

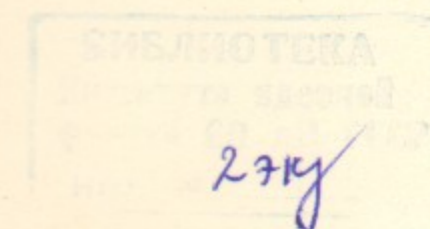


A.86
1997

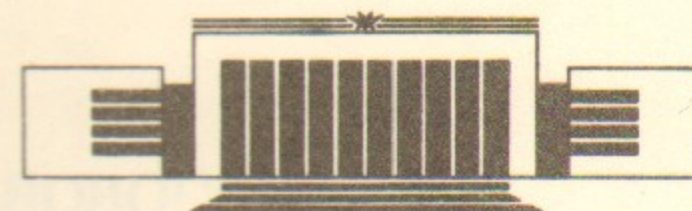
Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова

ВОЛНА
БЕРНШТЕЙНА-ГРИНА-КРУСКАЛА.
КОНВЕРСИЯ И МОДУЛЯЦИОННАЯ
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. I



ИЯФ 97-28



НОВОСИБИРСК

**Волна Бернштейна-Грина-Крускала.
Конверсия и модуляционная неустойчивость. I**

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию взаимодействия волны БГК ($\lambda/r_d = 200$; $N_e = L/\lambda = 1$; $V_\phi/V_T = 28$; $E_0/(m r_d^2 / e T_{oe}) = 13,6$; $E_0^2/8\pi n_o T = 0,059$) с ионно-звуковой волной ($N_i = \lambda/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}/n_o \sim 0,01 \div 0,1$). Проведено сравнение со случаем ленгмюровской волны с такими же параметрами.

Показано, что это взаимодействие в обоих случаях приводит к конверсии в прямые и обратные ленгмюровские волны с номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции поля и локализации энергии во впадинах плотности. В случае ленгмюровской волны это приводит к модуляционной неустойчивости и образованию солитоподобной структуры.

В случае волны БГК обмен энергией захваченных в волну электронов с её полем стабилизирует волну и препятствует конверсии. При амплитуде ионно-звуковой волны $\tilde{n}/n_o \leq 0,1$ конверсия подавлена — амплитуда гармоник конверсии и модуляция поля малы, модуляционная неустойчивость практически не играет роли и волна БГК устойчива.

The Bernstein-Greene-Kruskal wave. The conversion and the modulational instability. I.

G.A. Artin, N.S. Buchelnikova

Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The interaction of the BGK wave ($\lambda/r_d = 200$; $N_e = L/\lambda = 1$; $V_{ph}/V_T = 28$; $E_0/(\frac{mr_d}{eT_0}) = 13,6$; $E_0^2/8\pi n_0 T = 0,059$) with the ion-sound wave ($N_i = \lambda/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,01 \div 0,1$) was studied in numerical experiments (PIC-method). The case of the BGK wave was compared with the case of the Langmuir wave with the same parameters.

It was shown that in the both cases the interaction leads to the conversion into the direct and backward Langmuir waves with the wave numbers $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. The excitation of the conversion modes leads to the modulation of the electric field and to the localization of the energy in the density cavities. In the case of the Langmuir wave this leads to the modulational instability and to the formation of the solitonlike structure.

In the case of the BGK wave the exchange by the energy between the electrons trapped in the BGK wave and the electric field stabilizes the wave and prevents the conversion. If the ion-sound wave amplitude is $\tilde{n}/n_0 \leq 0,1$, the amplitudes of the conversion modes are low, the modulation of the wave field is small, the modulational instability doesn't play role and the BGK wave is stable.

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию устойчивости волны БГК типа сгустков захваченных электронов при взаимодействии с ионно-звуковой волной (синусоидальным возмущением плотности плазмы). Волна БГК такого типа представляет собой ленгмюровскую волну, область захвата которой заполнена электронами.

Ранее были проведены численные эксперименты по исследованию устойчивости волны БГК типа сгустков в однородной плазме с неподвижными ионами [1]. Было показано, что волна БГК неустойчива относительно возбуждения сателлитов — ленгмюровских волн с фазовыми скоростями V_ϕ^N меньше, чем фазовая скорость волны БГК V_ϕ^B . Неустойчивость имеет характер пучковой неустойчивости. Инкремент нарастания гармоник-сателлитов зависит от параметра $\alpha = \frac{V_\phi^B + V_\phi^N}{V_\phi^B - V_\phi^N}$ ($V_\phi = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$) и падает с уменьшением амплитуды волны БГК и с ростом разности фазовых скоростей $V_\phi^B - V_\phi^N$. В ограниченной системе, где $V_\phi^B - V_\phi^N$ велико, для волны БГК достаточно малой амплитуды параметр α мал, так что мал и инкремент неустойчивости (при $\alpha < 0,8 - \gamma/\omega_{oe} < 10^{-3}$) и волна БГК практически устойчива в течение длительного времени (в рассмотренных случаях $t \sim$ сотен плазменных периодов T_{oe}) [1].

Дальнейшие исследования устойчивости волны БГК проводились при параметрах, при которых сателлитная неустойчивость не играет роли. Было показано, что в однородной плазме с подвижными ионами такая волна устойчива и относительно возбуждения модуляционной неустойчивости, хотя ленгмюровская волна с такими же параметрами неустойчива [2-1]. Если сателлитная неустойчивость возможна, возбуждение гармоник-сателлитов приводит к модуляции поля волны БГК, в результате чего развивается модуляционная неустойчивость [2].

Ранее исследовалась конверсия ленгмюровской волны при её взаимодействии с синусоидальным возмущением плотности (ионно-звуковой волной) [3-6]. Было показано, что конверсия приводит к генерации гармоник — прямых и обратных ленгмюровских волн с волновыми векторами $k_N = k_e \pm \beta k_i$ и номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. При достаточно больших возмущениях плотности \tilde{n}/n_0 процесс имеет каскадный характер. Амплитуда гармоник описывается модулем функций Бесселя порядка β — $E_\beta^N/E_0 = |J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_{oe} t)|$, а амплитуда исходной волны — модулем функции Бесселя нулевого порядка. Скорость развития конверсии растёт с ростом \tilde{n}/n_0 .

При малых амплитудах волны и возмущения плотности каскадный процесс не развивается — возбуждается ограниченное число гармоник. Функциями Бесселя описываются только начальные участки кривых $E_\beta^N/E_0(t)$. В целом процесс имеет периодический характер [3,5].

В динамическом описании конверсия ленгмюровской волны проявляется в модуляции поля волны и концентрации энергии поля во впадинах плотности. В результате в плазме с подвижными ионами развитие конверсии сопровождается развитием модуляционной неустойчивости [6].

Конверсия волны БГК при её взаимодействии с возмущением плотности в плазме с неподвижными ионами исследовалась в работе [7]. Параметры волны были выбраны так, чтобы сателлитная неустойчивость не играла роли. Было показано, что конверсия так же, как и в случае ленгмюровской волны, приводит к генерации гармоник — прямых и обратных ленгмюровских волн с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$. Однако развитие конверсии существенно отличается от случая ленгмюровской волны. При малых возмущениях плотности конверсия подавлена — максимальные амплитуды гармоник конверсии много меньше, чем в случае ленгмюровской волны. В результате параметры волны БГК практически не меняются и волна остаётся устойчивой. Поскольку волна БГК отличается от ленгмюровской только наличием захваченных электронов, этот факт показывает, что обмен энергией захваченных электронов с полем волны поддерживает поле на постоянном уровне, препятствует модуляции поля и развитию конверсии.

С ростом возмущения плотности роль конверсии возрастает. При больших амплитудах возмущения начальная стадия развития гармоник конверсии приближается к случаю ленгмюровской волны.

В настоящей работе исследуется взаимодействие волны БГК с ионно-звуковой волной в плазме с подвижными ионами. Проводится сравнение со случаем неподвижных ионов, где исключена модуляционная неустойчивость, и сравнение с ленгмюровской волной с такими же параметрами,

как у волны БГК. Рассматриваются случаи “малой” ($E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$) и “большой” ($E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,2$ и $0,3$) амплитуды волны БГК и ленгмюровской волны. Параметры волны выбраны так, чтобы в случае волны БГК сателлитная неустойчивость не играла роли. “Малая” амплитуда волны соответствует области $E_0^2/8\pi n_0 T \leq k_0 r_d$, в которой развитие ленгмюровской волны приводит к образованию солитонов, “большая” — области $E_0^2/8\pi n_0 T > k_0 r_d$, в которой развитие ленгмюровской волны приводит к коллапсу [8].

В настоящей работе показано, что при “малой” амплитуде ленгмюровской волны $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$ и малых амплитудах ионно-звуковой волны ($\tilde{n}/n_0 \leq 0,1$) конверсия ленгмюровской волны приводит к периодическому процессу. В плазме с подвижными ионами он сопровождается модуляционной неустойчивостью и образованием солитоноподобных структур, но сохраняет периодический характер.

В отличие от этого волна БГК “малой” амплитуды $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$ при малых амплитудах ионно-звуковой волны ($\tilde{n}/n_0 \leq 0,1$) практически устойчива, так как конверсия подавлена, модуляция поля мала и модуляционная неустойчивость практически не играет роли.

При увеличении \tilde{n}/n_0 ($\tilde{n}/n_0 \leq 0,3$) конверсия ленгмюровской волны приобретает каскадный характер и приводит к генерации коротковолновых гармоник и затуханию волны.

Для волны БГК с ростом \tilde{n}/n_0 становится существенным уменьшение фазовой скорости V_ϕ^B . Это приводит к новым нелинейным эффектам, связанным с движением захваченных в волне БГК электронов. При уменьшении V_ϕ^B распределение этих электронов подстраивается к новой фазовой скорости. При этом часть их энергии передаётся волне БГК, так что амплитуда волны растёт. Как следствие растёт скорость конверсии, амплитуда гармоник конверсии, модуляция поля волны и развивается модуляционная неустойчивость. При $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3$ модуляционная неустойчивость приводит к коллапсу, затуханию поля и разрушению волны БГК.

При дальнейшем увеличении амплитуды \tilde{n}/n_0 ($\tilde{n}/n_0 \geq 0,6$) скорость конверсии возрастает. Генерация коротковолновых гармоник приводит к затуханию волны за несколько плазменных периодов и в случае ленгмюровской волны, и в случае волны БГК. Особенностью волны БГК являются вторичные всплески поля, связанные с перестройкой распределения захваченных электронов. Однако, и в этом случае за время порядка сотни T_{oe} поле окончательно затухает и волна БГК разрушается.

В случаях “большой” амплитуды ленгмюровской волны $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,2 \div 0,3$ развитие конверсии при любых \tilde{n}/n_0 сопровождается модуляционной неустойчивостью и приводит к коллапсу и затуханию волны.

В отличие от этого у волны БГК с $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,2$ есть область устойчивости — волна БГК практически устойчива при амплитудах ионно-звуковой волны $\tilde{n}/n_0 \leq 0,01$, так как конверсия подавлена и модуляционная неустойчивость не развивается.

При одинаковых возмущениях \tilde{n}/n_0 при всех исследованных амплитудах волны БГК ($E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06 - 0,2 - 0,3$) относительные максимальные амплитуды конверсии E_{max}^N/E_0 и относительная модуляция поля $\Delta E/E_0$ примерно одинаковы. Однако абсолютные величины E_{max}^N и ΔE растут с ростом E_0 . В результате при увеличении амплитуды волны БГК при одинаковых \tilde{n}/n_0 растёт плотность энергии в области модуляции волны, т.е. облегчается возможность модуляционной неустойчивости. В результате в случае $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,2$ уже при $\tilde{n}/n_0 \geq 0,04$, а в случае $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,3$ при $\tilde{n}/n_0 \geq 0,01$ развивается модуляционная неустойчивость, которая приводит к коллапсу, затуханию поля и разрушению волны БГК.

Работа разбита на 4 части. В первой и второй описывается развитие волны БГК и ленгмюровской волны с амплитудой $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$ при различных амплитудах ионно-звуковой волны $\tilde{n}/n_0 \sim 0,01 - 0,04 - 0,1$ (первая часть) и $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3 - 0,6 - 0,9$ (вторая часть), в третьей — развитие волны с амплитудой $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,2$ и $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,3$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,01 - 0,04$. В четвёртой части рассмотрено развитие волны БГК с $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$; $0,2$ и $0,3$ при взаимодействии с широким спектром ионных возмущений (ионно-звуковыми шумами).

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной $L/r_d = 200$ с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задаётся максвелловское распределение по скоростям с $T_e/T_i = 30$, $M/m = 10^2$ или 10^{10} , обрезанное на $V \simeq \pm 1,93V_T$ из-за ограниченности числа счетных частиц ($N^e \sim 10^4$ на длине L).

Для задания ленгмюровской волны задаётся возмущение плотности и скорости электронов плазмы, соответствующее бегущей волне с фазовой скоростью $V_\phi = \frac{\omega_0}{k_e}$, $\omega_0^2 = \omega_{oe}^2 (1 + 3(k_e r_d)^2) + \omega_{oi}^2$.

Для задания ионно-звуковой волны (возмущения плотности в плазме с $M/m = 10^{10}$) задаётся возмущение плотности и скорости ионов и электронов плазмы, соответствующее бегущей волне с фазовой скоростью $V_{\phi i} = \frac{c_s}{\sqrt{1+(k_i r_d)^2}}$, $c_s = \sqrt{T_e/M}$. Возмущение ионов и электронов задаётся в одной фазе.

Для задания волны БГК задаётся ленгмюровская волна и её область

захвата на фазовой плоскости равномерно заполняется электронами. Для более равномерного заполнения используется метод “взвешивания”. “Взвешивание” эквивалентно тому, что один электрон дробится на β частиц с массой m/β и зарядом e/β , но с тем же отношением e/m , как у электрона, так что движение этих частиц (назовём их β -электроны) не отличается от движения электронов. Более подробно метод задания волны БГК описан в работе [9]. Отметим, что параметры волны БГК (фазовая скорость, амплитуда) отличаются от параметров исходной ленгмюровской волны и определяются методом последовательных приближений.

В плазме с подвижными ионами на стадии установления ленгмюровской или БГК волны в течение одного-двух плазменных периодов T_{oe} из-за небольшого изменения электрического поля возникает возмущение скорости ионов. Это приводит к возбуждению стоячей ионно-звуковой волны небольшой амплитуды. Эта волна может играть роль затравочного возмущения плотности для развития конверсии и модуляционной неустойчивости, поэтому в настоящей работе это возмущение компенсируется заданием возмущения скорости ионов и электронов с противоположной фазой.

Следует отметить, что возможности численного эксперимента (метод частиц в ячейках) ограничены шумами. Для снижения начального уровня шумов, обусловленных флуктуациями плотности частиц, используется метод спокойного старта [10], позволяющий снизить уровень шумов на несколько порядков. Однако, этот метод не обеспечивает постоянного снижения уровня шумов — с течением времени уровень шумов нарастает. В плазме с неподвижными ионами ($M/m = 10^{10}$) существенны электронные шумы, в плазме с подвижными ионами ($M/m = 10^2$) основную опасность представляют ионно-звуковые шумы (i -шумы). При наших параметрах максимальная амплитуда гармоник этих шумов в области насыщения в $t/T_{oe} > 60 - 70$ достигает величины $\tilde{n}^N/n_0 \sim (3 \div 4) \cdot 10^{-2}$, а максимальная величина возмущения $\tilde{n}(x) - \tilde{n}/n_0 \sim 0,2 \div 0,3$. Когда возмущение достигает заметной величины, становится возможной паразитная конверсия основной волны с возбуждением коротковолновых гармоник. Это приводит к паразитному затуханию поля основной волны и может исказить реальный процесс. Обычно это становится существенным в $t/T_{oe} > 60 - 70$. Выделить паразитный процесс помогает сравнение случаев с неподвижными и подвижными ионами.

