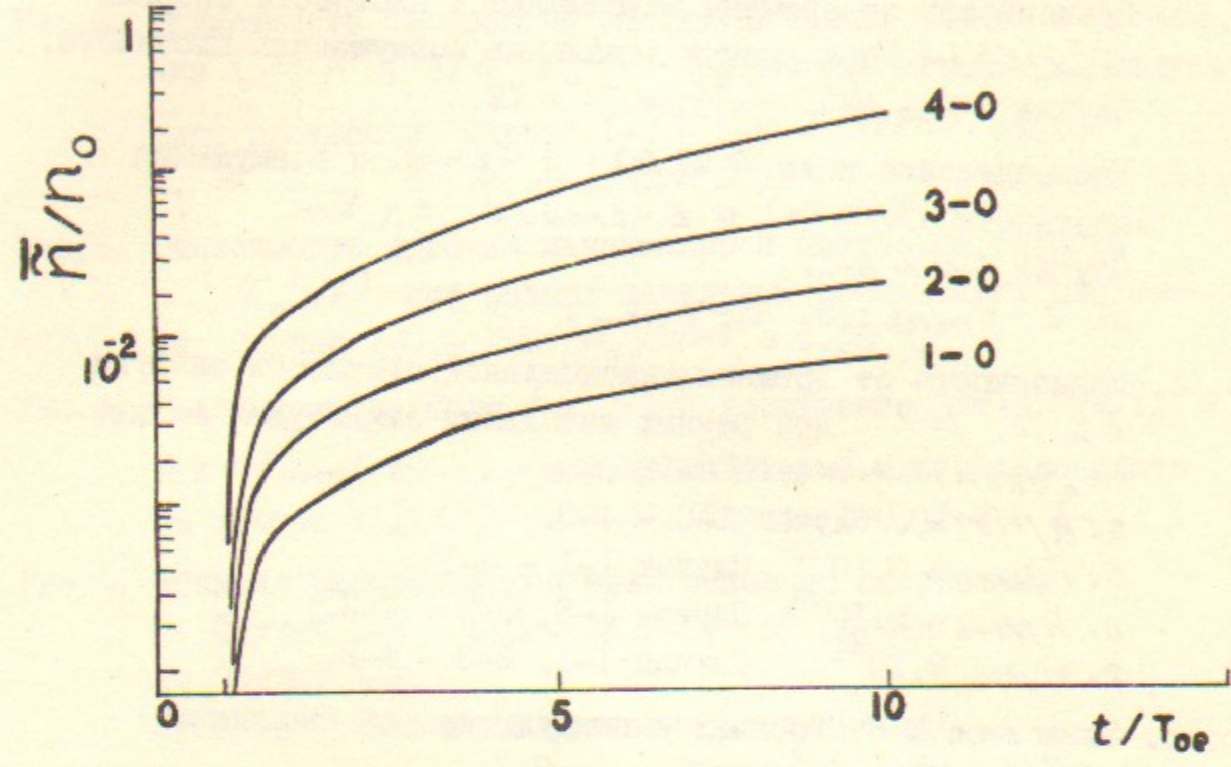


Рис.1

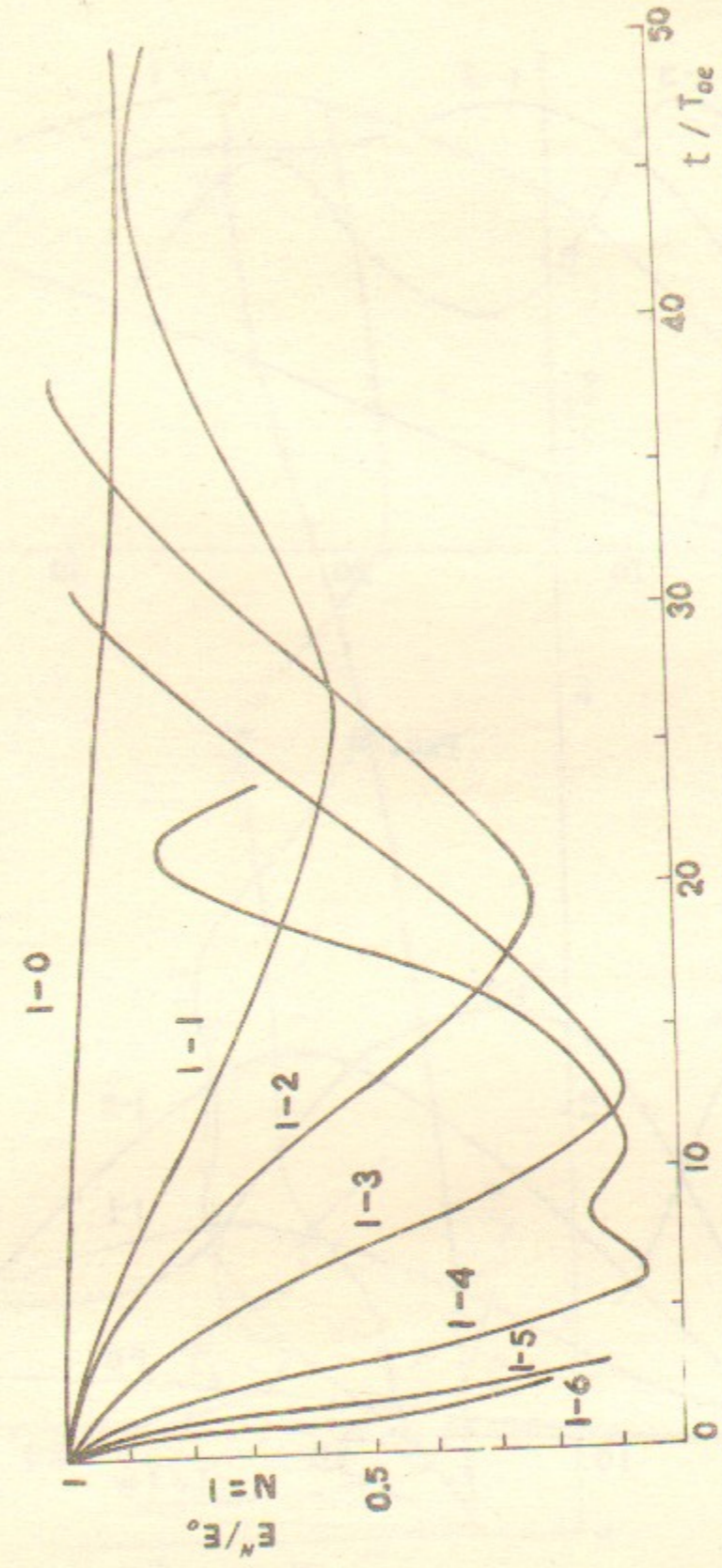


Рис.2a

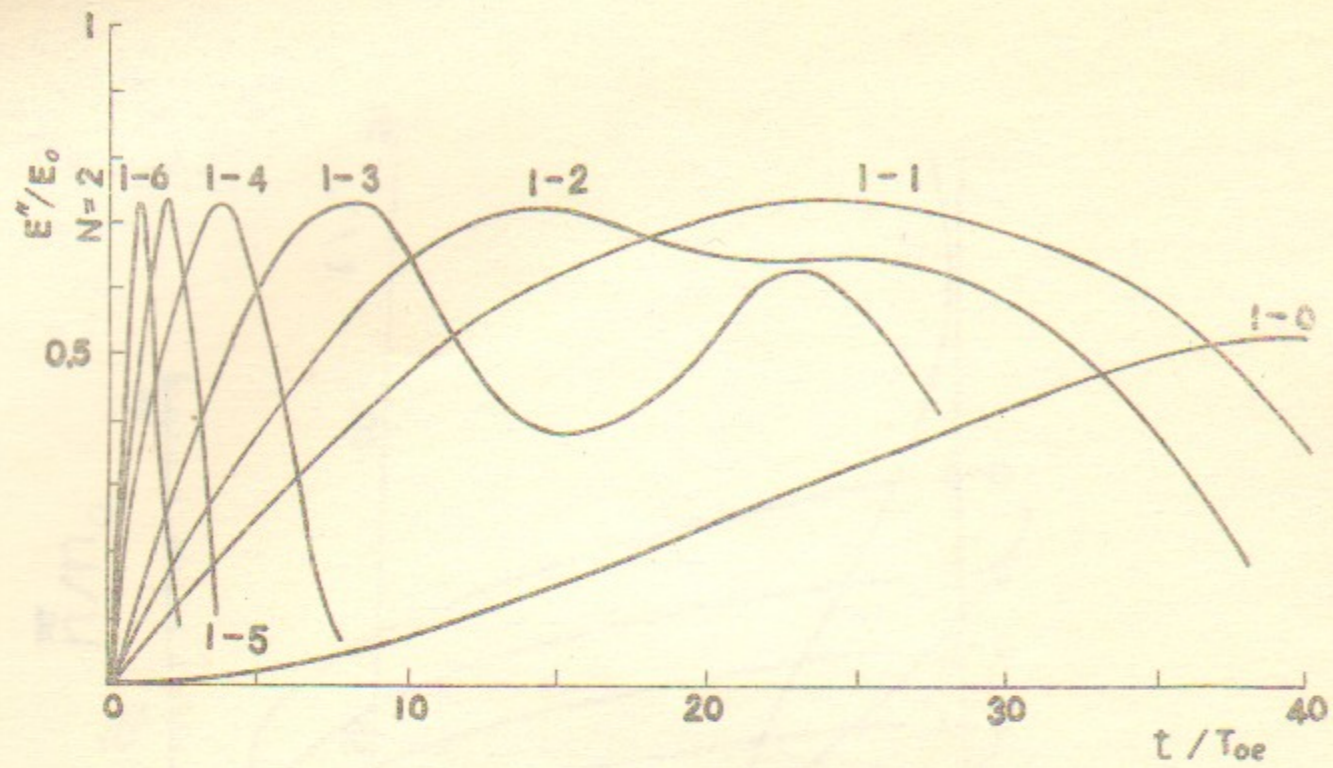


Рис.26

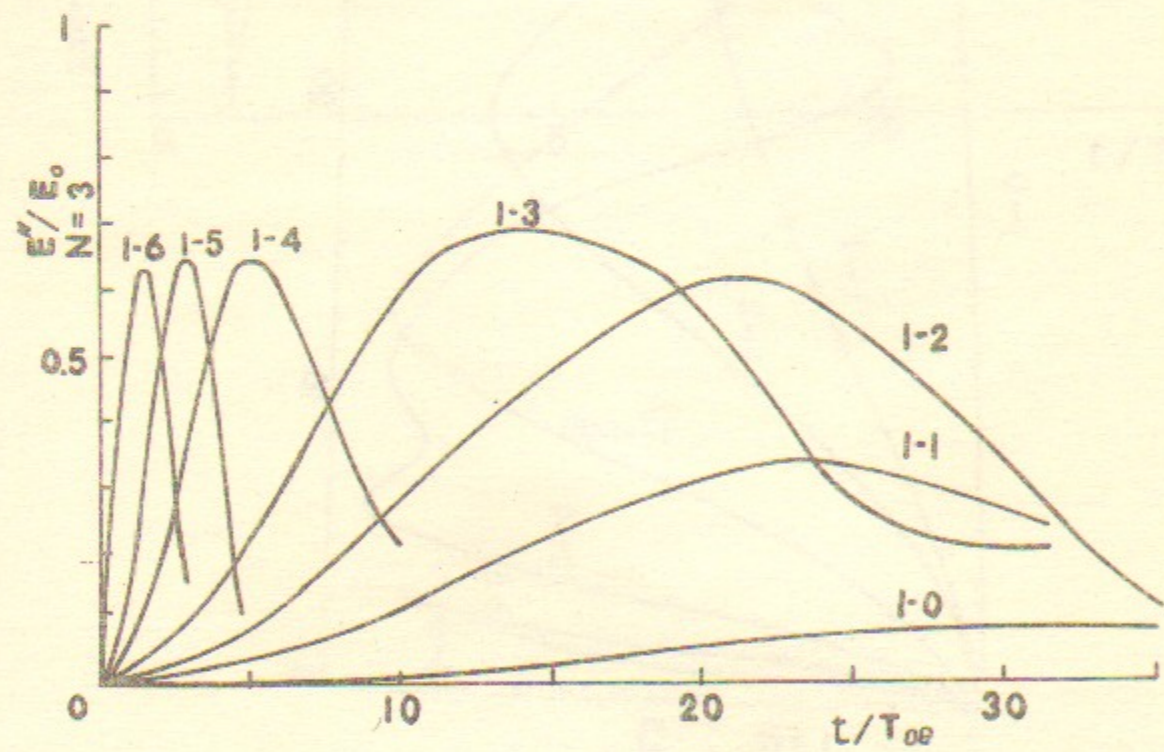


Рис.2в

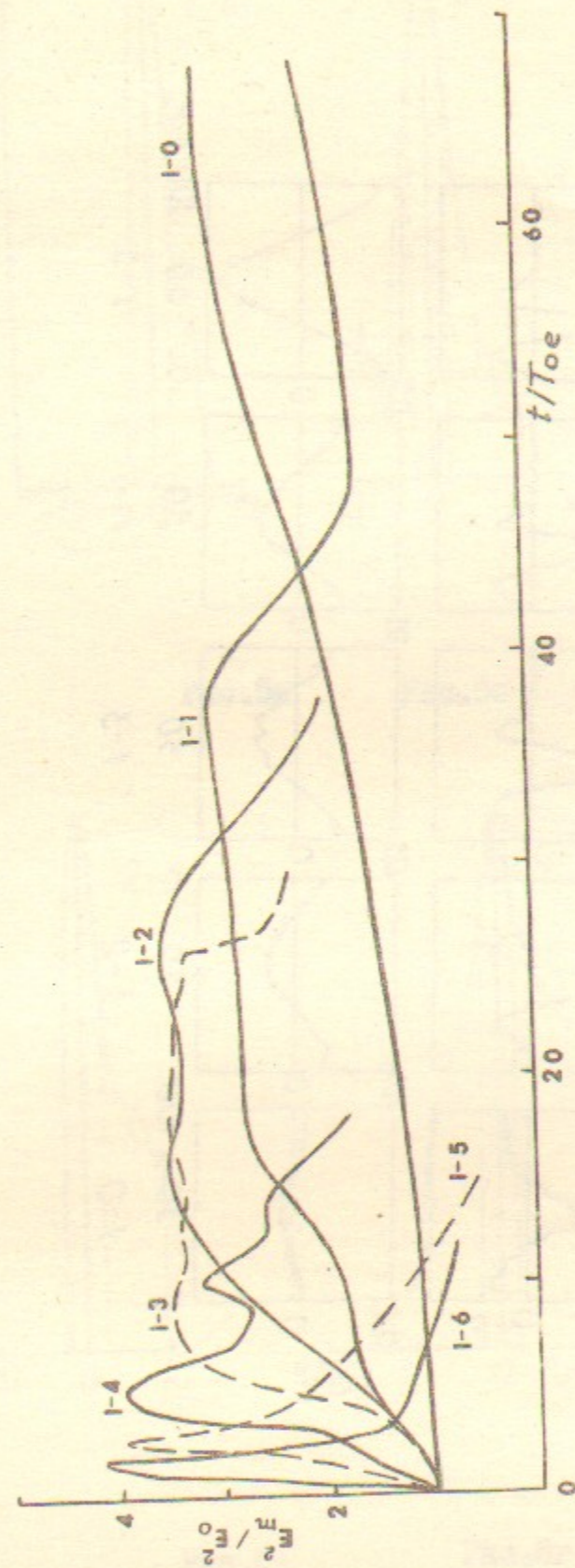


Рис.3

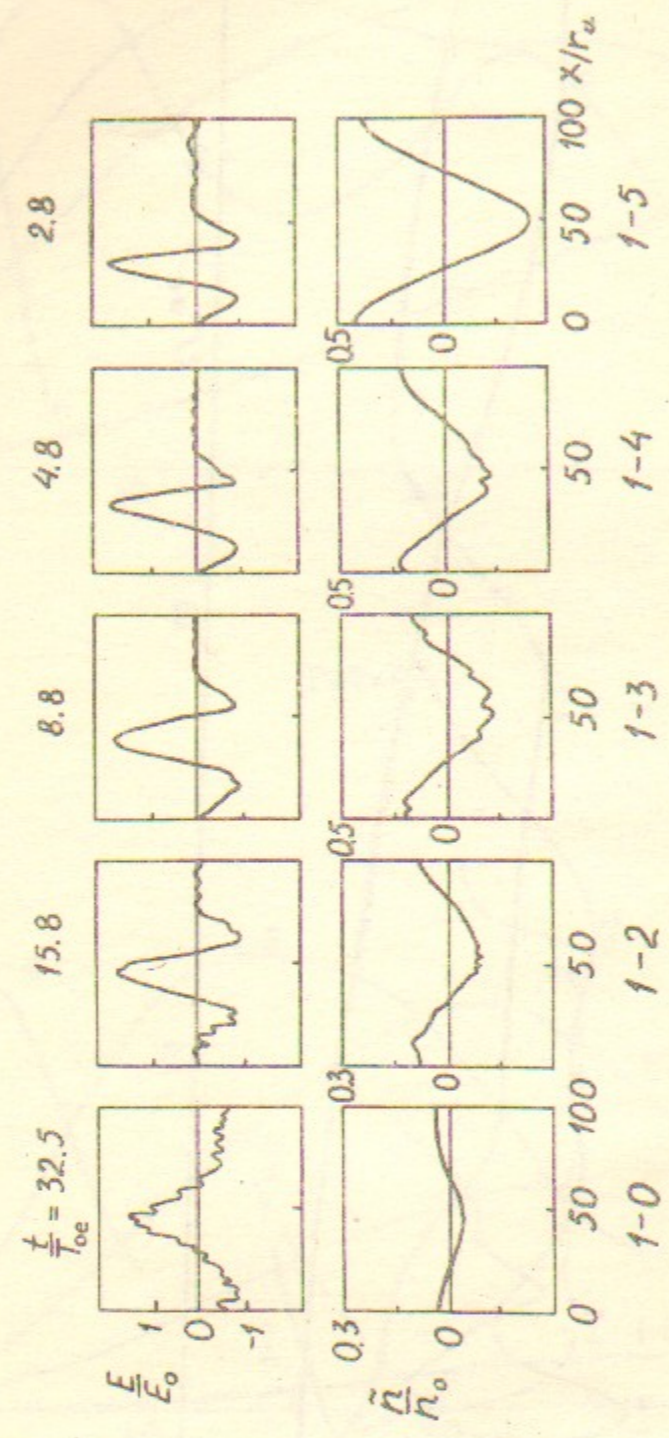


Рис.4

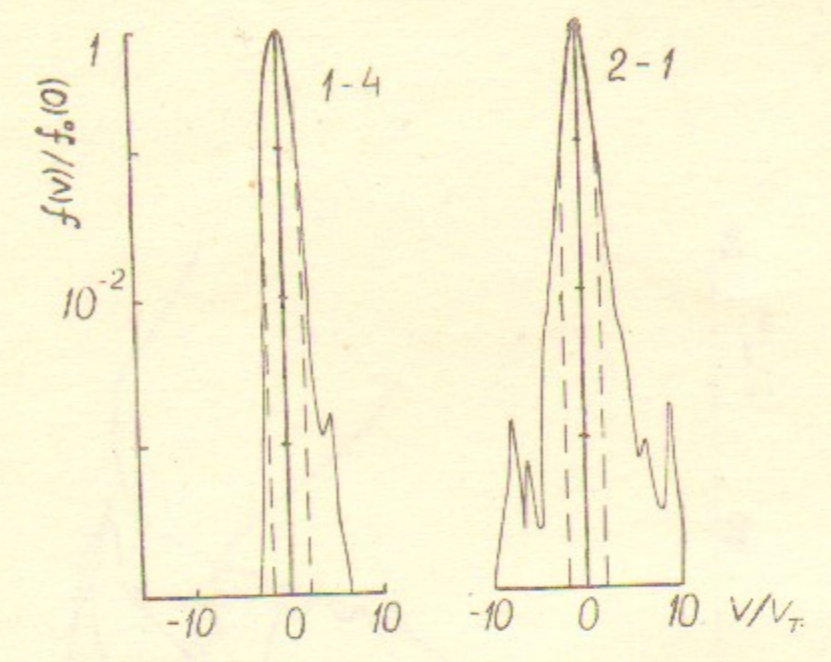


Рис.5а

Рис.5б

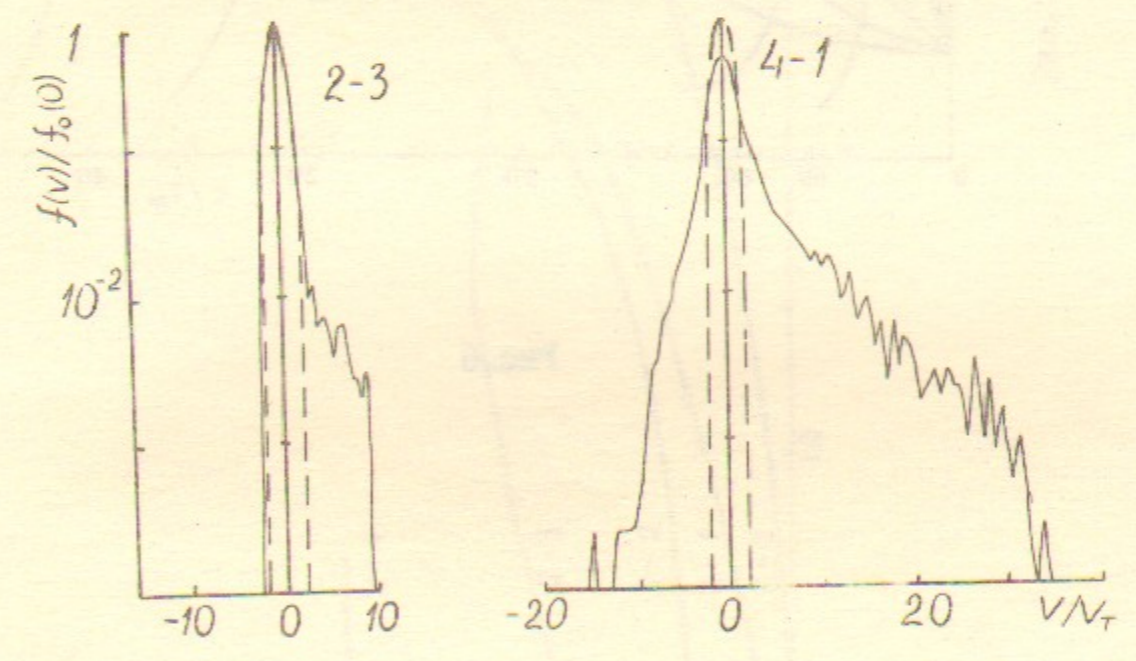


Рис.5в

Рис.5г