Для анализа основных процессов при заданных параметрах основной и ионно-звуковой волны (возмущения плотности) рассматривается четыре случая (серия): ленгмюровская волна в плазме с неподвижными $M/m = 10^{10}$ (случаи 1-1, 3-1, 5-1) и подвижными $M/m = 10^2$ (случаи

1-2, 3-2, 5-2) ионами и волна БГК в плазме с неподвижными (случаи 2-1, 4-1, 6-1) и подвижными (случаи 2-2, 4-2, 6-2) ионами. Отметим, что случаи 2-1, 4-1 и 6-1 совпадают со случаями 1-0, 1-1 и 1-2 соответственно в работе [7].

В настоящей работе рассматривается основная волна с параметрами $\lambda/r_d = 200$; $N = 1$; $E_0/(mr_d/eT_{oe}^2) = 13,6$; $E_0^2/8\pi n_0 T = 5,9 \cdot 10^{-2}$; $\alpha^{I-II} \sim 0,62$ ($\alpha = \frac{V_3^B + V_3^N}{V_\phi^B - V_\phi^N}$, $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$) и ионно-звуковая волна (возмущение плотности с параметрами $\lambda_i/r_d = 66,67$; $N_i = 3$; положение впадин плотности в $t = 0$ $x/r_d = 33,3$; 100 и 133,3. Амплитуда возмущения плотности различна в разных сериях: в сериях 1; 2 и 3 амплитуда $\tilde{n}/n_0 = 0,01$; 0,04 и 0,1. Параметры волны БГК выбраны так, чтобы неустойчивость сателлитов не играла роли ($\alpha^{I-II} < 0,8$ [1]). Параметры основной и ионно-звуковой волны в разных случаях приведены в таблице 1.

Таблица 1. Начальные параметры волн.

Серии 1,2 и 3: $L/r_d = \lambda/r_d = 200$; $N = L/\lambda = 1$; $N_b^0 = 50$, $N_b' = 1,35 \cdot 10^4$; $E_0/(mr_d/eT_{oe}^2) = 13,6$; $V_3/V_T = 6,62$; $E_0^2/8\pi n_0 T = 5,9 \cdot 10^{-2}$; $\alpha^{I-II} \sim 0,62$; $\lambda_i/r_d = 66,67$; $N_i = L/\lambda_i = 3$.

Серия	Серия 1. $\tilde{n}/n_0 = 0,01$				Серия 2. $\tilde{n}/n_0 = 0,04$				Серия 3. $\tilde{n}/n_0 = 0,01$			
Случай	1-1	1-2	2-1	2-2	3-1	3-2	4-1	4-2	5-1	5-2	6-1	6-2
Тип волн	Л	Л	БГК	БГК	Л	Л	БГК	БГК	Л	Л	БГК	БГК
M/m	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2
V_ϕ/V_T	31.88	32.04	27.95	28.09	31.88	32.04	27.95	28.09	31.88	32.04	27.95	28.09

L , λ — длина системы и длина волны; N — номер гармоники; N_b^0 , N_b' — число захваченных электронов и число "взвешенных" b -электронов на длине λ ; E_0 , $E_0^2/8\pi n_0 T$ — начальная амплитуда и плотность энергии; $\alpha^{I-II} = (V_3^I + V_3^{II})/(V_\phi^I - V_\phi^{II})$; $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$; λ_i , N_i , \tilde{n}/n_0 — длина волны, номер гармоники и амплитуда возмущения плотности (ионно-звуковой волны); тип волны — ленгмюровская (Л) или БГК волна; M , m — масса ионов и электронов; V_ϕ — фазовая скорость волны.

Для описания эволюции волны сравниваются кривые в данной серии: зависимость от времени амплитуды $E^N(t)$ основной волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. E_0 нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$.

Зависимость от времени амплитуды гармоник возмущения плотности ионов $\tilde{n}^N/n_0(t)$ $N_i = 1 \div 30$ (задаётся возмущение $N_i = 3$).

Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ (W_e^o — тепловая энергия электронов), энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^o$ (W_i^o — тепловая энергия ионов), потерь энергии b -электронов $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ (W_b^o — начальная энергия b -электронов). W нормировано на W_e^o .

Распределение поля $E(x)$, распределение возмущения плотности плазмы (плотности ионов) $\tilde{n}(x)$, распределение плотности b -электронов $n_b(x)$ в разные моменты времени. $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ нормированы на E_m , \tilde{n}_m — максимальные абсолютные значения $|E(x)|$, $|\tilde{n}(x)|$, приведённые на рисунке; $n_b(x)$ нормировано на начальную среднюю плотность b -электронов $n_b^o = N_b^o/L$. Моменты времени обычно берутся в моменты характерных максимумов и минимумов соответствующих кривых $E^N(t)$. При исследовании коллапса приводятся моменты t_{max} , когда максимальна плотность энергии во впадине плотности $E_{max}^2/8\pi n_0 T$, и t_{min} , когда максимальна глубина впадины.

Фазовые плоскости электронов и ионов в разные моменты времени.

Рассмотрим развитие ленгмюровской волны и волны БГК при взаимодействии с возмущением плотности — ионно-звуковой волной.

Серия 1. $E_0 = 13,6$ (здесь и далее E_0 нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$), $\tilde{n}/n_0 = 0,01$.

Случаи 1-1, 1-2 (ленгмюровская волна, $M/m = 10^{10}, 10^2$), 2-1, 2-2 (волна БГК, $M/m = 10^{10}, 10^2$). Кривые, описывающие случаи серии 1, приведены на рис. 1-10.

Ранее [3-6] было показано, что взаимодействие ленгмюровской волны с возмущением плотности (ионно-звуковой волной) приводит к конверсии — генерации гармоник — прямых и обратных ленгмюровских волн с волновыми векторами $k_N = k_e \pm \beta k_i$ и номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. При малых возмущениях плотности \tilde{n}/n_0 возбуждается небольшое число гармоник и процесс имеет периодический характер [3,5].

На рис. 1, 2 показаны кривые $E^N(t)$ для случаев 1-1 и 1-2. Видно, что в обоих случаях на начальной стадии в $t/T_{oe} \sim 0 \div 30$ возбуждаются только гармоники $N = N_e \pm N_i$ — $N = -2$ и $N = 4$ (знаком "-" обозначены обратные волны с $V_\phi^N < 0$, на рисунках знак "-" не пишется) и кривые $E^N(t)$ практически одинаковы. В дальнейшем кривые $E^N(t)$ различаются, но в обоих случаях показывают периодический характер процесса и отсутствие затухания.

Возбуждение гармоник конверсии приводит к модуляции поля, так что поле локализуется в районе впадин плотности (рис. 7, 9). В течение плазменного периода максимум возмущения поля проходит после-

довательно все впадины. На рис. 7-9 (и на аналогичных рисунках в дальнейшем) для данного случая выбираются моменты времени, когда максимум возмущения поля находится в определенной впадине — на рис. 7, 8 — в третьей, на рис. 9 — во второй (отметим, что в начальный момент времени, а при $M/m = 10^{10}$ и во все остальные, вторая впадина находится на $x/r_d = 100$).

Сравнение кривых $E(x)$ в случаях 1-1 и 1-2 показывает, что на начальной стадии в $t/T_{oe} \sim 0 \div 30$ эти кривые близки (рис. 7). Однако, в дальнейшем они начинают различаться. Это связано с развитием модуляционной неустойчивости в случае 1-2 (в случае 1-1 с неподвижными ионами модуляционная неустойчивость невозможна). Действительно, из рис. 7, 8 видно, что с течением времени модуляция поля растёт, поле локализуется во впадинах плотности и глубина впадин плотности растёт. По кривым $\tilde{n}^N(t)$ (рис. 5) видно, что впадина плотности формируется гармониками $N_i = 3$ и 6. Заметный рост этих гармоник, свидетельствующий о модуляционной неустойчивости, начинается в $t/T_{oe} > 25 - 30$. Развитие модуляционной неустойчивости приводит к формированию солитоноподобной структуры (рис. 8 $t/T_{oe} \sim 60 \div 70$).

Рост глубины впадин и увеличение возмущения плотности приводит в случае 1-2 к росту скорости конверсии и возбуждению новых гармоник. Сравнение кривых $E^N(t)$ в случаях 1-1 и 1-2 (рис. 1, 2) показывает, что в случае 1-2 в $t/T_{oe} > 20 - 25$ возбуждаются новые гармоники $N = -5$ и $N = 7$, первый максимум кривой $E^N(t)$ гармоники $N = -2$ достигается раньше, чем в случае 1-1, период обмена энергией гармоники $N = -2$ и основной волны $N = 1$ уменьшается. Это показывает, что развитие ленгмюровской волны в случае 1-2 определяется и модуляционной неустойчивостью и конверсией.

Развитие волны БГК (случаи 2-1 и 2-2) кардинально отличается от ленгмюровской волны. По кривым $E^N(t)$ (рис. 3, 4) видно, что в случаях 2-1 и 2-2 конверсия подавлена — хотя гармоники $N = -2$ и $N = 4$ возбуждаются, их максимальная амплитуда $E^N/E_o \sim 0,08$ на порядок меньше, чем в случаях 1-1 и 1-2 (рис. 1, 2). В результате поле волны практически не модулируется (рис. 10) и модуляционная неустойчивость не развивается. Действительно, не наблюдается роста впадин плотности (рис. 10), а амплитуда гармоник $N_i = 3; 6$ не выходит за пределы уровня шумов (рис. 6).

Случаи 2-1 и 2-2 практически не различаются (рис. 3, 4). В обоих случаях практически сохраняется амплитуда и распределение поля $E(x)$ (рис. 10), фазовая скорость, распределение b -электронов на фазовой плоскости, распределение плотности b -электронов $n_b(x)$ (рис. 10).

Небольшое отличие случая 2-2 связано с затуханием поля волны $N = 1$ (рис. 4) из-за паразитной конверсии на ионно-звуковых шумах, достигающих в $t/T_{oe} > 60 - 70$ заметной величины (рис. 6, 10).

Таким образом, волна БГК в плазме с подвижными ионами при взаимодействии с ионно-звуковой волной с амплитудой $\tilde{n}/n_o \sim 0,01$ остаётся устойчивой в отличие от ленгмюровской волны с такими же параметрами, развитие которой приводит к модуляционной неустойчивости и образованию солитоноподобной структуры.

Серия 2. $E_o = 13,6; \tilde{n}/n_o = 0,04$. Случаи 3-1, 3-2 (ленгмюровская волна, $M/m = 10^{10}, 10^2$), 4-1, 4-2 (волна БГК, $M/m = 10^{10}, 10^2$). Кривые, описывающие случаи серии 2, приведены на рис. 11-23.

На рис. 11, 12 показаны кривые $E^N(t)$ для случаев 3-1 и 3-2. Видно, что в этих случаях конверсия ленгмюровской волны приводит к возбуждению большего числа гармоник, чем в случаях 1-1, 1-2 — $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1$ и 2 — $N = -2$ и 4, $N = -5$ и 7. На начальной стадии в $t/T_{oe} \sim 0 \div 15$ кривые $E^N(t)$ практически одинаковы в случаях 3-1 и 3-2. Соответственно одинакова и модуляция поля волны, достигающая значительной величины к $t/T_{oe} \sim 15$ (рис. 15 а, б).

Дальнейшее развитие процесса различается в случаях 3-1 и 3-2 (рис. 11, 12 и рис. 17, 18). В случае 3-1 процесс определяется конверсией и имеет периодический характер (рис. 11). В случае 3-2 кроме конверсии заметную роль играет модуляционная неустойчивость. Действительно по кривым $\tilde{n}^N(t)$ (рис. 20) видно, что в случае 3-2 в $t/T_{oe} > 15$ начинает расти амплитуда гармоник $N_i = 3; 6$ и 9. Из рис. 17 видно, что рост гармоник соответствует росту впадин плотности, а это приводит к дальнейшей концентрации поля во впадинах плотности. Рост возмущения плотности приводит к росту скорости конверсии и к увеличению числа гармоник, так что кривые $E^N(t)$ в случае 3-2 заметно отличаются от случая 3-1 (рис. 11, 12).

Развитие конверсии и модуляционной неустойчивости в случае 3-2 приводит к формированию солитоноподобной структуры, периодически меняющейся во времени (рис. 17), так что процесс в целом сохраняет периодический характер (рис. 12).

Развитие волны БГК (случаи 4-1 и 4-2), так же, как и в серии 1, кардинально отличается от ленгмюровской волны. По кривым $E^N(t)$ (рис. 13, 14) видно, что в случаях 4-1 и 4-2 конверсия подавлена — максимальная амплитуда гармоник $N = -2$ и $N = 4$ не превышает величины $E^N/E_o \sim 0,18$, хотя эта величина несколько больше, чем в случаях 2-1 и 2-2.

Возбуждение гармоник конверсии приводит к небольшой модуляции поля волны, переменной во времени (рис. 15 в, г и рис. 16, 19). Однако, модуляционная неустойчивость не развивается — не наблюдается роста впадин плотности (рис. 19) и роста гармоник плотности (рис. 21), выходящих за пределы уровня шумов. До $t/T_{oe} \sim 60 - 70$ случаи 4-1 и 4-2 практически не различаются (рис. 13, 14, рис. 16, 19, рис. 22, 23). Небольшое отличие случая 4-2 в $t/T_{oe} > 60 - 70$ связано с затуханием поля волны (рис. 14, 23) из-за паразитной конверсии на ионно-звуковых шумах, достигающих в это время заметной величины (рис. 19, 21).

В обоих случаях 4-1 и 4-2 практически сохраняются амплитуда и распределение поля $E(x)$ (рис. 16, 19), фазовая скорость, распределение b -электронов на фазовой плоскости, распределение плотности b -электронов $n_b(x)$ (рис. 16, 19).

Таким образом, волна БГК остаётся устойчивой и при взаимодействии с ионно-звуковой волной с амплитудой $\tilde{n}/n_o \sim 0,04$.

Серия 3. $E_o = 13, 6; \tilde{n}/n_o = 0, 1$. Случаи 5-1, 5-2 (ленгмюровская волна, $M/m = 10^{10}, 10^2$), 6-1, 6-2 (волна БГК, $M/m = 10^{10}, 10^2$). Кривые, описывающие случаи серии 3, приведены на рис. 24-38.

С увеличением возмущения плотности — амплитуды ионно-звуковой волны в сериях 1-2-3 ($\tilde{n}/n_o \sim 0,01 - 0,04 - 0,1$) растёт скорость конверсии ленгмюровской волны и увеличивается число возбуждающихся гармоник. В случаях 5-1, 5-2 на начальной стадии возбуждаются гармоники $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2$ и 3 — $N = -2$ и 4 , $N = -5$ и 7 , $N = -8$ и 10 . На начальной стадии в $t/T_{oe} \sim 0 \div 15$ кривые $E^N(t)$ практически одинаковы (рис. 24, 25). Соответственно одинакова и модуляция поля волны, достигающая значительной величины к $t/T_{oe} \sim 10$ (рис. 28 а, б).

Так же, как в сериях 1 и 2, дальнейшее развитие процесса в случаях 5-1 и 5-2 различается (рис. 24, 25 и рис. 30, 31). В случае 5-1 процесс определяется конверсией и имеет периодический характер (рис. 24). В случае 5-2, кроме конверсии, играет роль и модуляционная неустойчивость, которая проявляется в росте впадин плотности и концентрации в них поля (рис. 30), а также в росте амплитуды гармоник плотности $N_i = 6; 9; 12$ (рис. 33). Развитие конверсии и модуляционной неустойчивости приводит к формированию солитоноподобной структуры, периодически меняющейся во времени (рис. 30), так что процесс в целом сохраняет периодический характер (рис. 25).

Развитие волны БГК (случаи 6-1 и 6-2), так же, как в сериях 1 и 2, отличается от ленгмюровской волны. По кривым $E^N(t)$ (рис. 26, 27) видно, что конверсия подавлена и в случаях 6-1 и 6-2 — максимальная

амплитуда гармоник $N = -2$ и $N = 4$ $E^N/E_o \sim 0,36$ заметно меньше, чем в случаях 5-1 и 5-2, хотя и возрастает по сравнению со случаями 2-1, 2-2 и 4-1, 4-2. Отметим, что в случаях 6-1, 6-2 кроме гармоник $N = -2$ и 4 наблюдается возбуждение гармоник $N = -5$ и 7 малой амплитуды (рис. 26, 27).