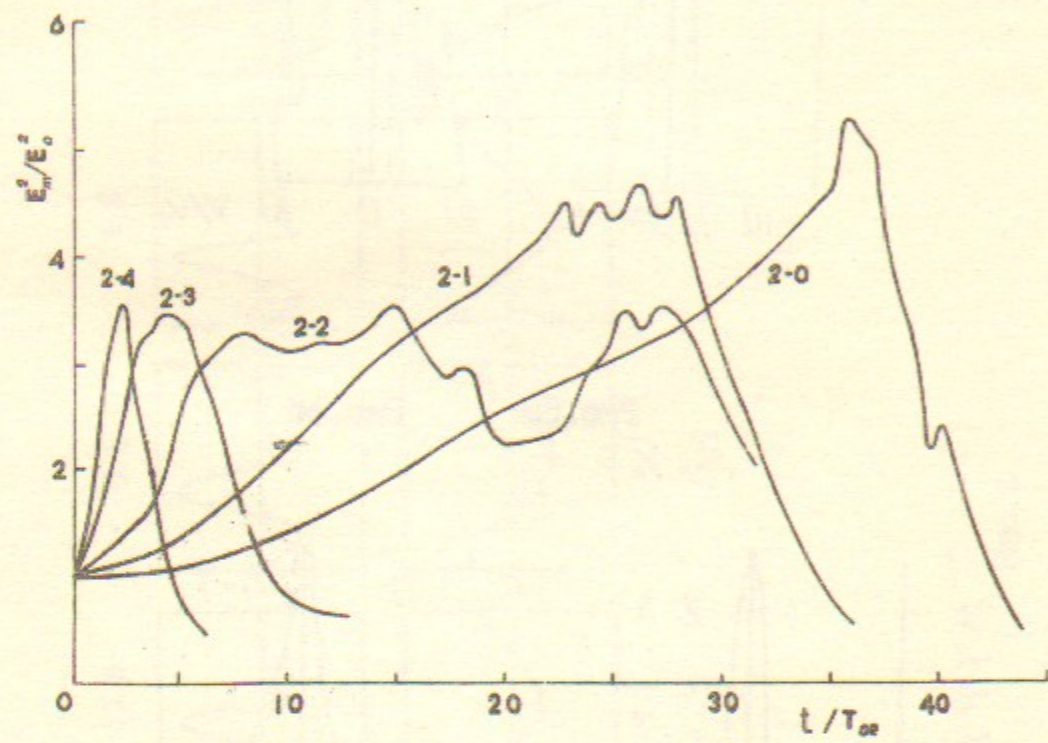


Рис.6

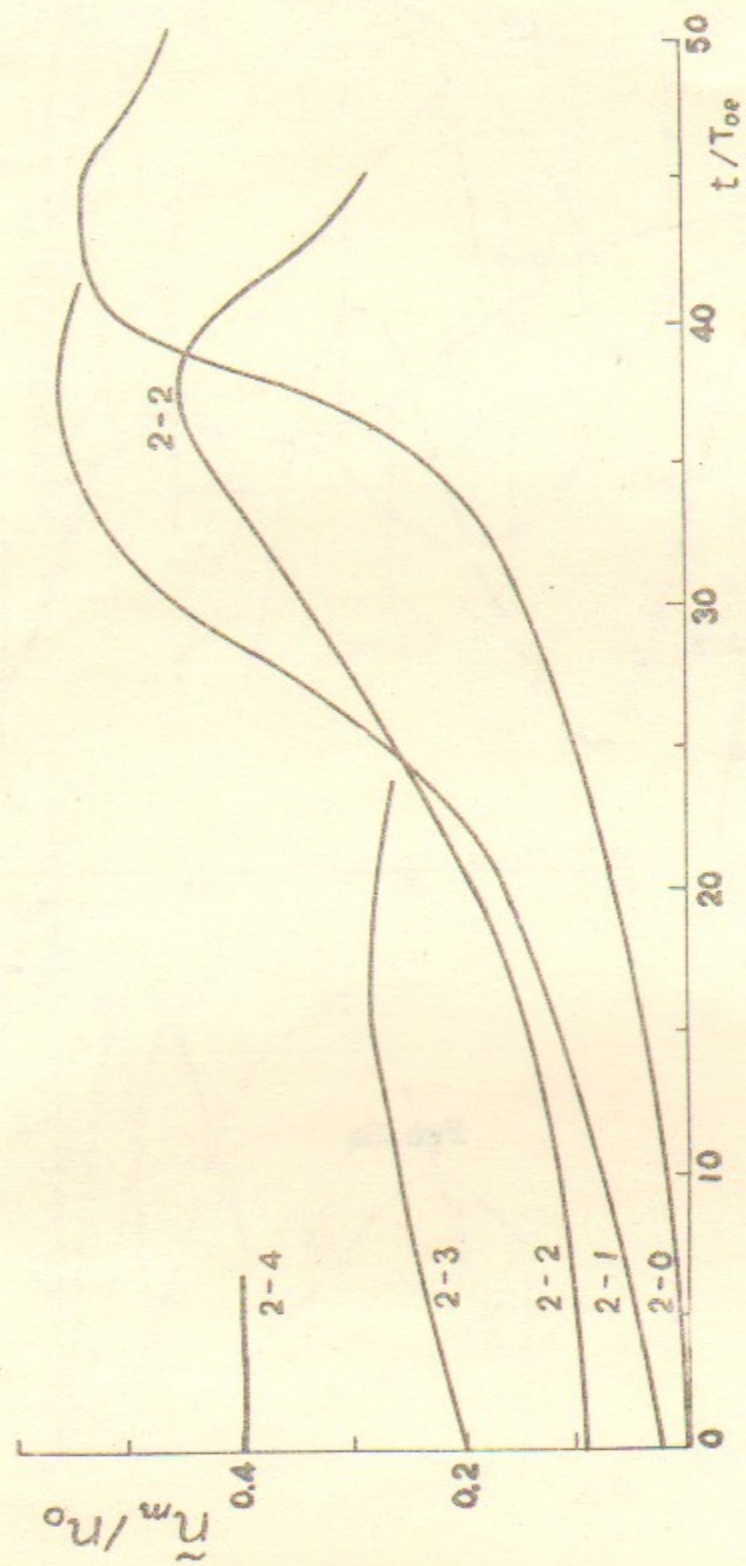


Рис.7

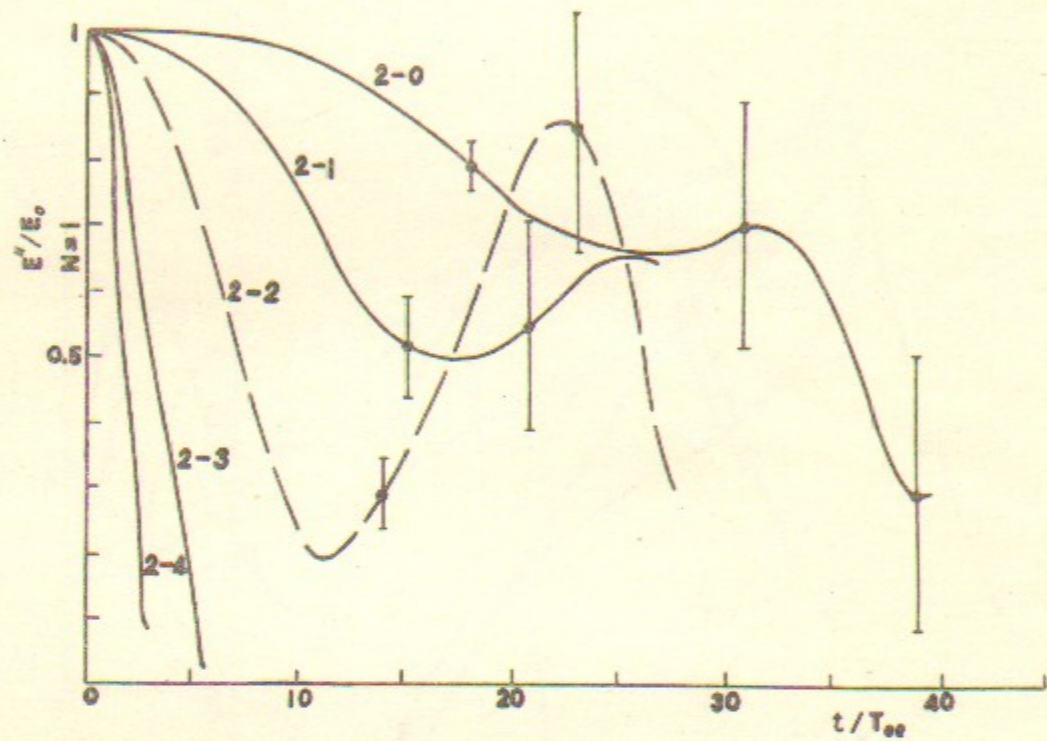


Рис.8а

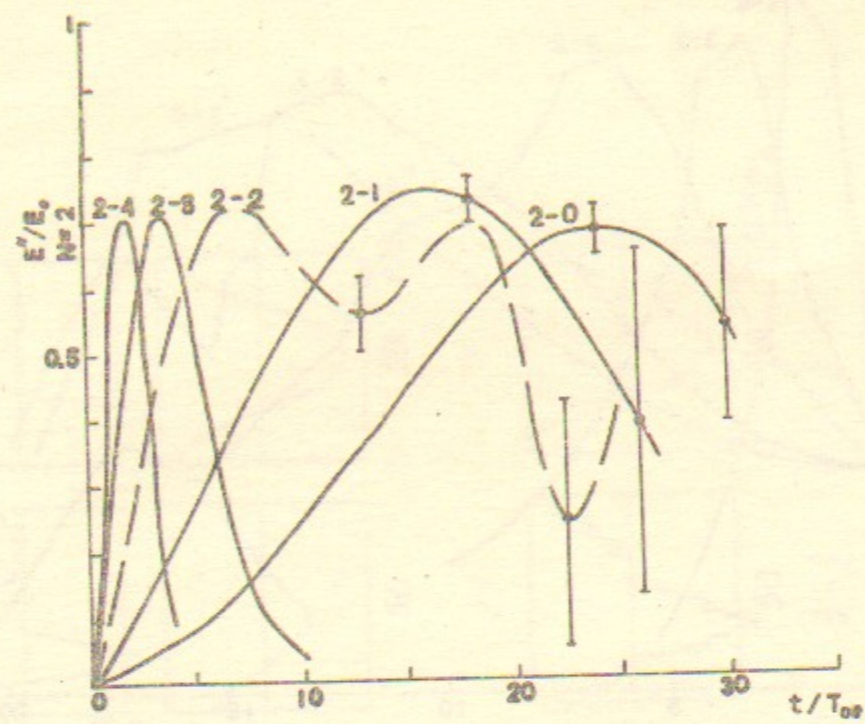


Рис.8б

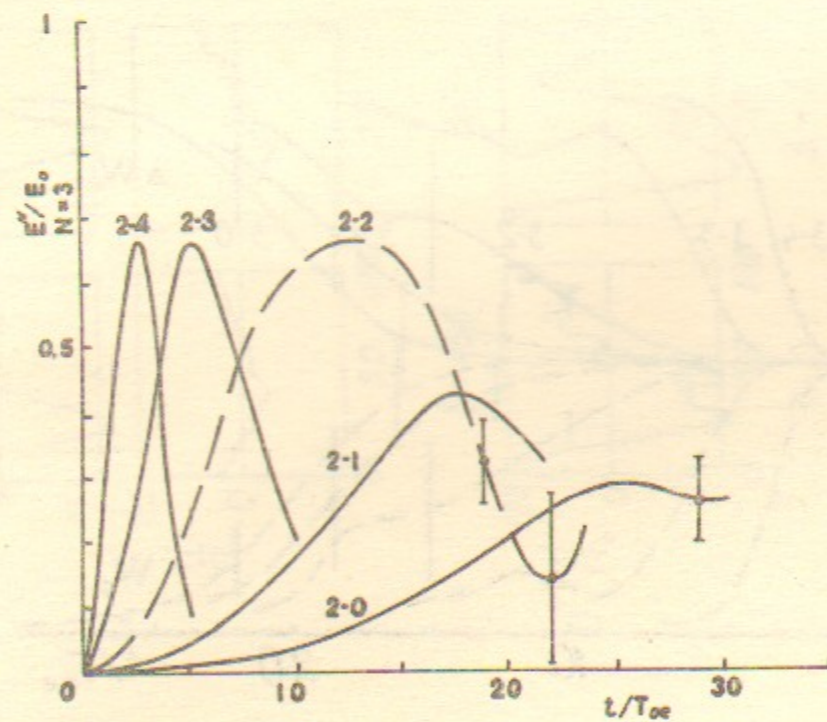


Рис.8в

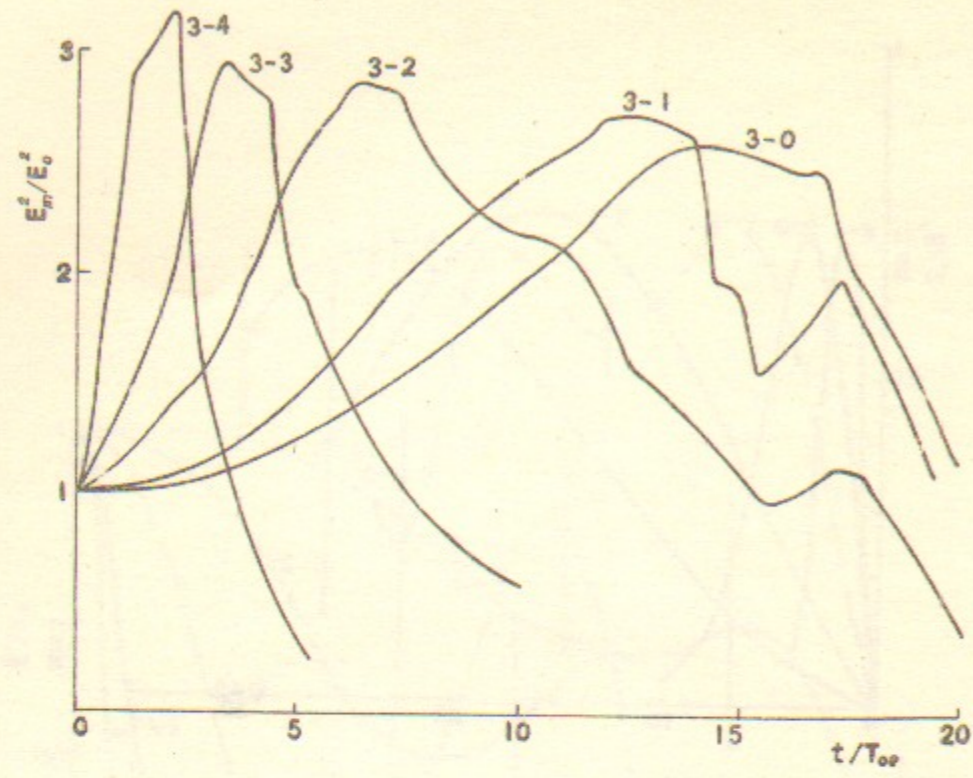


Рис.9

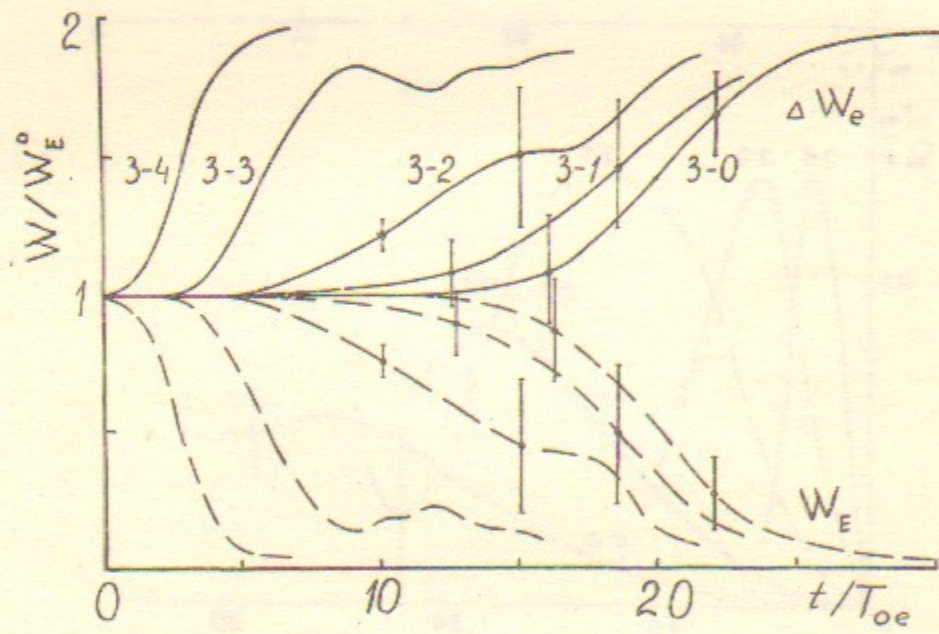


Рис.10

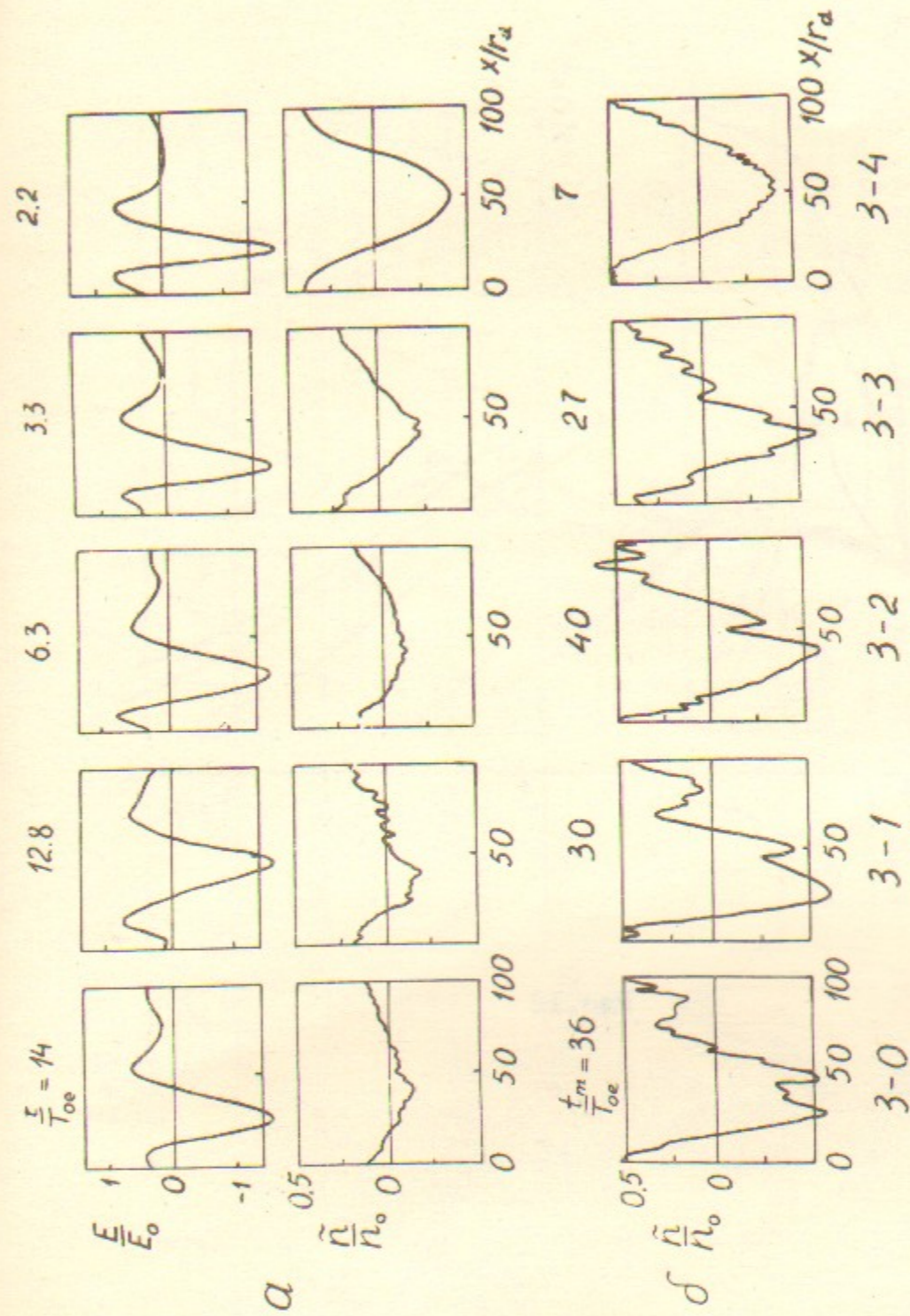


Рис.11a Рис.11б