Возбуждение гармоник конверсии приводит к модуляции поля волны, переменной во времени (рис. 28 в, г и рис. 29, 32). В случаях 6-1, 6-2 модуляция заметно больше, чем в случаях 4-1, 4-2 (рис. 15 в, г и рис. 16, 19). В случае 6-2 это приводит к небольшому росту впадин плотности (рис. 32) и гармоник $N_i = 3$ и 6 (рис. 34). Однако, существенной роли модуляционная неустойчивость в случае 6-2 не играет. Действительно, до $t/T_{oe} \sim 40 - 50$ случаи 6-1 и 6-2 практически не различаются (рис. 26, 27, рис. 29, 32, рис. 35, 36). Различие в $t/T_{oe} > 40 - 50$ связано с затуханием поля волны в случае 6-2 (рис. 27, 36) из-за паразитной конверсии на ионно-звуковых шумах.

В случаях 6-1, 6-2 становится существенным процесс, связанный с уменьшением средней фазовой скорости в плазме с возмущением плотности. В работе [7-1] было показано, что этот процесс практически не играет роли при амплитудах возмущения $\tilde{n}/n_o < 0,1$. При $M/m = 10^{10}$ и $\tilde{n}/n_o \sim 0,1$ (случай 6-1) средняя фазовая скорость меняется от начальной $V_\phi/V_T = 27,95$ до $V_\phi/V_T = 27,71$.

Уменьшение средней фазовой скорости приводит к перестройке распределения b -электронов на фазовой плоскости. Это можно видеть по фазовым плоскостям электронов в случаях 6-1 (рис. 37) и 6-2 (рис. 38). Сравнение рис. 37 и 38 показывает, что процесс развивается одинаково в обоих случаях. Основная часть b -электронов в среднем замедляется, подстраиваясь к новой фазовой скорости и оставаясь захваченными волной БГК. При замедлении b -электроны теряют энергию, так что потери энергии ΔW_b растут (рис. 35, 36). При этом энергия передаётся в электрическое поле, так что амплитуда волны БГК $N = 1$ растёт (рис. 26, 27), растут соответственно и энергия поля W_E и ΔW_e (рис. 35, 36). Это в свою очередь влияет на характер движения и распределение b -электронов на фазовой плоскости, а также на конверсию. В случаях 6-1, 6-2 эффект невелик — так амплитуда волны БГК растёт всего до $E^N/E_o \sim 1,2$.

После завершения перестройки в $t/T_{oe} > 15 - 20$ фазовая скорость и амплитуда волны БГК устанавливаются на новом уровне, что особенно хорошо видно в случае 6-1 (рис. 26, 35), и основная часть b -электронов движется как захваченные частицы в этой новой волне.

Несмотря на перестройку, конверсию и даже слабую модуляционную неустойчивость в случае 6-2 волна БГК в случаях 6-1 и 6-2 остаётся

практически устойчивой — после перестройки практически сохраняется амплитуда и распределение поля $E(x)$ (рис. 29, 32), фазовая скорость, распределение b -электронов на фазовой плоскости, распределение плотности b -электронов $n_b(x)$ (рис. 29, 32).

Таким образом, волна БГК с начальной амплитудой $E_0 = 13,6$ и $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$ остаётся устойчивой при взаимодействии с ионно-звуковой волной с амплитудой вплоть до $\tilde{n}/n_0 \sim 0,1$.

Таким образом, взаимодействие ленгмюровской волны и волны БГК с возмущением плотности или с ионно-звуковой волной приводит к конверсии в гармоники — прямые и обратные ленгмюровские волны с волновыми векторами $k_N = k_e \pm \beta k_i$ и номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. При малых возмущениях плотности \tilde{n}/n_0 возбуждается малое число гармоник, с ростом \tilde{n}/n_0 оно растёт.

Однако, развитие конверсии в случае волны БГК существенно отличается от случая ленгмюровской волны. Действительно, при рассмотренных параметрах волны ($\lambda/r_d = 200$, $E_0^2/8\pi n_0 T \sim 0,06$) и возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \leq 0,1$ в случае волны БГК конверсия подавлена — максимальная амплитуда гармоник конверсии значительно меньше, чем в случае ленгмюровской волны, а параметры волны БГК практически не меняются.

В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции поля и локализации энергии во впадинах плотности. В случае ленгмюровской волны в плазме с подвижными ионами конверсия сопровождается модуляционной неустойчивостью, которая приводит к росту глубины впадин плотности, концентрации в них поля и образованию солитоноподобной структуры, меняющейся во времени.

В случае волны БГК при тех же возмущениях плотности из-за подавленной конверсии модуляция поля мала, плотность энергии не превышает величины $E^2/8\pi n_0 T \sim 0,08$; 0,12 и 0,3 ($t/T_{oe} \sim 10 - 11$) в сериях 1, 2 и 3 соответственно и модуляционная неустойчивость практически не играет роли. В результате волна БГК в плазме с подвижными ионами остаётся устойчивой при взаимодействии с ионно-звуковой волной с амплитудой вплоть до $\tilde{n}/n_0 \leq 0,1$.

Поскольку волна БГК рассматриваемого типа отличается от ленгмюровской волны только наличием захваченных электронов, эти факты показывают, что обмен энергией захваченных электронов с полем волны стабилизирует волну БГК и поддерживает распределение её поля, препятствуя его модуляции, что мешает развитию конверсии и обеспечивает устойчивость волны БГК.

Список литературы

- [1] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала в длинной системе. I, II. Неустойчивость спутников. — Препринты ИЯФ N 95-23, N 95-24, 1995.
- [2] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова. Волна Бернштейна-Грина-Крускала. Модуляционная неустойчивость. I, II, III. — Препринты ИЯФ N 96-30, N 96-31, N 96-32, 1996.
- [3] P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M. Dawson Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
- [4] N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin Physica Scripta 24, 566, 1981.
- [5] Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Конверсия и неустойчивость ленгмюровских волн. — Препринт ИЯФ N 81-40, 1981.
- [6] Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринты ИЯФ N 80-192, 1980; N 81-04, 1981; N 81-43, 1981; N 81-88, 1981; N 81-89, 1981; N 82-53, 1982.
- [7] Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. Конверсия волны Бернштейна-Грина-Крускала на возмущении плотности. I, II, III, IV. — Препринты ИЯФ N 94-48, N 94-49, N 94-50, N 94-51, 1994.
- [8] Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы 7, 383, 1981; препринт ИЯФ N 78-76, 1978.
- [9] Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала. I. — Препринт ИЯФ N 93-97, 1993.
- [10] J.A.Byers, M.S.Grewal. Phys. Fluids 13, 1819, 1970.

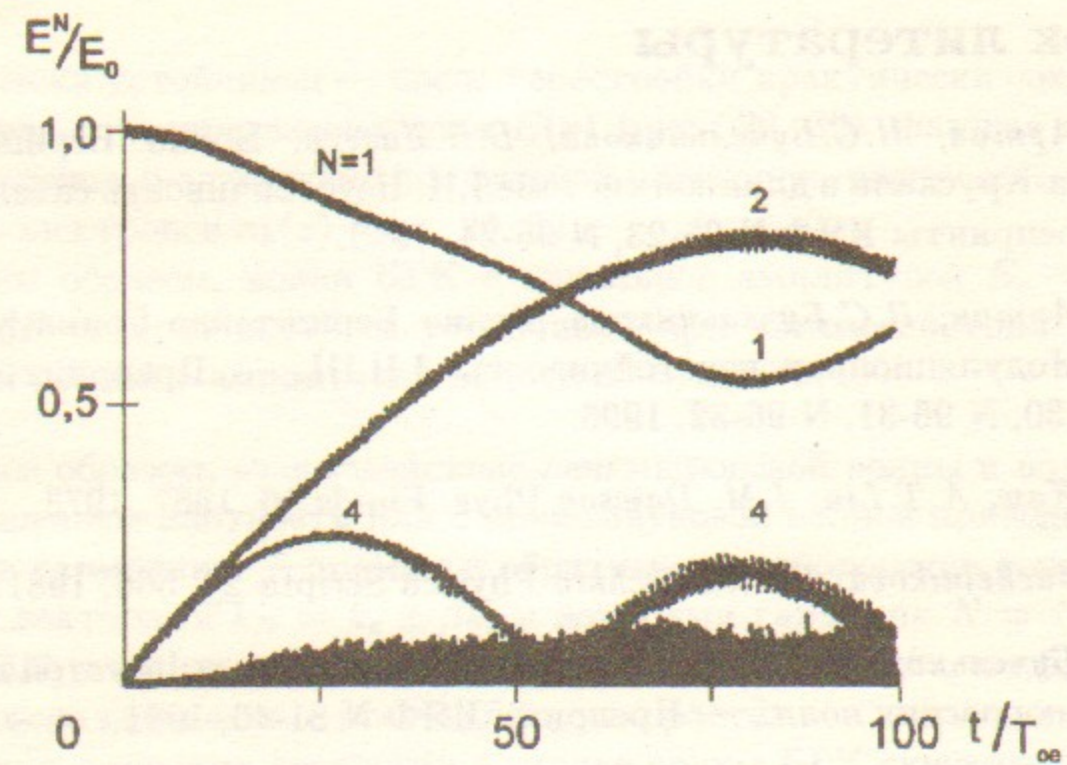


Рис. 1: Зависимость от времени амплитуды ленгмюровской волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 1-1. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^{10}$.

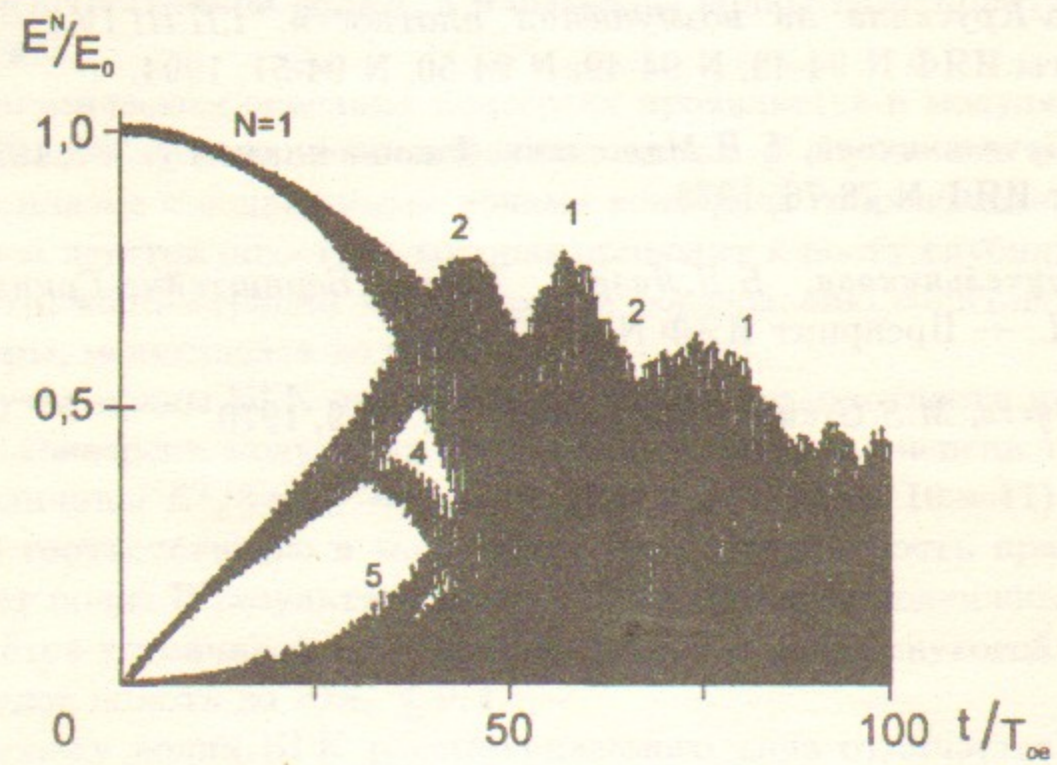


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды ленгмюровской волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 1-2. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^2$.

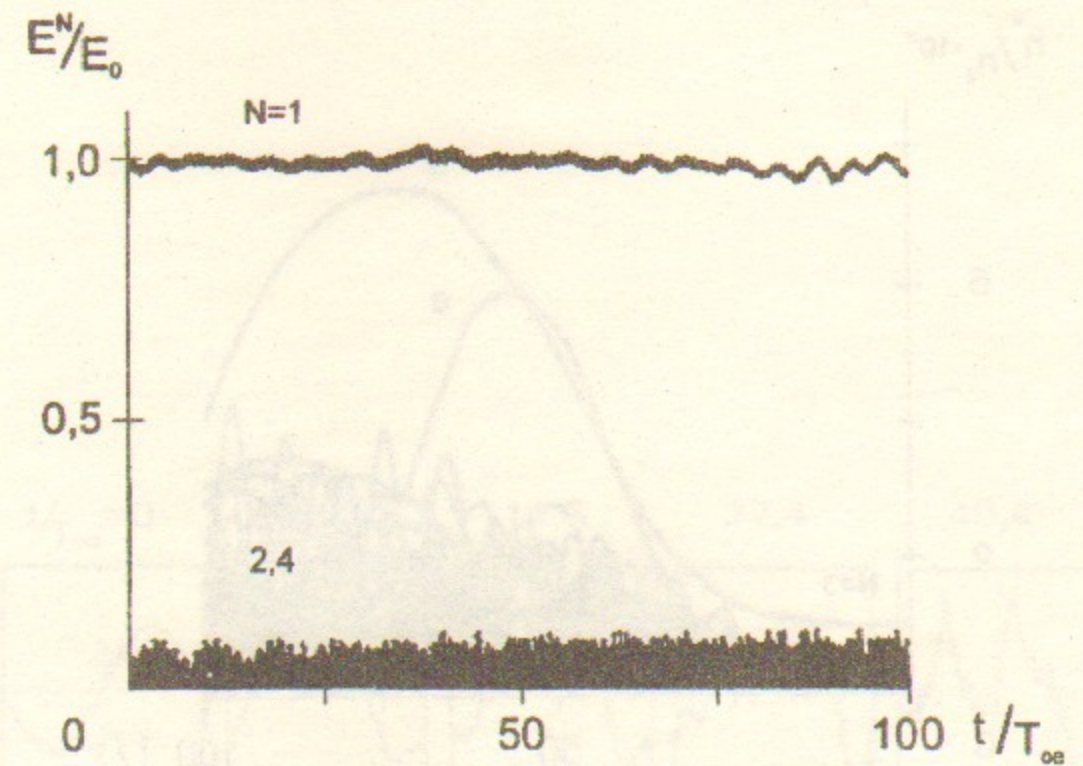


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 2-1. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^{10}$.