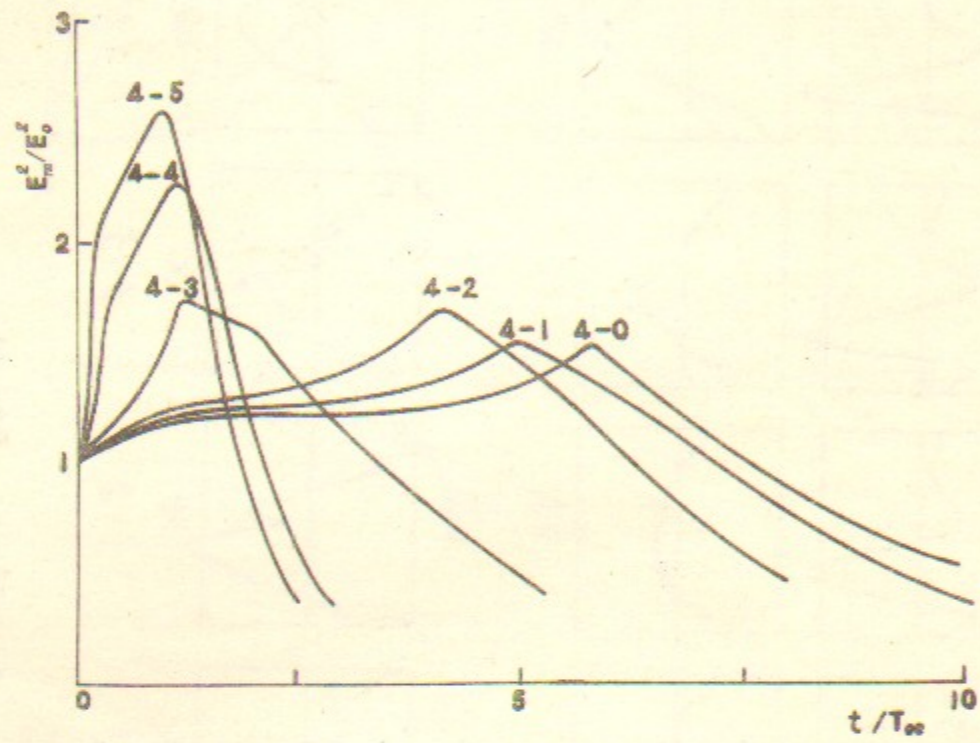


Рис.12

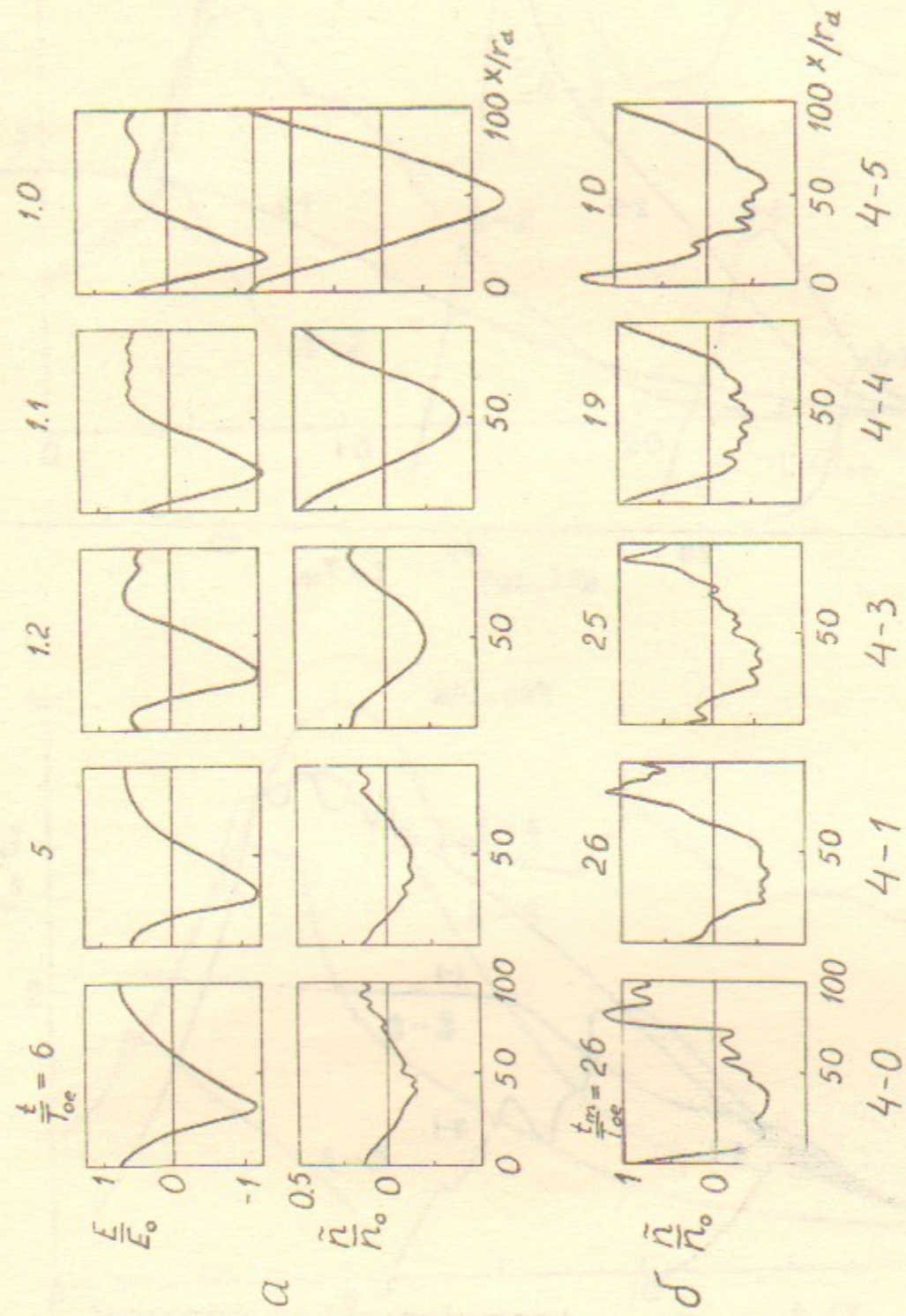


Рис.13а Рис.13б

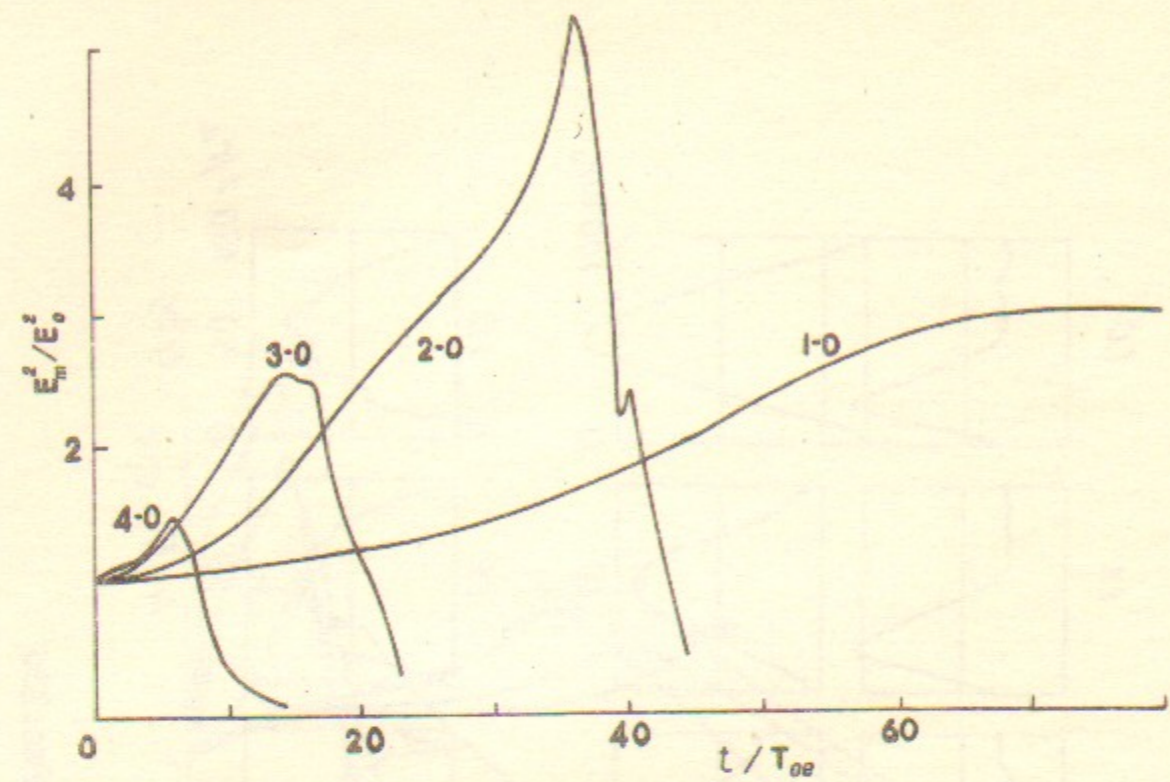


Рис.14а

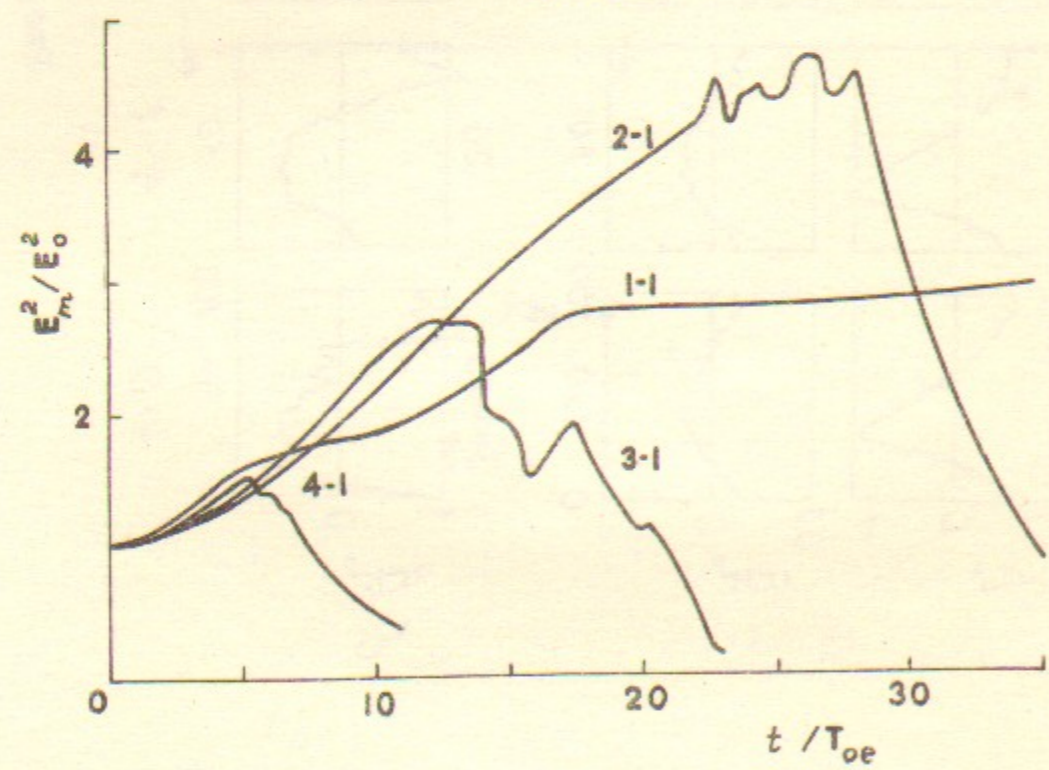


Рис.14б