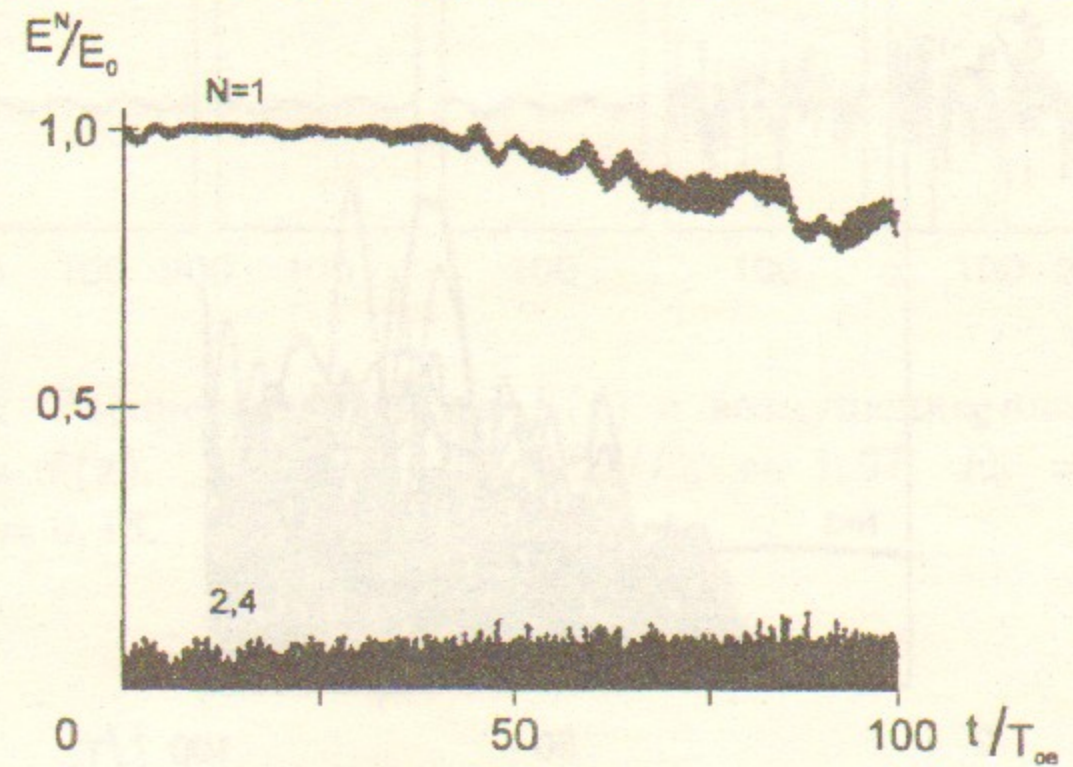


Рис. 4: Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 2-2. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^2$.

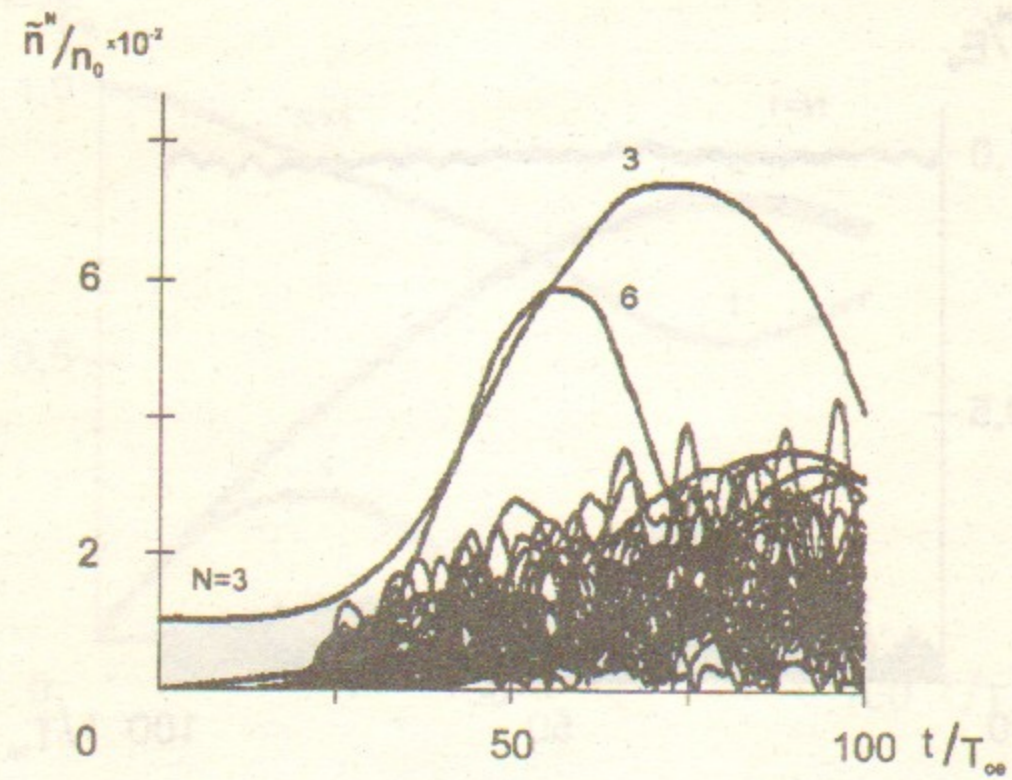


Рис. 5: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 30$. Случай 1-2.

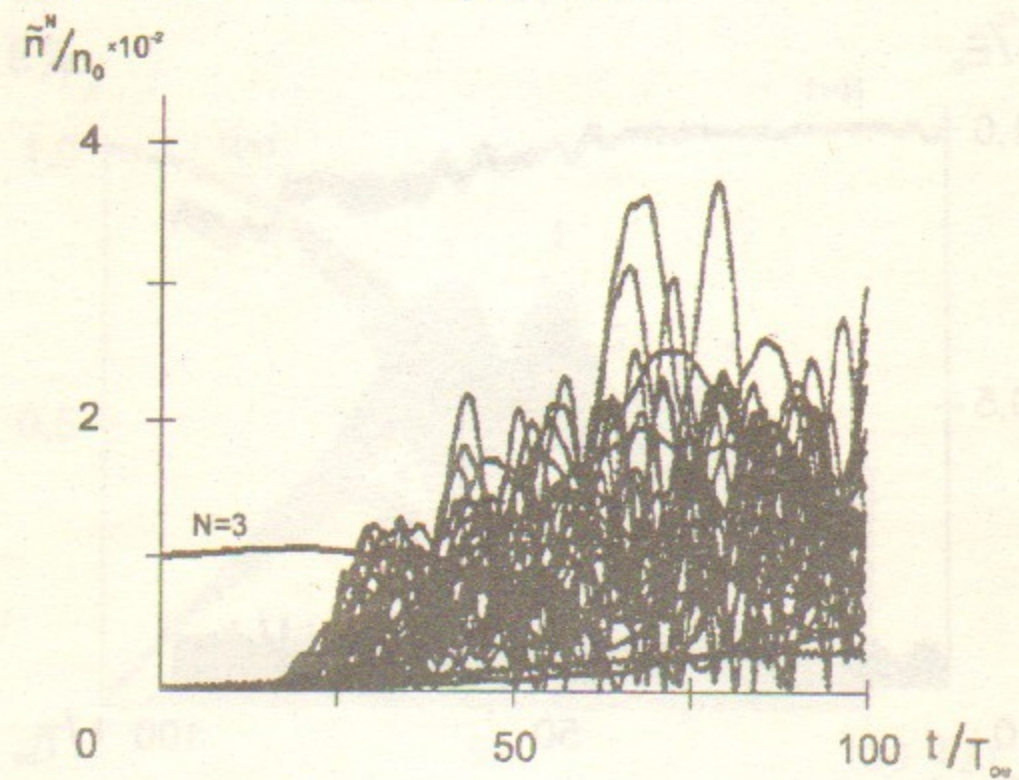


Рис. 6: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 30$. Случай 2-2.

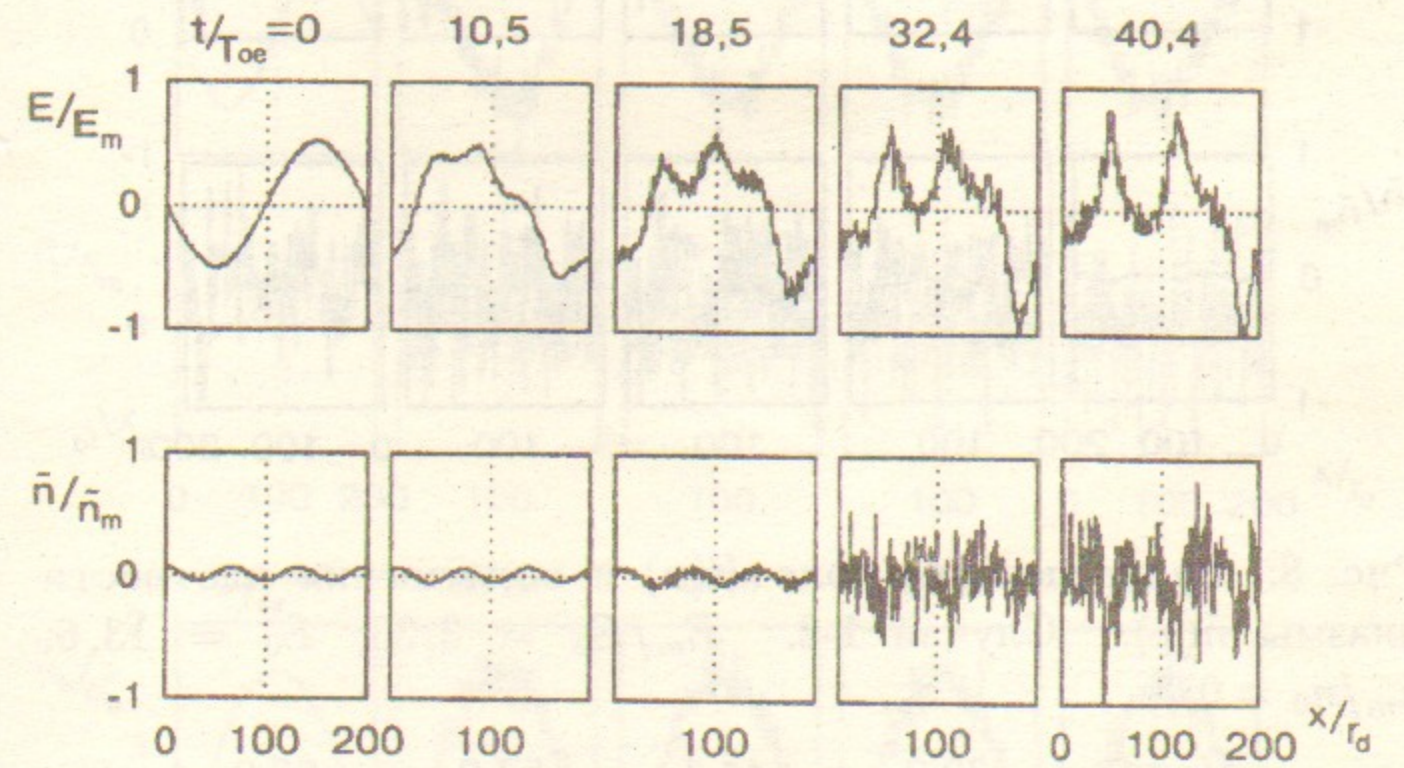


Рис. 7: Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$. Случай 1-2. $E_m/E_0 = 1,97$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,18$.

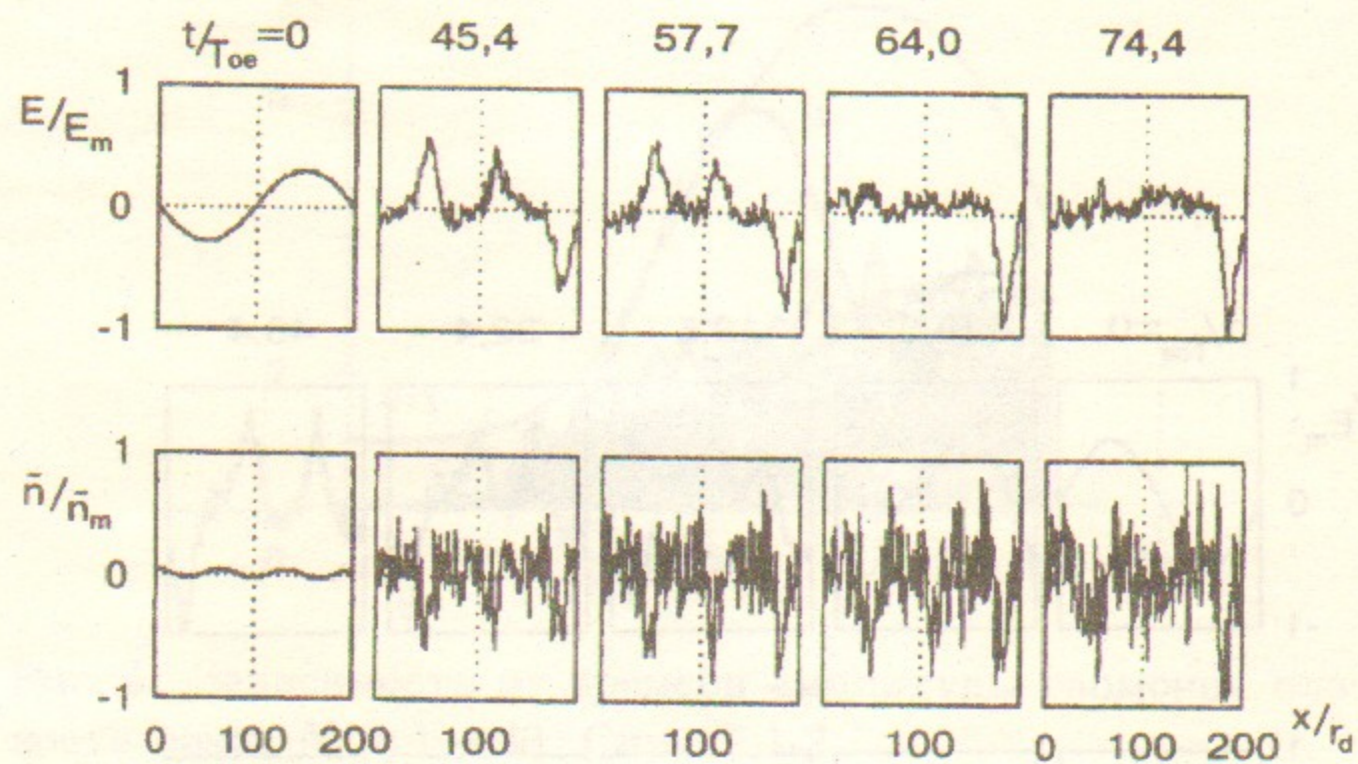


Рис. 8: Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$. Случай 1-2. $E_m/E_0 = 3,33$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,3$.

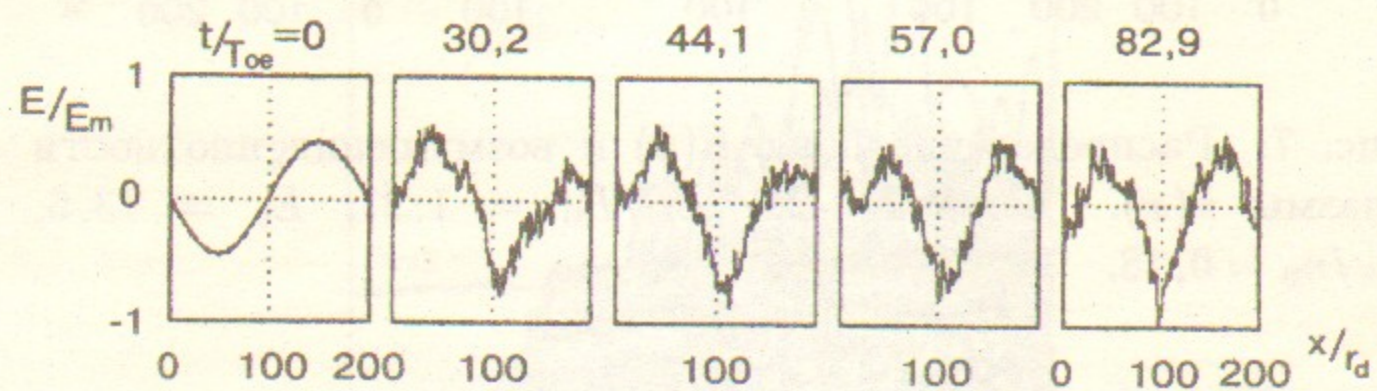


Рис. 9: Распределение поля $E(x)$. Случай 1-1. $E_m/E_0 = 2,17$; $E_0 = 13,6$.