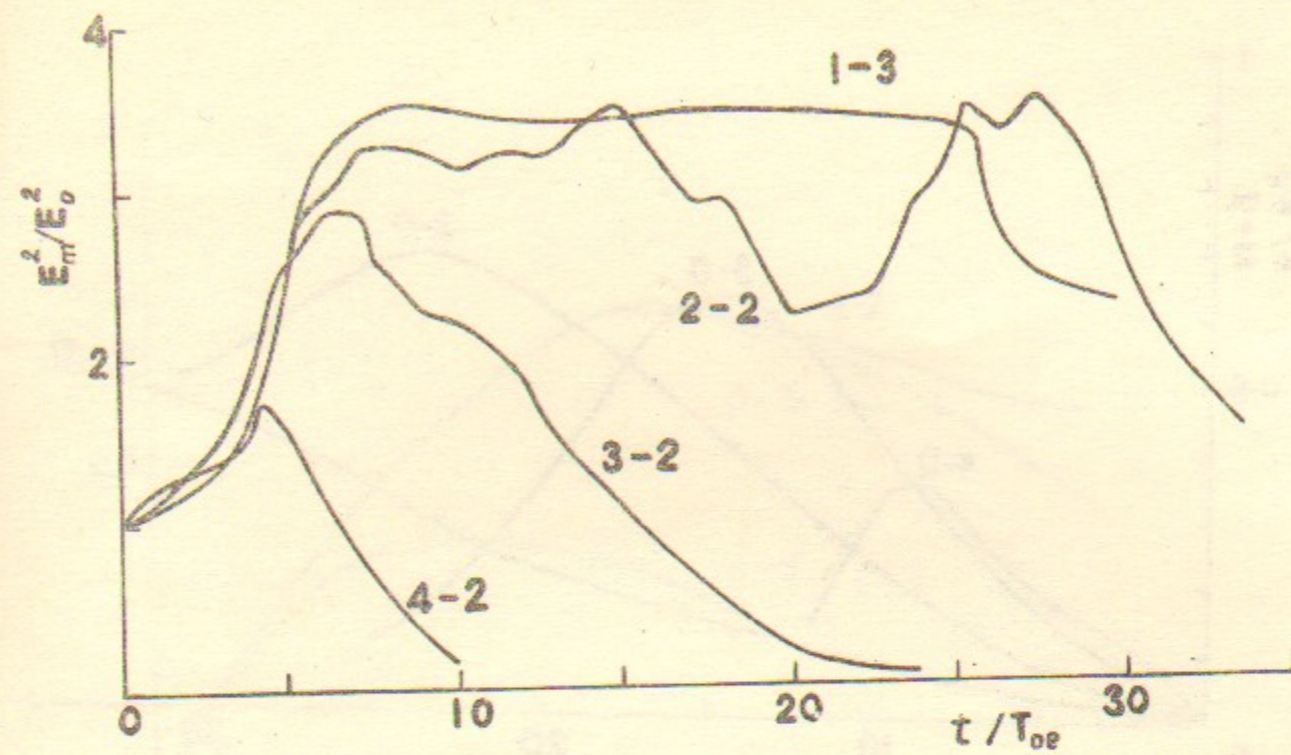


Рис.14в

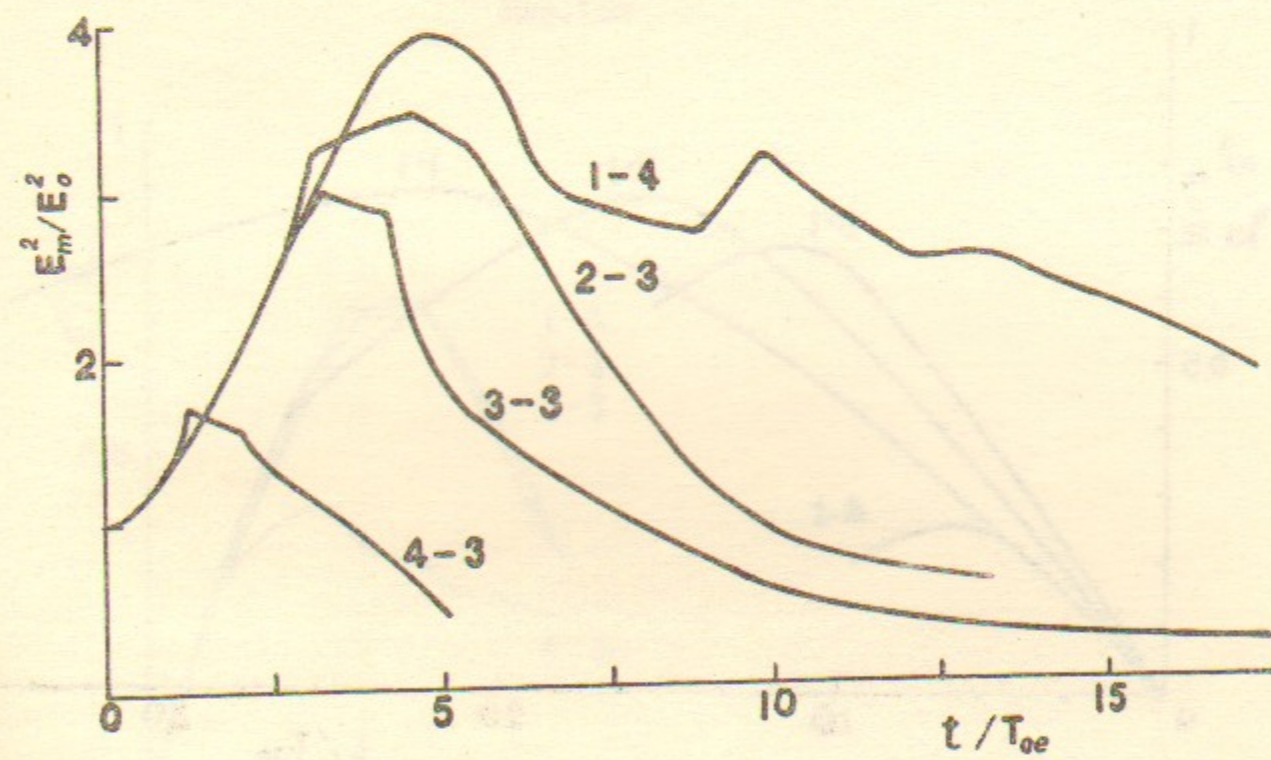


Рис.14г

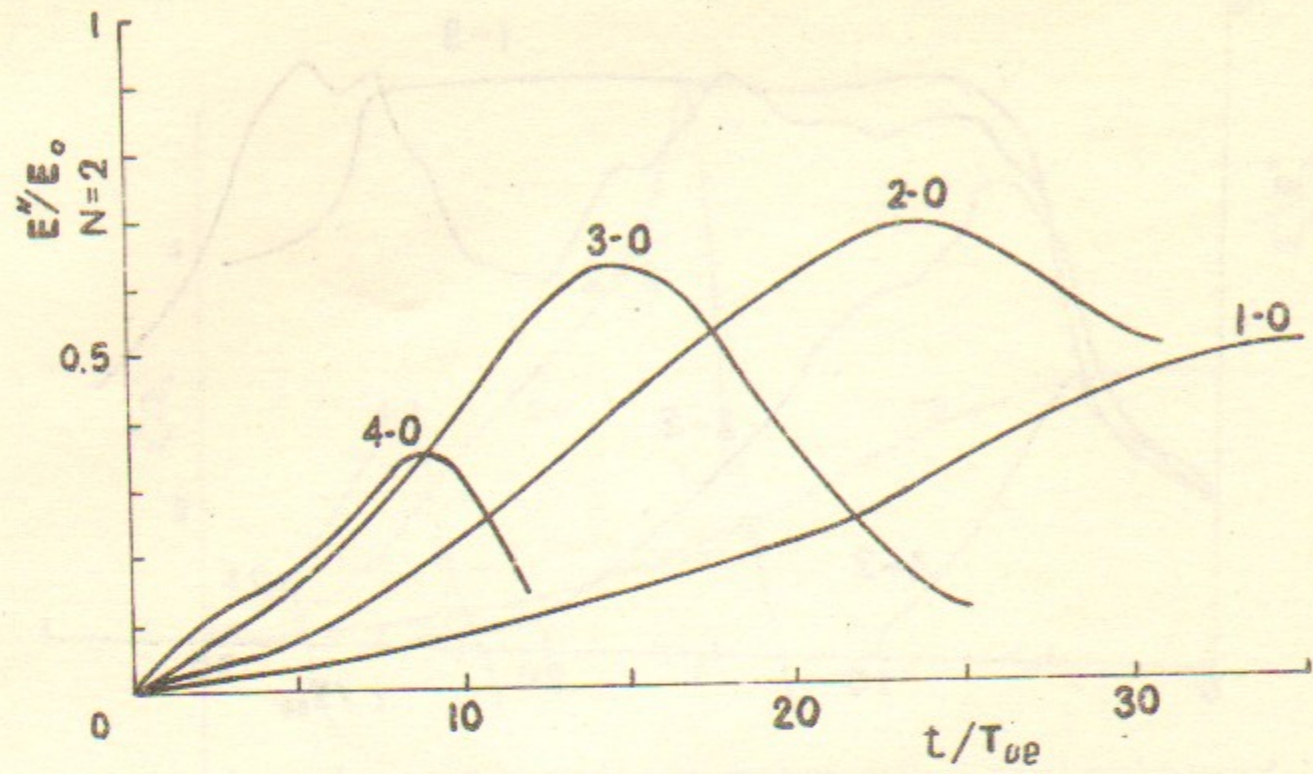


Рис.15а

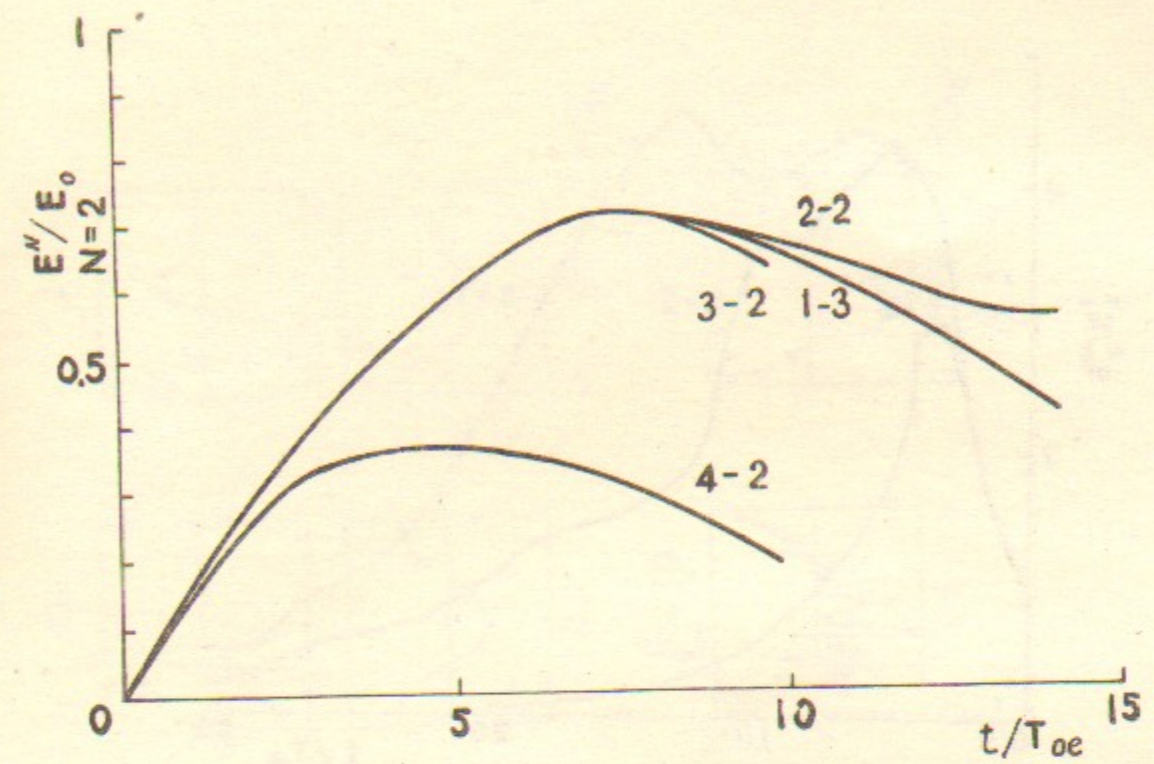


Рис.15в

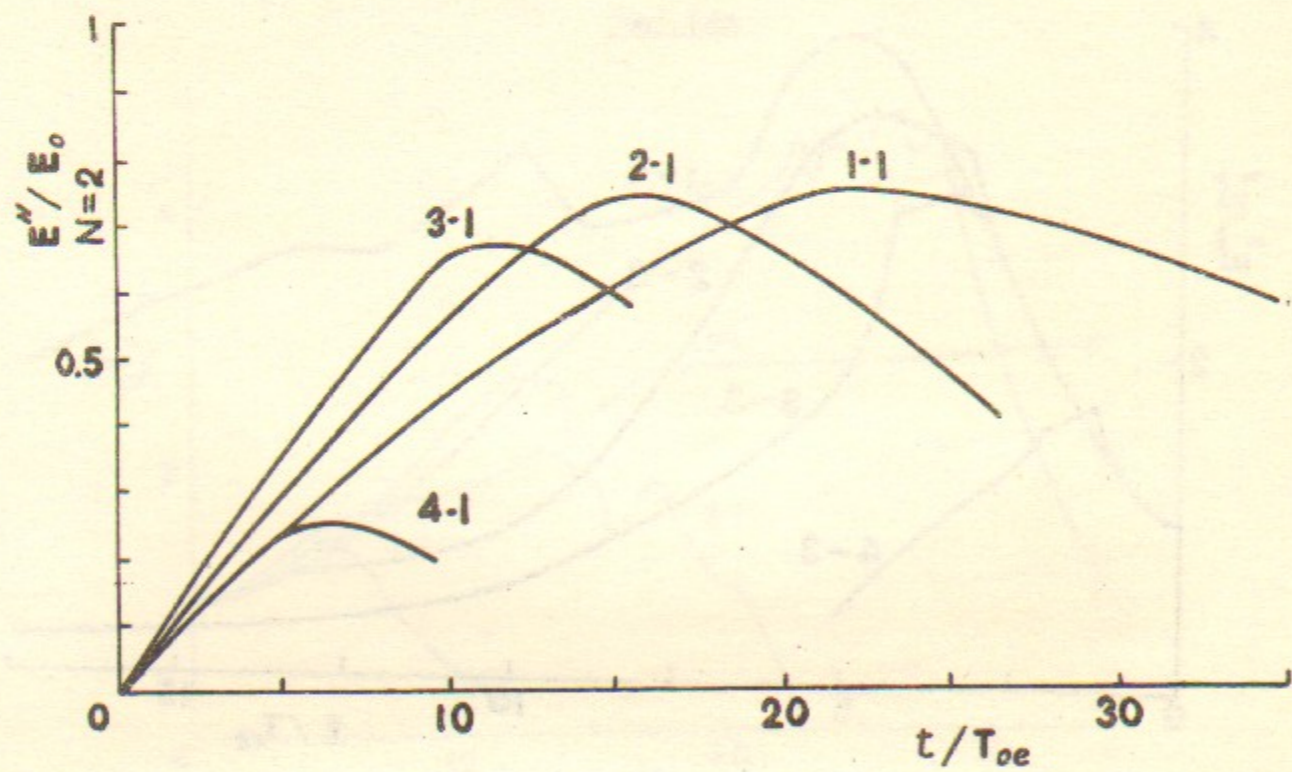


Рис.15д

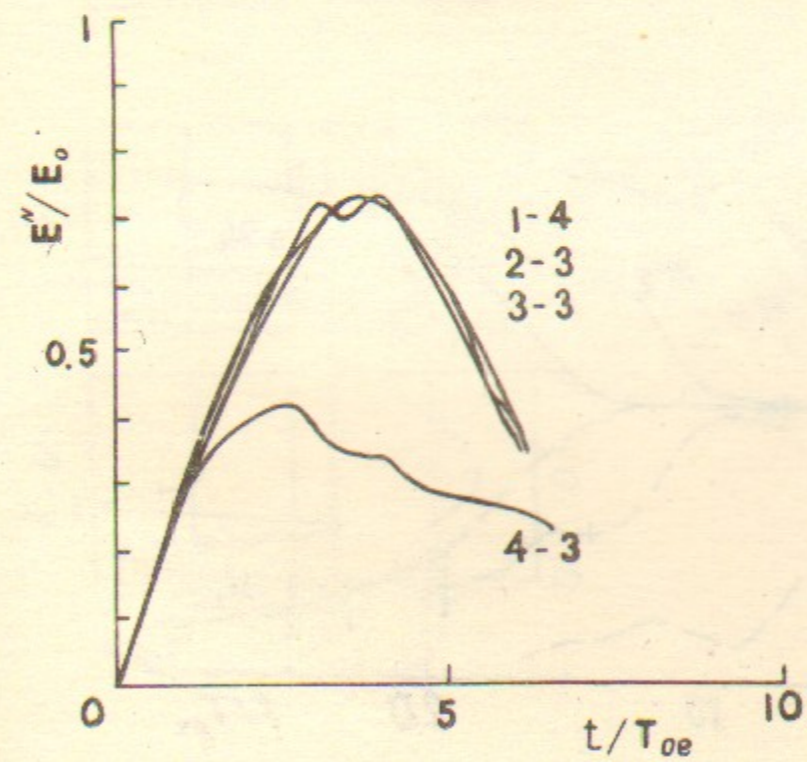


Рис.15г

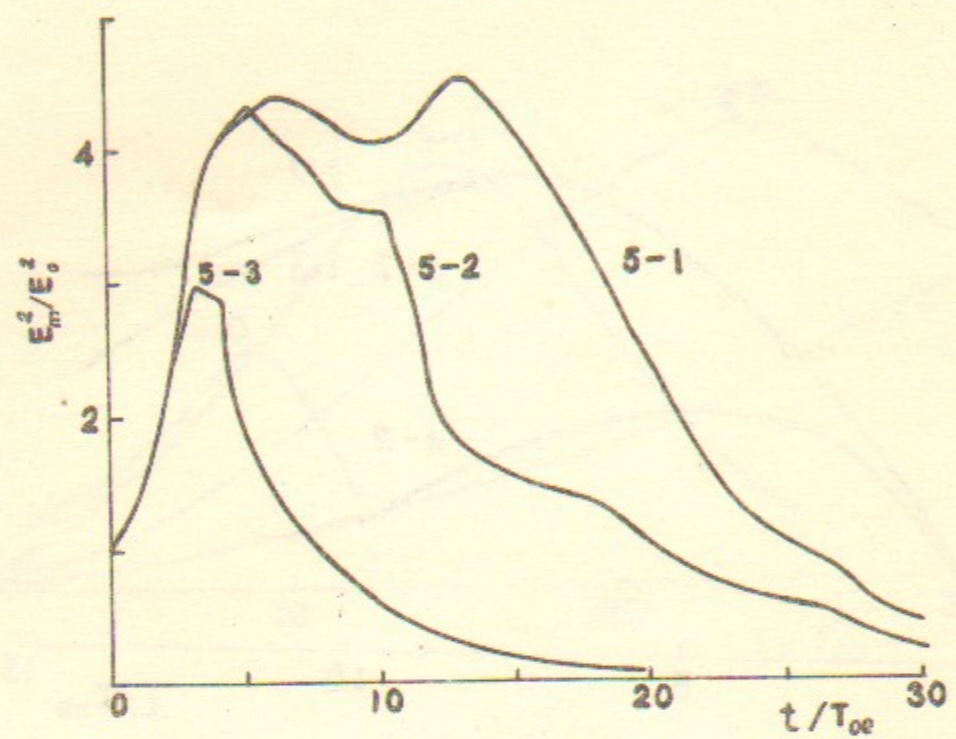


Рис.16

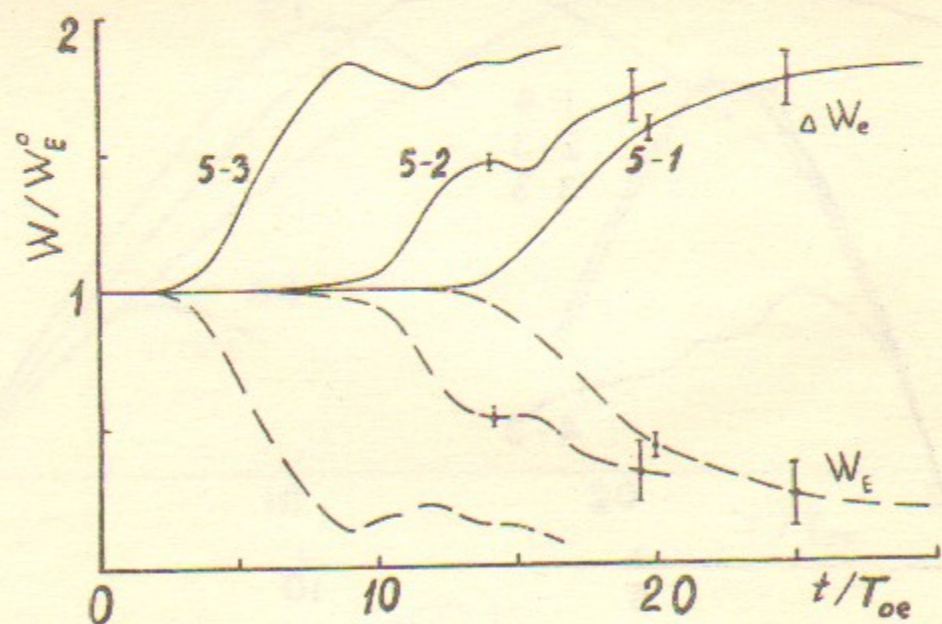


Рис.17