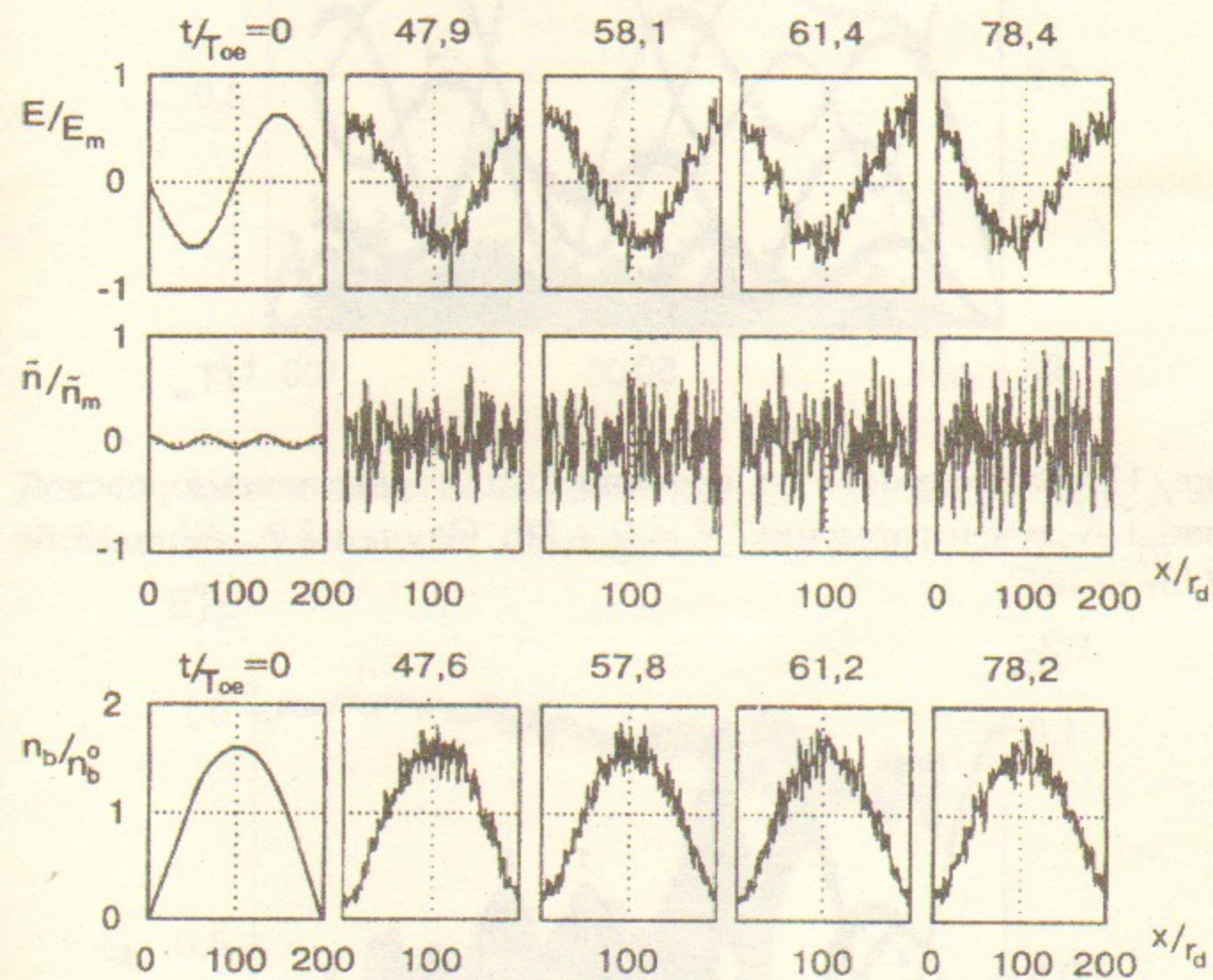


Рис. 10: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и плотности b -электронов $n_b(x)$. Случай 2-2. $E_m/E_0 = 1,63$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,21$; $n_b^o/n_0 = 5 \cdot 10^{-3}$.

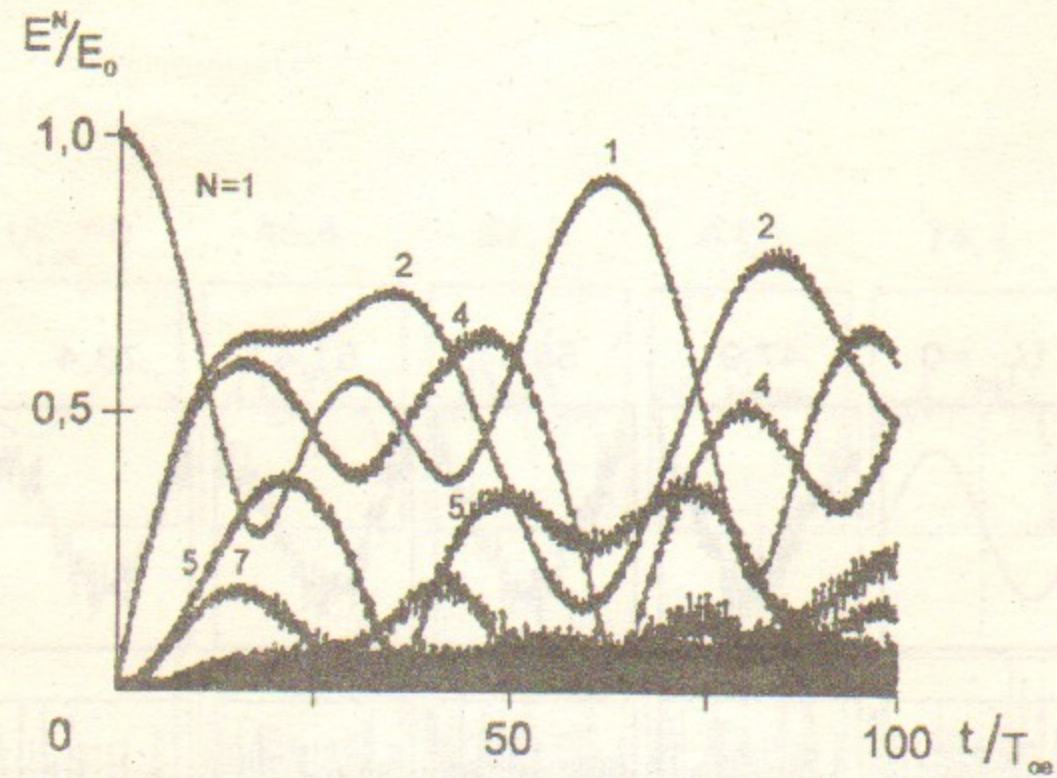


Рис. 11: Зависимость от времени амплитуды ленгмюровской волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 3-1. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^{10}$.

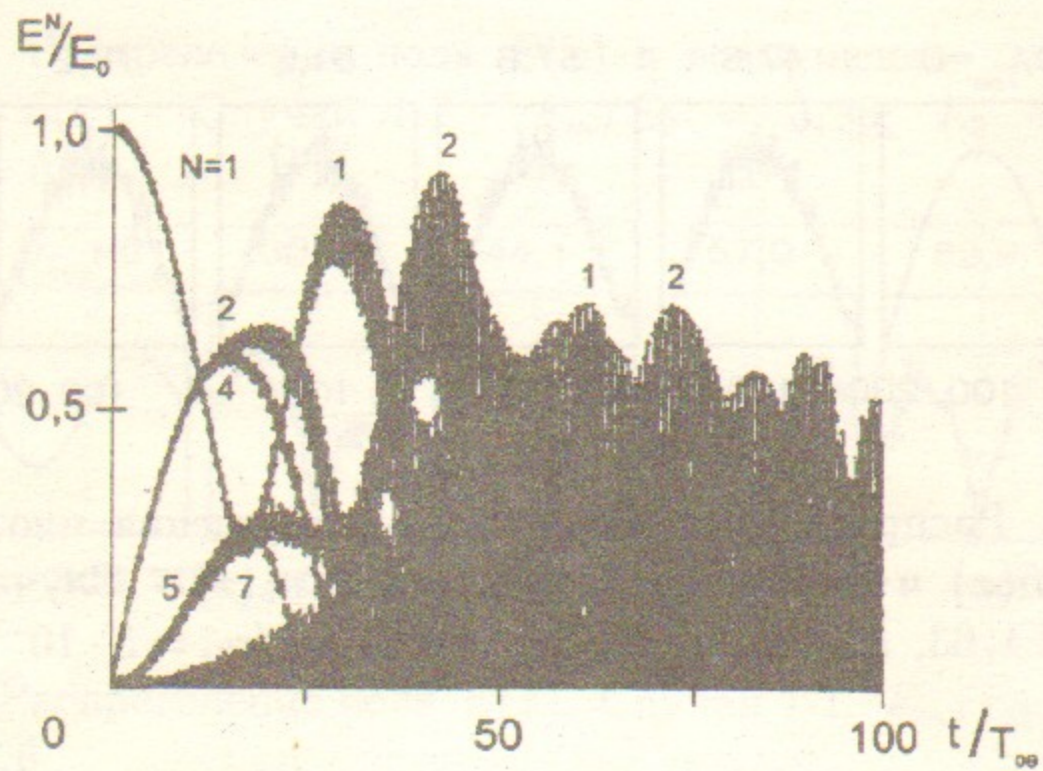


Рис. 12: Зависимость от времени амплитуды ленгмюровской волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 3-2. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^2$.

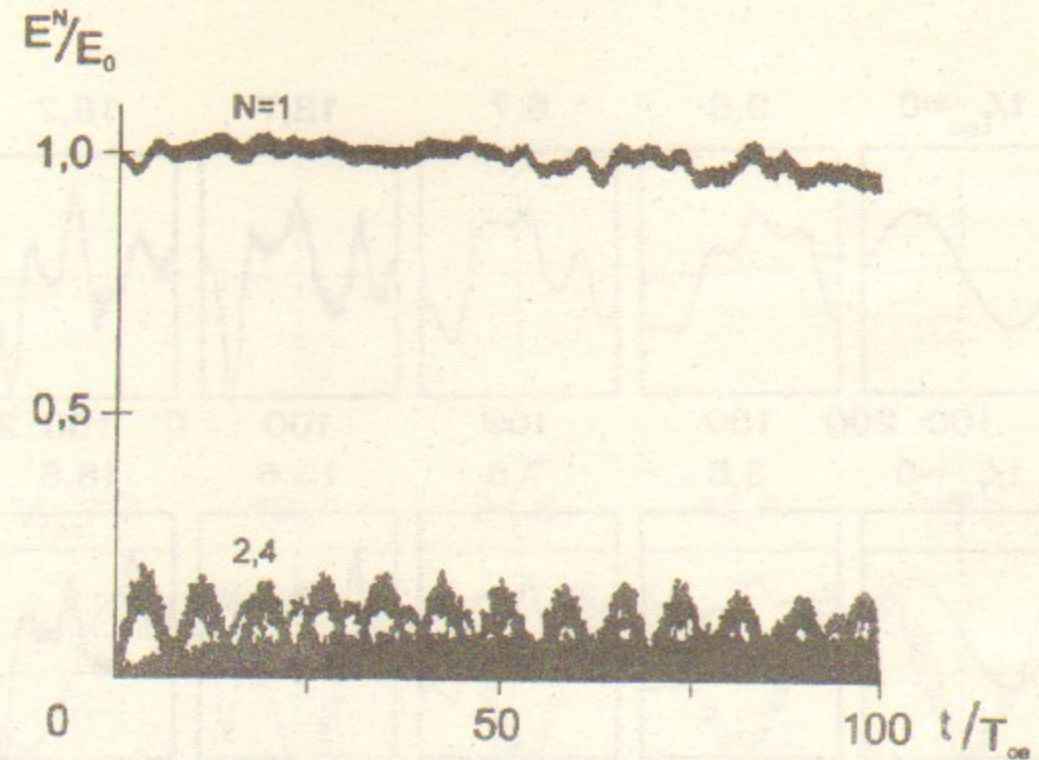


Рис. 13: Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N=1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 4-1. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^{10}$.

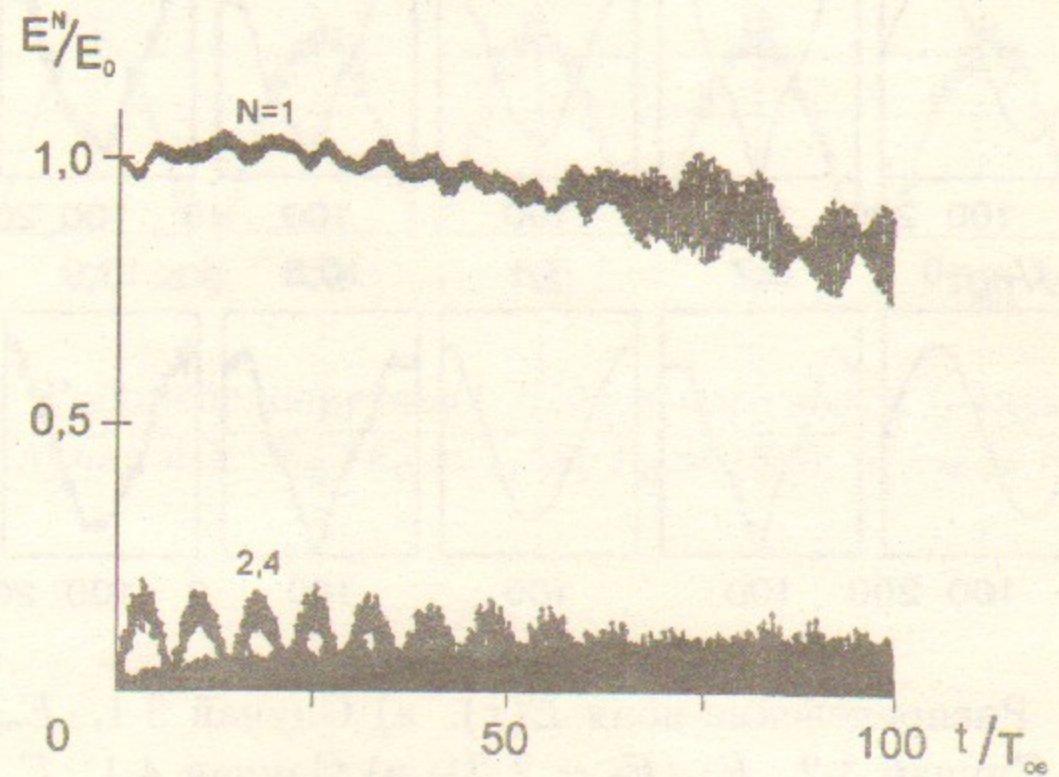


Рис. 14: Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N=1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 4-2. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^2$.

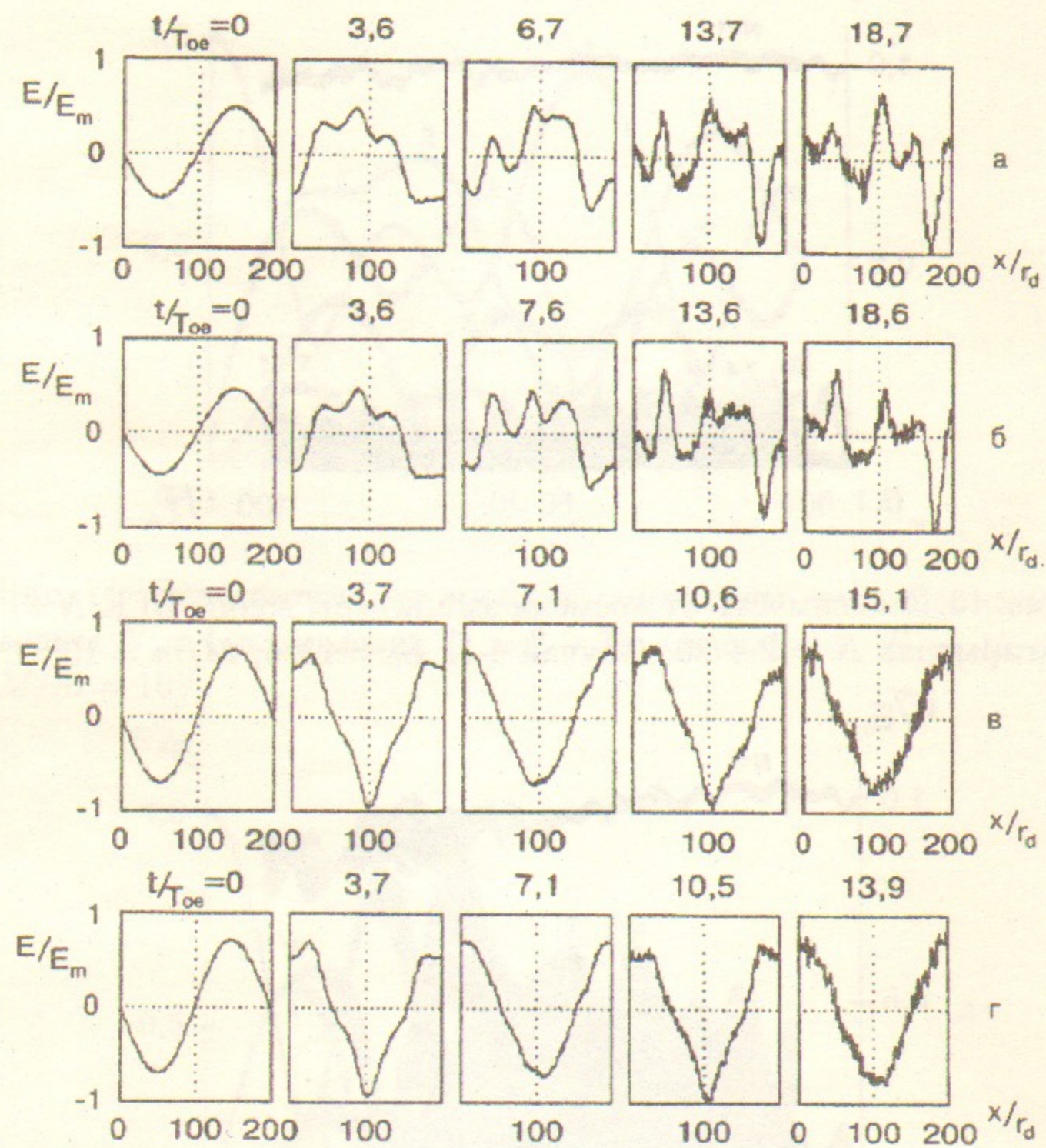


Рис. 15: Распределение поля $E(x)$. а) Случай 3-1. $E_m/E_0 = 2,06$; б) Случай 3-2. $E_m/E_0 = 2,21$; в) Случай 4-1. $E_m/E_0 = 1,43$; г) Случай 4-2. $E_m/E_0 = 1,43$; $E_0 = 13,6$.

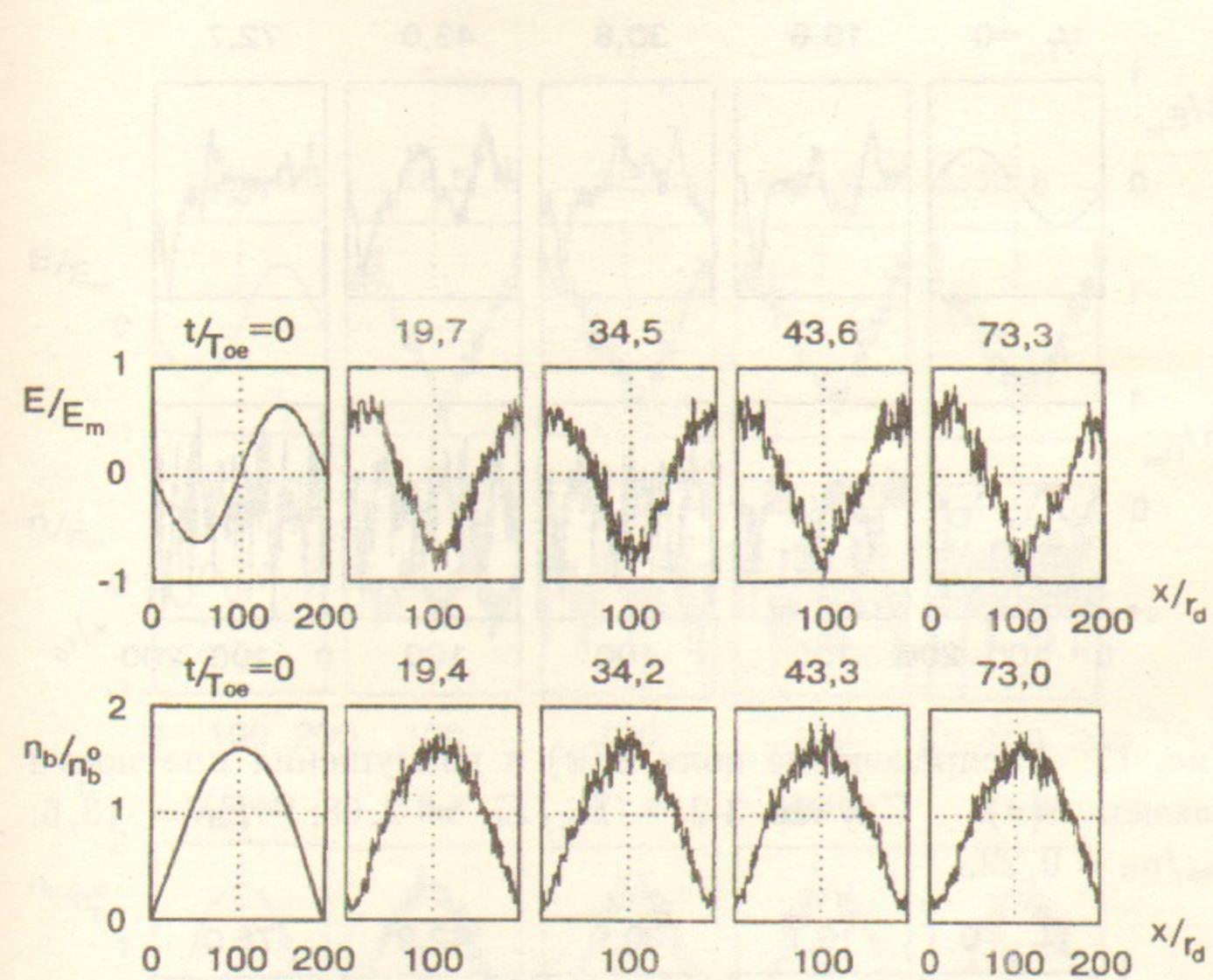


Рис. 16: Распределение поля $E(x)$ и плотности b-электронов $n_b(x)$. Случай 4-1. $E_m/E_0 = 1,58$; $E_0 = 13,6$; $n_b^0/n_0 = 5 \cdot 10^{-3}$.

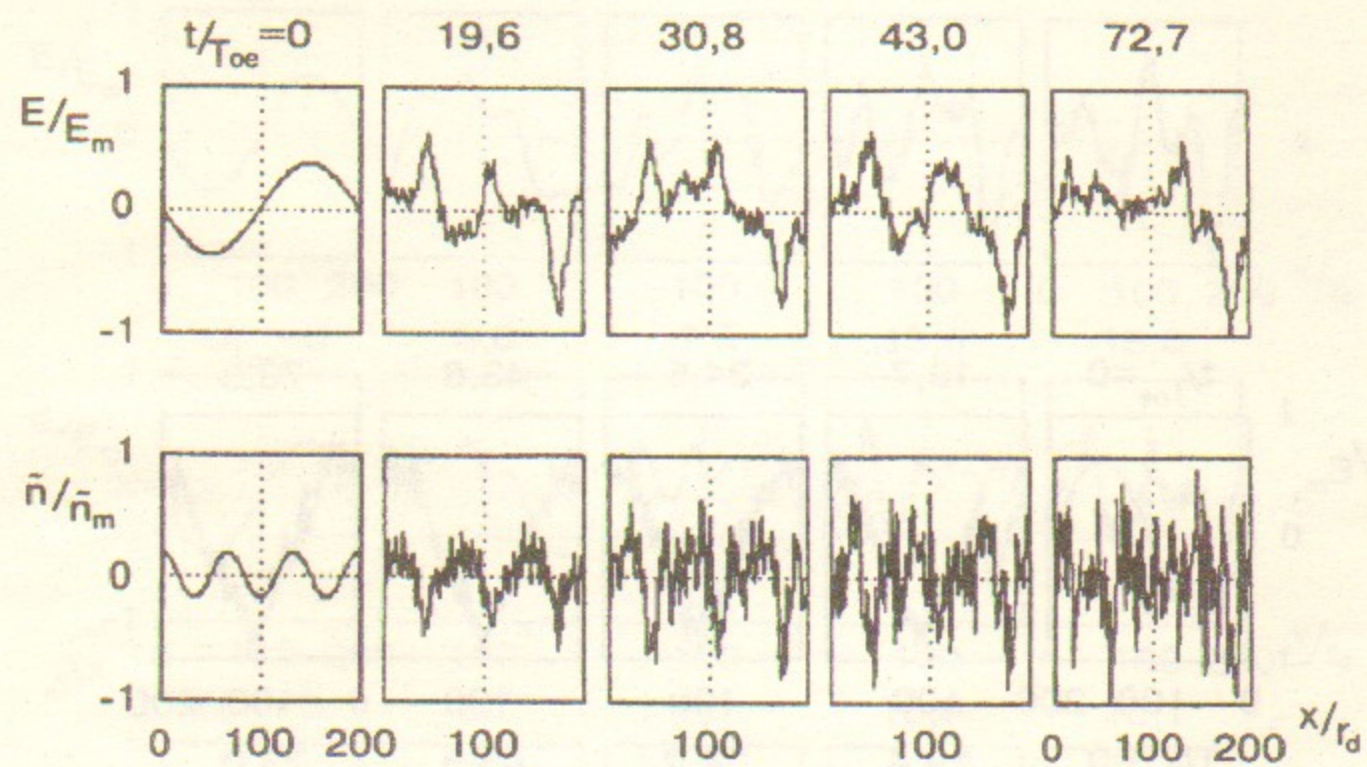


Рис. 17: Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$. Случай 3-2. $E_m/E_0 = 2,68$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,22$.

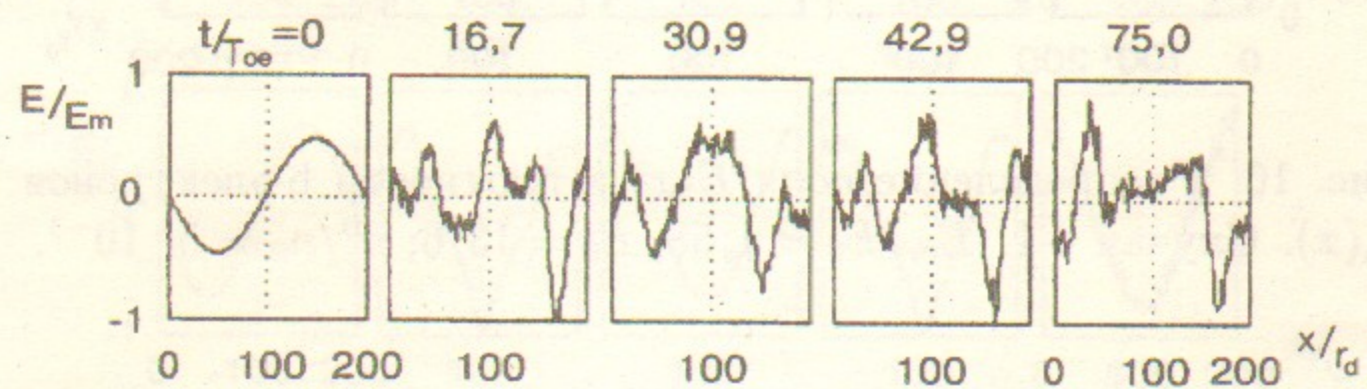


Рис. 18: Распределение поля $E(x)$. Случай 3-1. $E_m/E_0 = 2,12$; $E_0 = 13,6$.

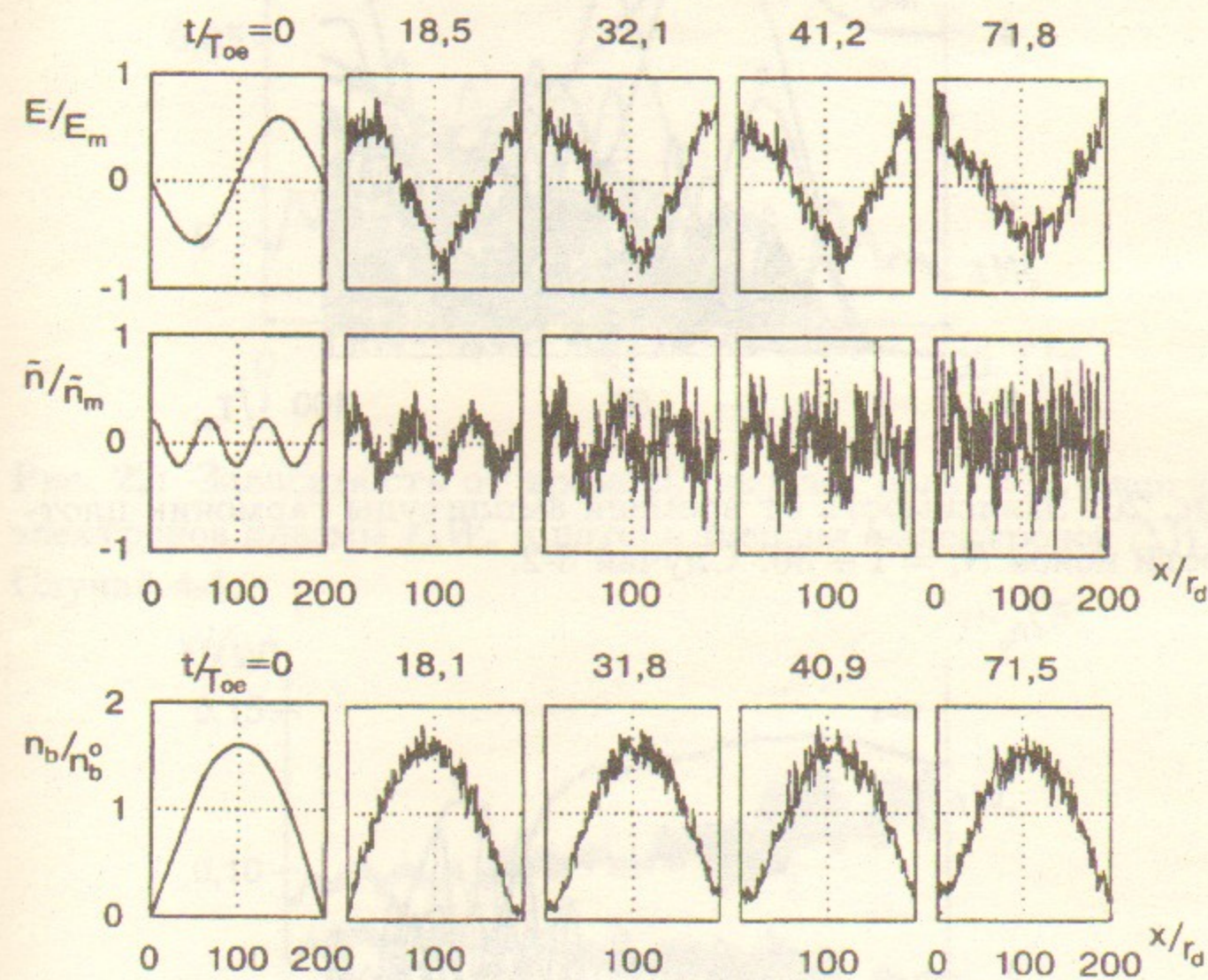


Рис. 19: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и плотности b-электронов $n_b(x)$. Случай 4-2. $E_m/E_0 = 1,74$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,35$; $n_b^0/n_0 = 5 \cdot 10^{-3}$.