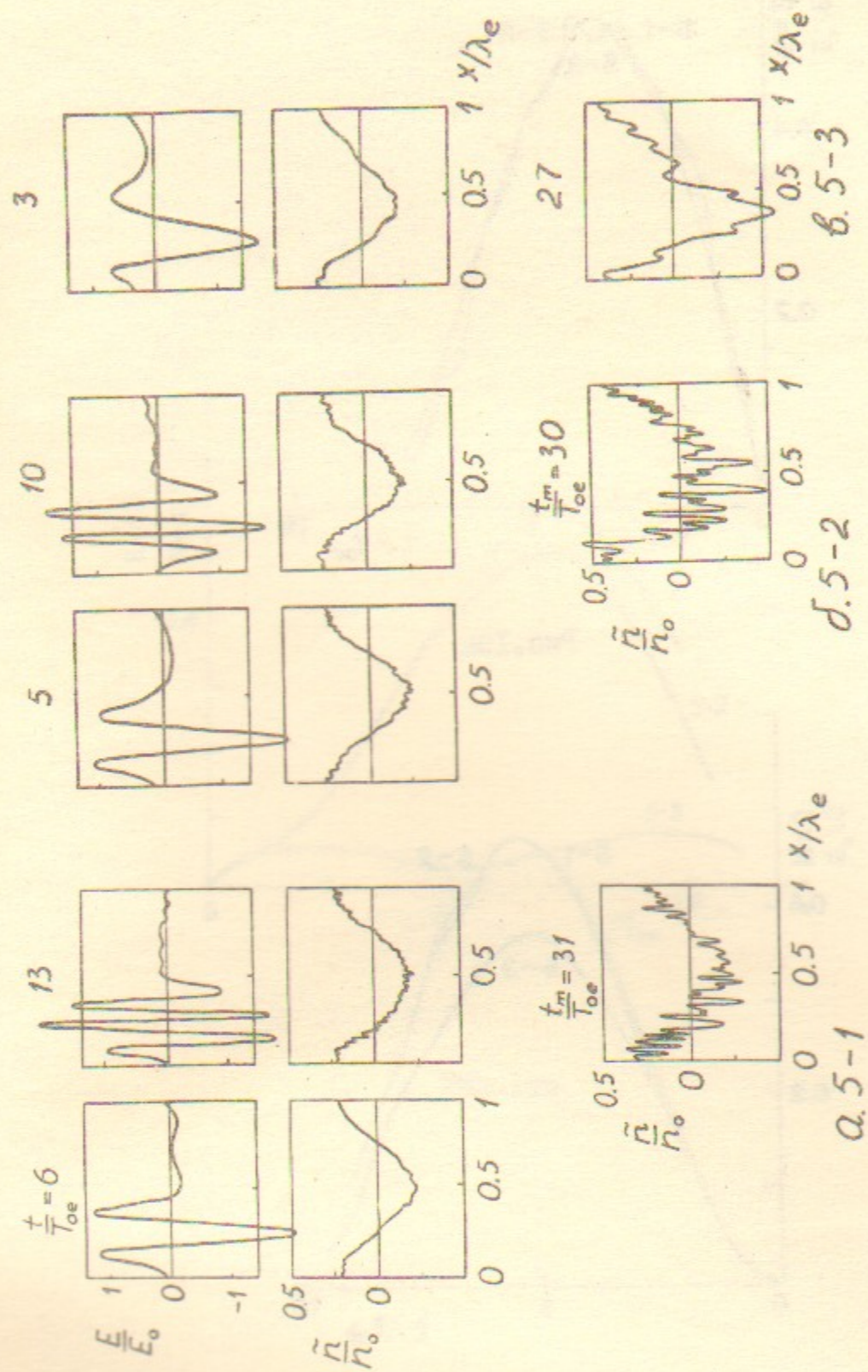


Рис.18а, б, в

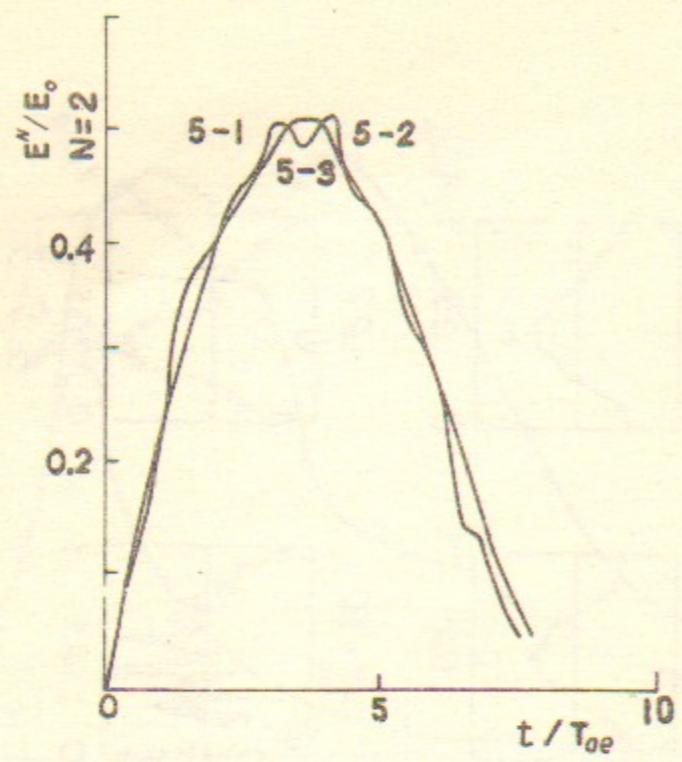


Рис.19а

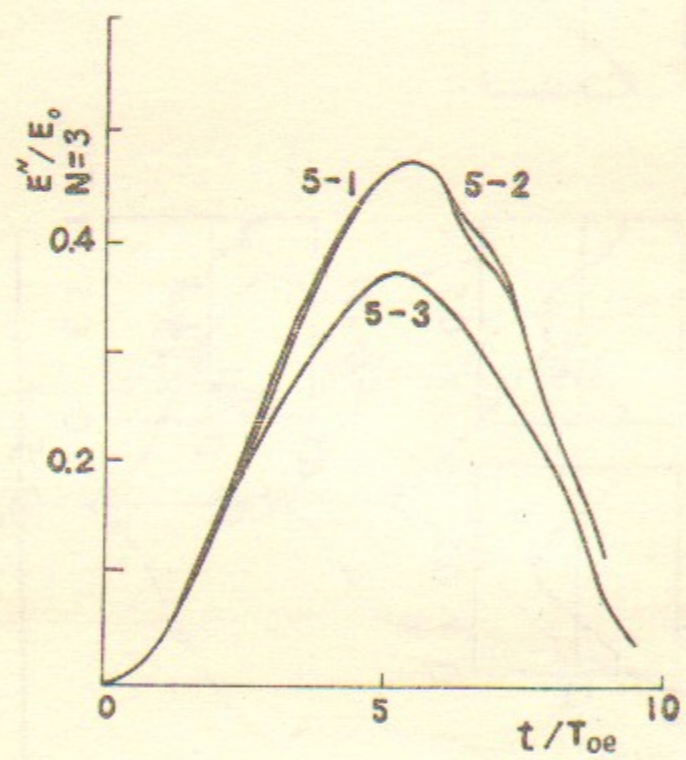


Рис.19б

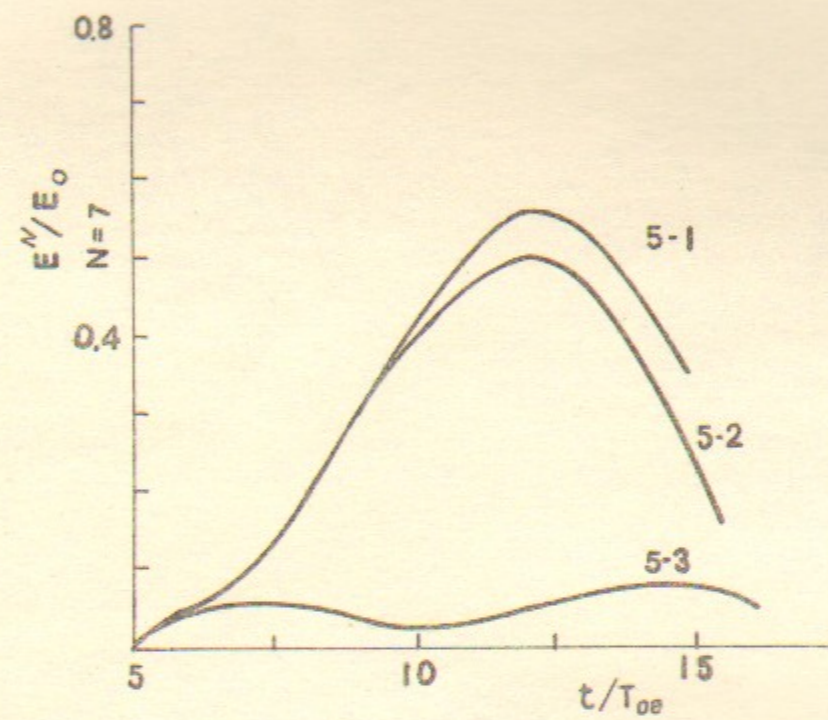


Рис.19в