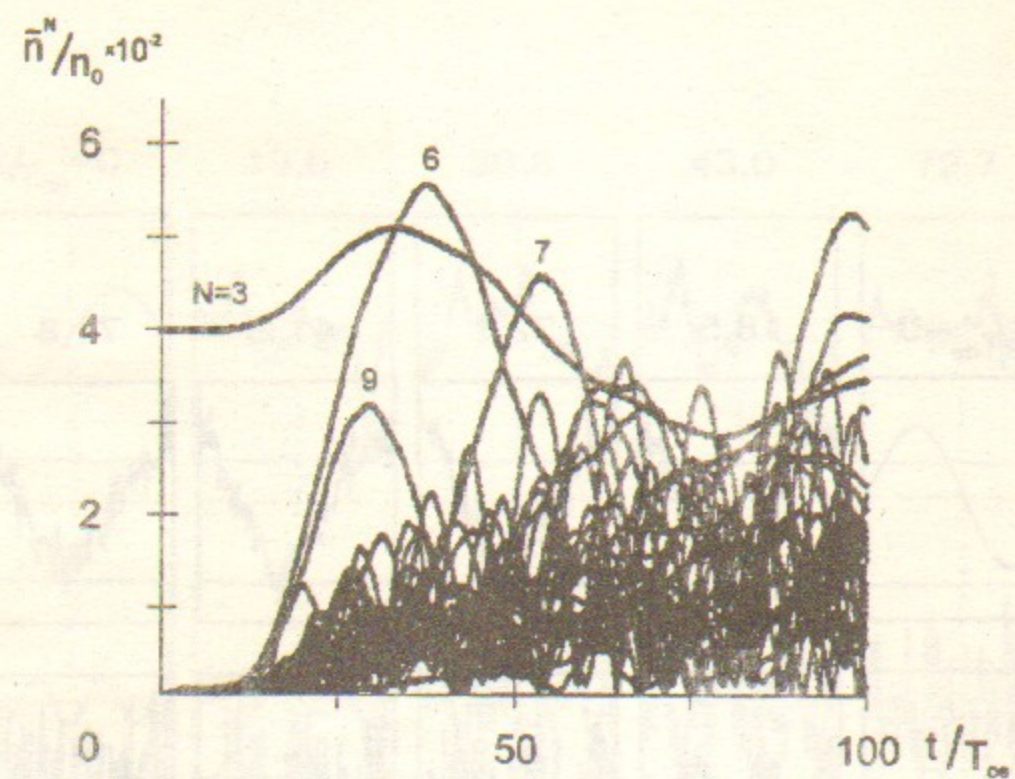


Рис. 20: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 30$. Случай 3-2.

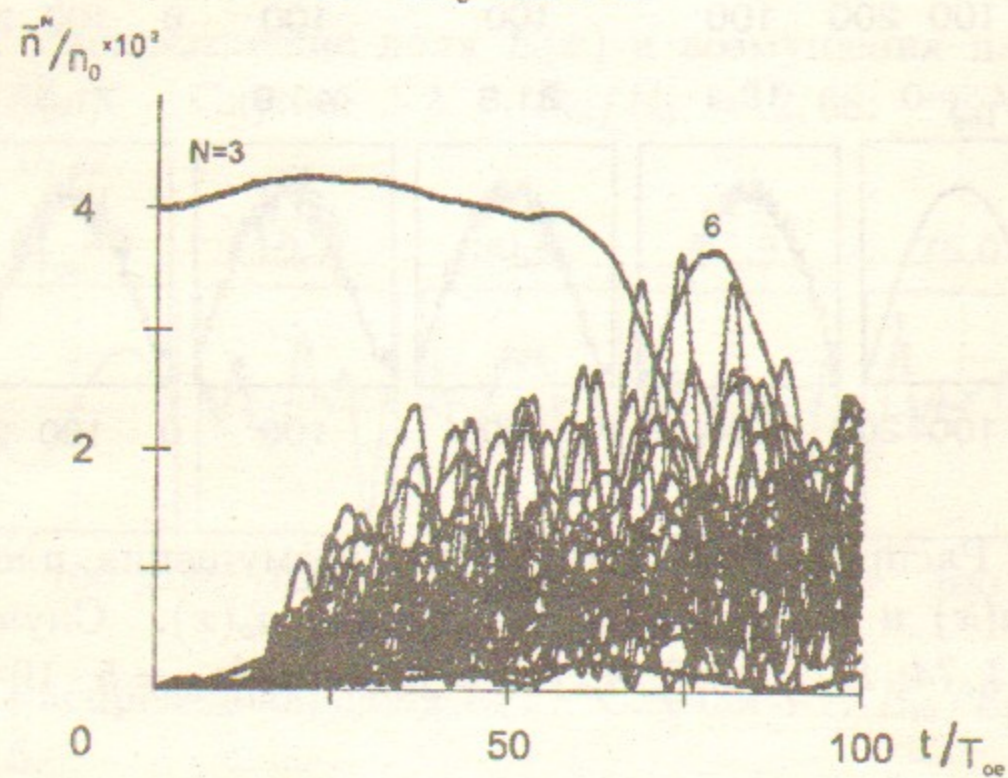


Рис. 21: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 30$. Случай 4-2.

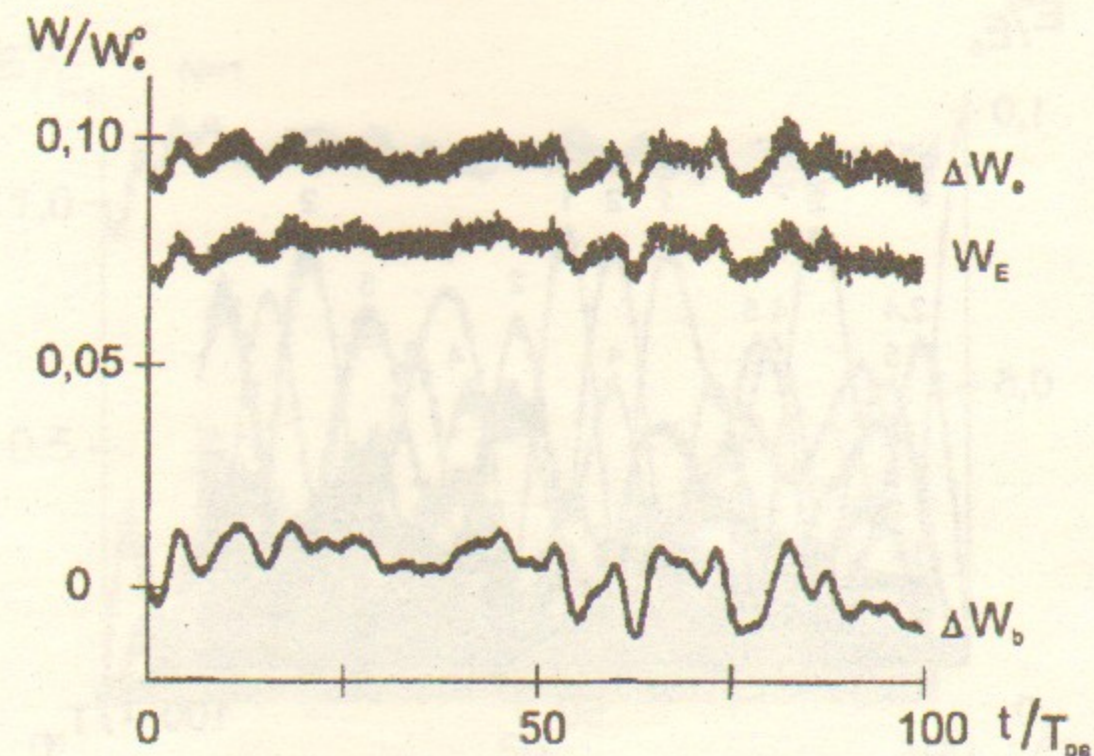


Рис. 22: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 4-1.

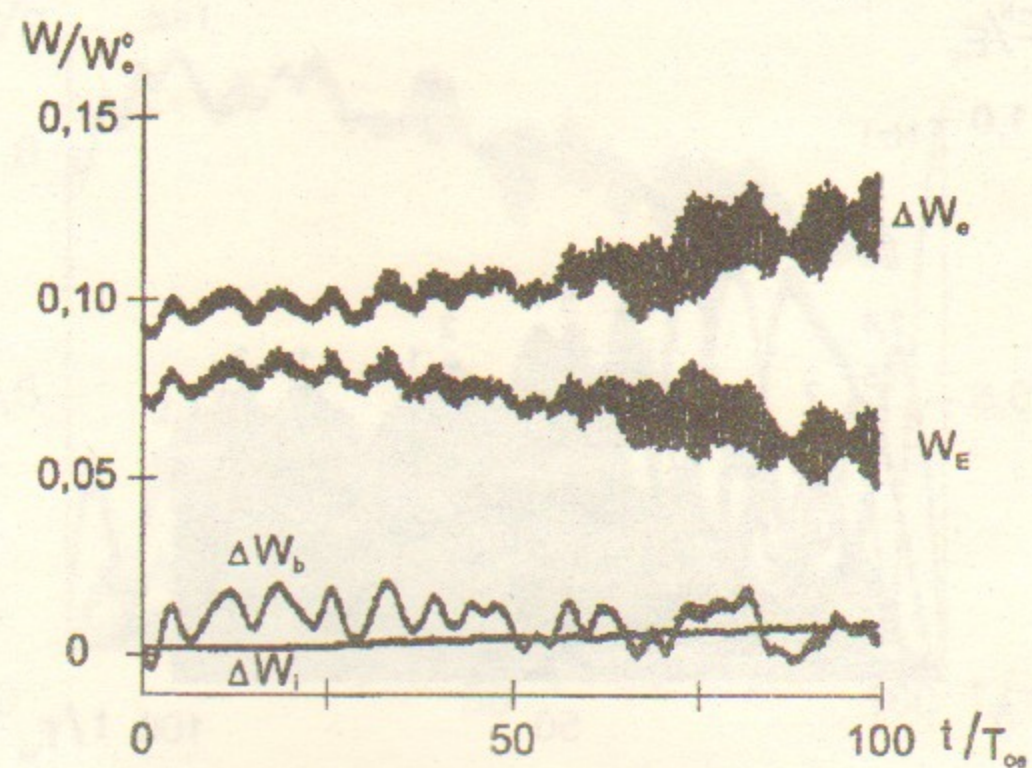


Рис. 23: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов и ионов плазмы ΔW_e , ΔW_i и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 4-2.

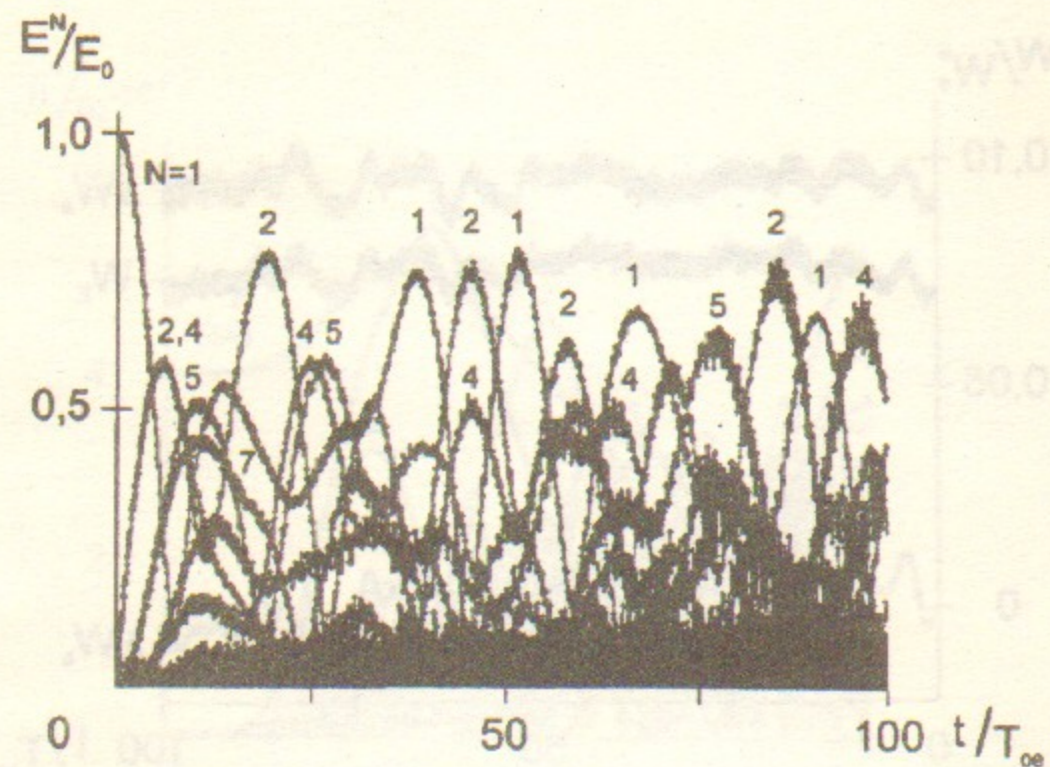


Рис. 24: Зависимость от времени амплитуды ленгмюровской волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 5-1. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^{10}$.

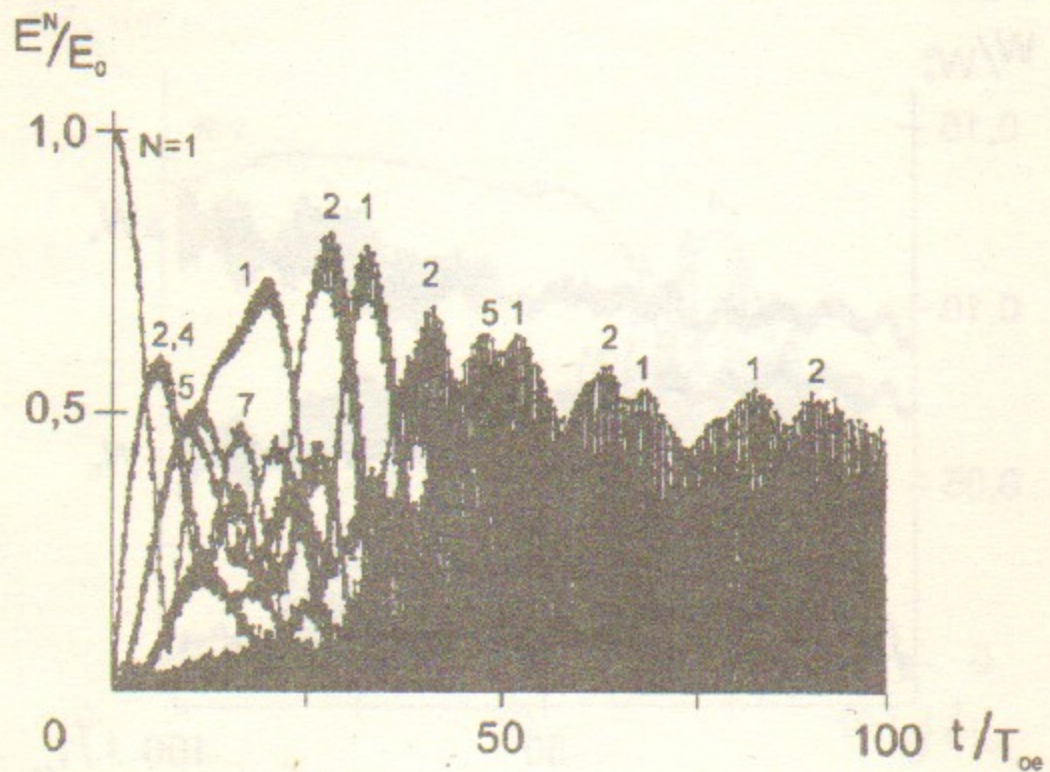


Рис. 25: Зависимость от времени амплитуды ленгмюровской волны $N = 1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 5-2. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^2$.

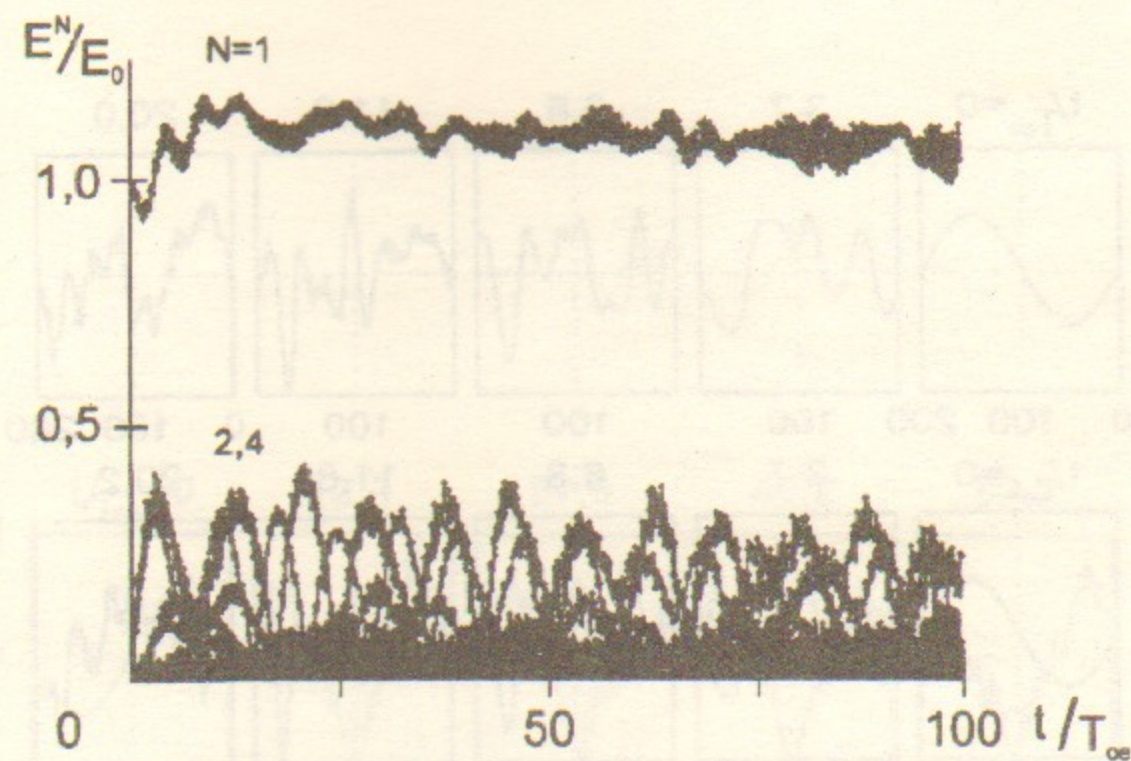


Рис. 26: Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N=1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 6-1. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^{10}$.

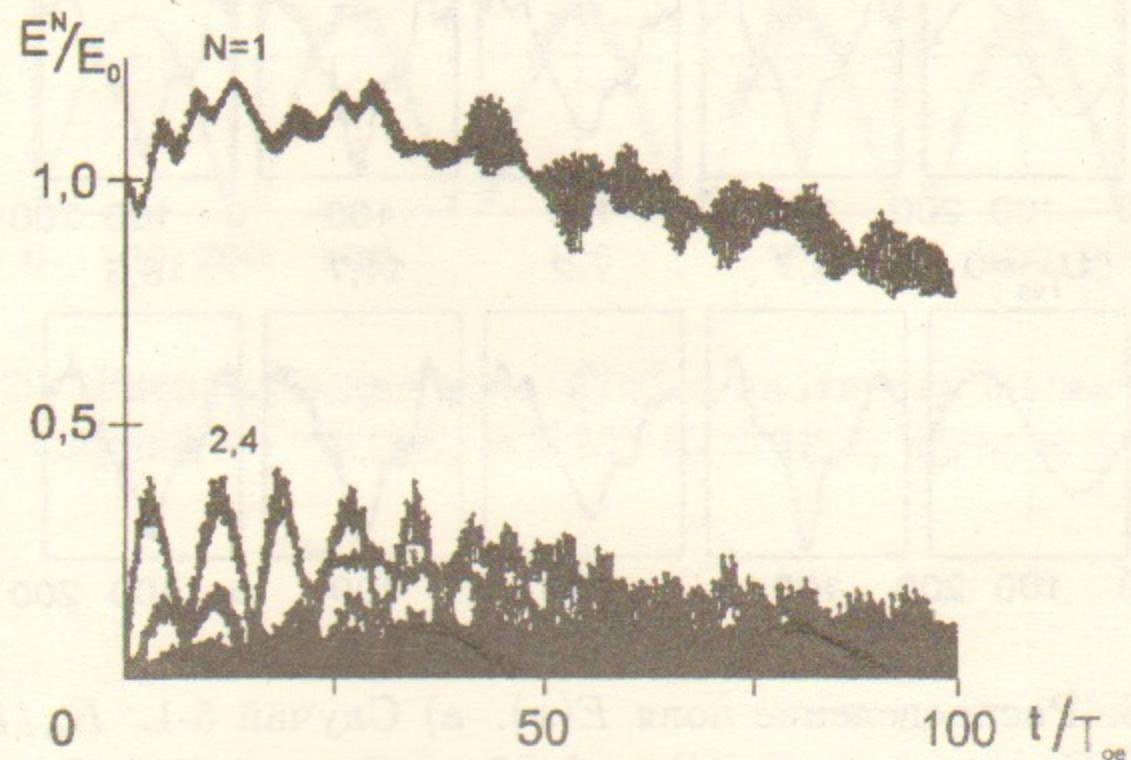


Рис. 27: Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N=1$ и гармоник $N = 2 \div 30$. Случай 6-2. $E_0 = 13,6$; $M/m = 10^2$.

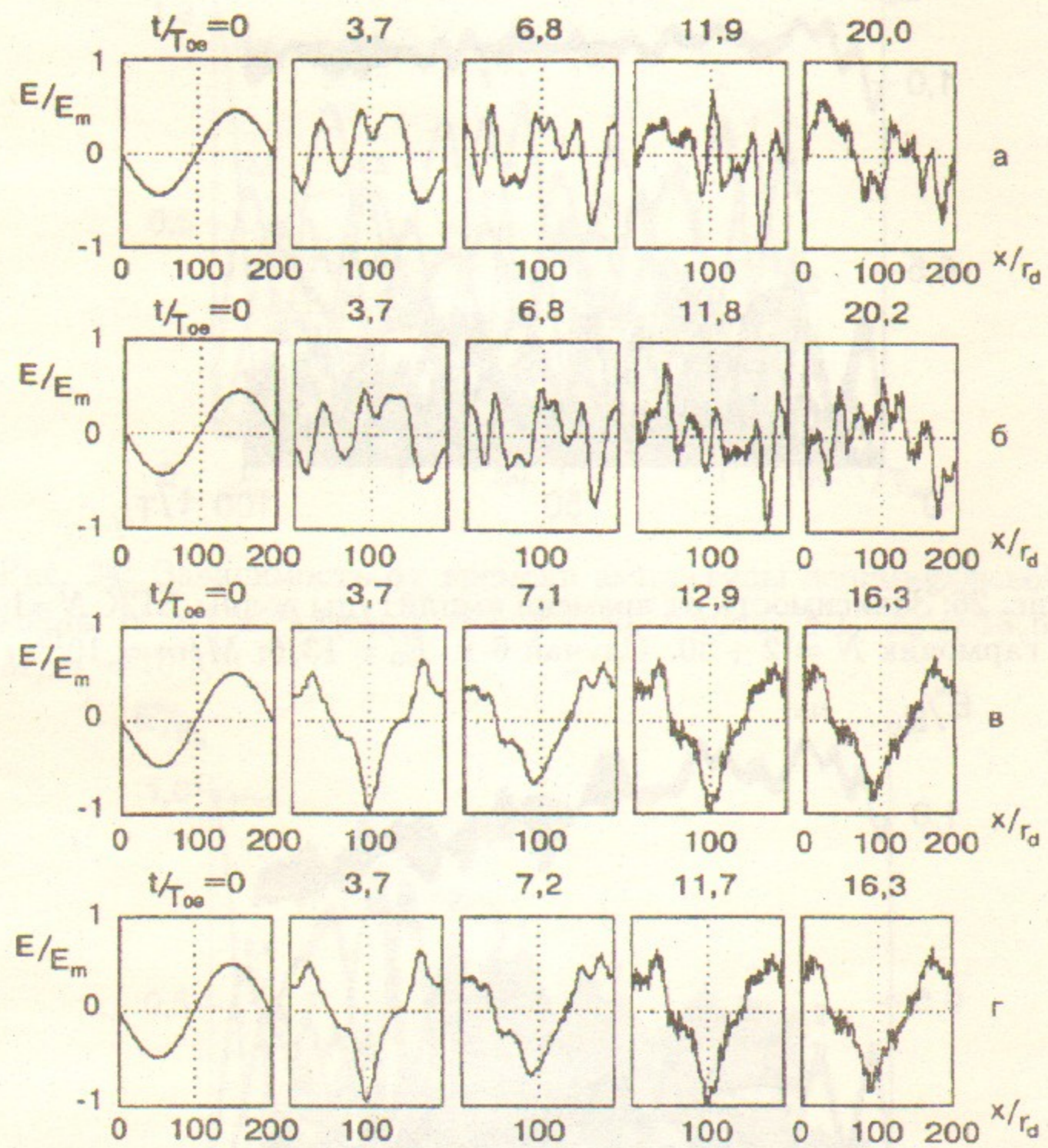


Рис. 28: Распределение поля $E(x)$. а) Случай 5-1. $E_m/E_0 = 2,23$; б) Случай 5-2. $E_m/E_0 = 2,26$; в) Случай 6-1. $E_m/E_0 = 2,03$; г) Случай 6-2. $E_m/E_0 = 2,26$; $E_0 = 13,6$.

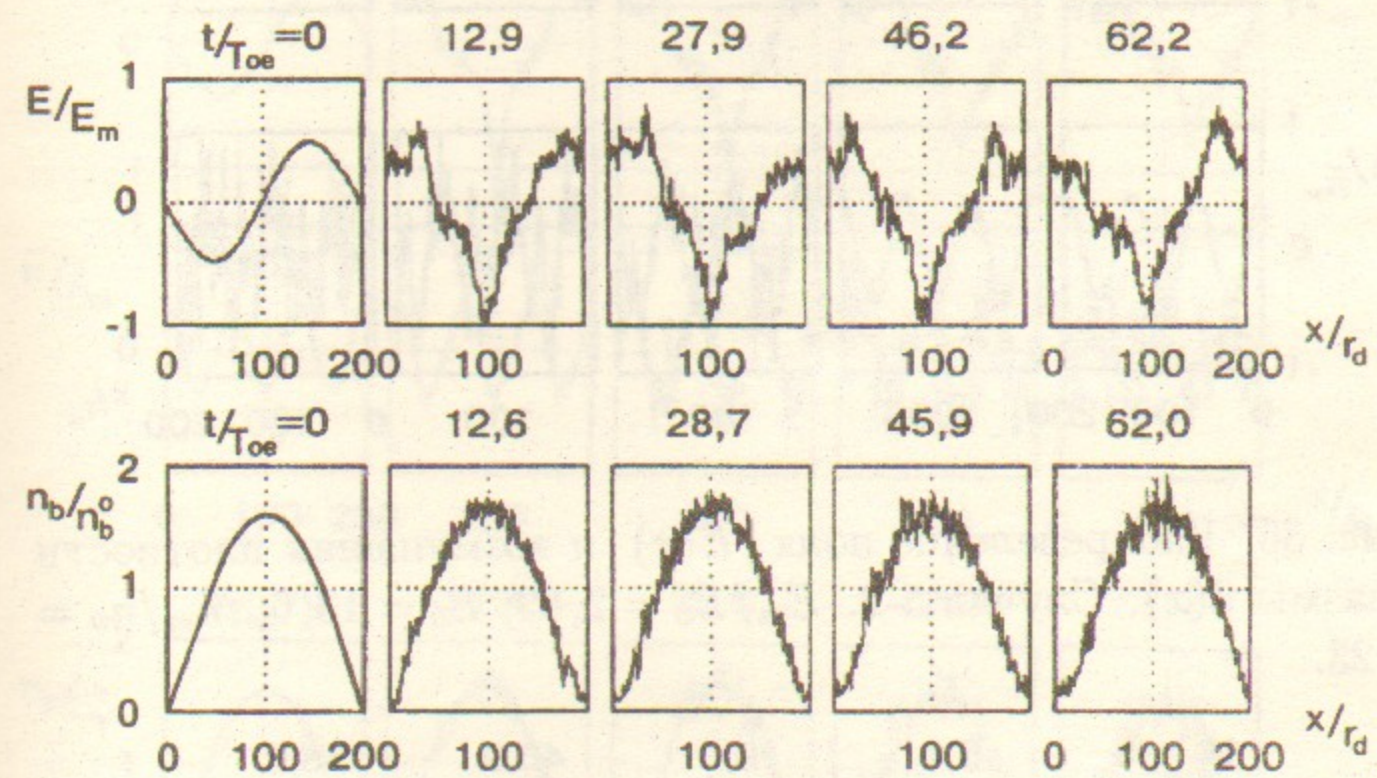


Рис. 29: Распределение поля $E(x)$ и плотности b -электронов $n_b(x)$. Случай 6-1. $E_m/E_0 = 2,07$; $E_0 = 13,6$; $n_b^o/n_0 = 5 \cdot 10^{-3}$.

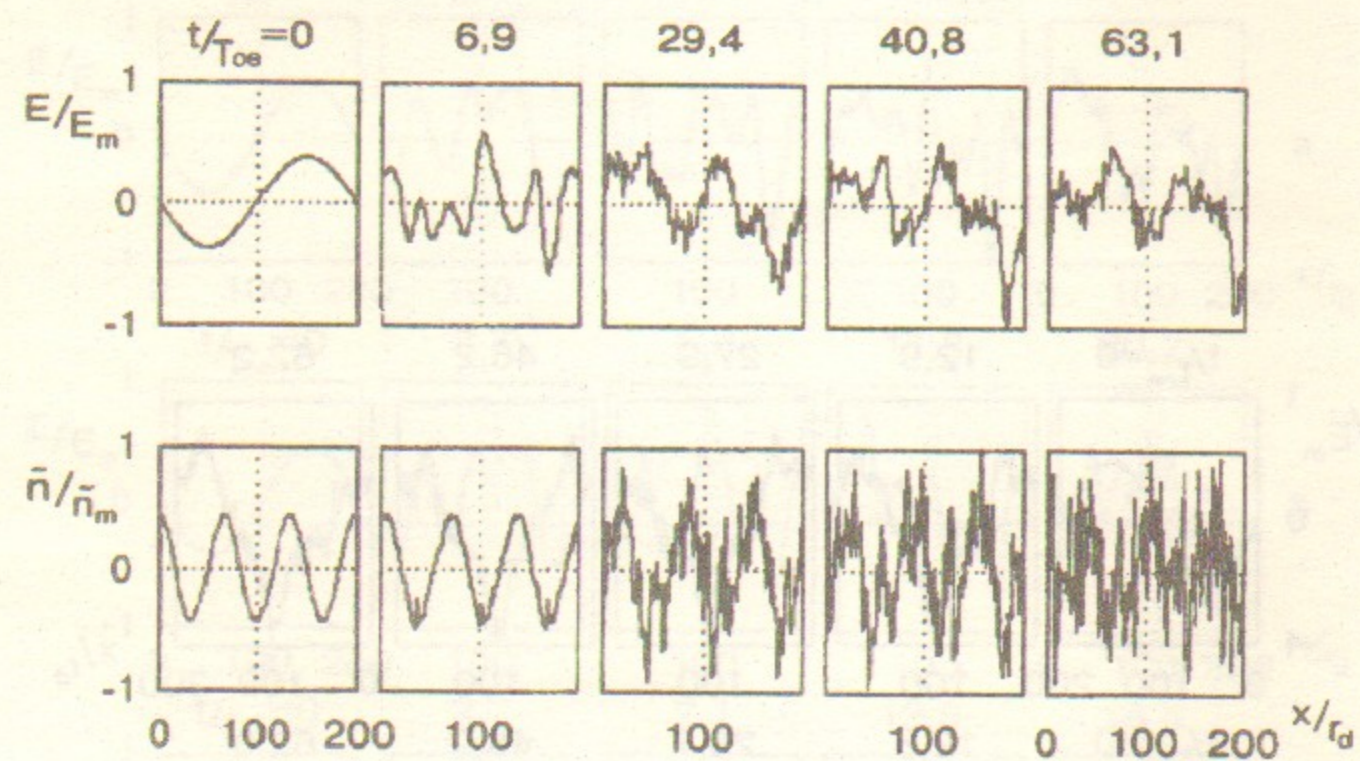


Рис. 30: Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$. Случай 5-2. $E_m/E_0 = 2,69$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,23$.

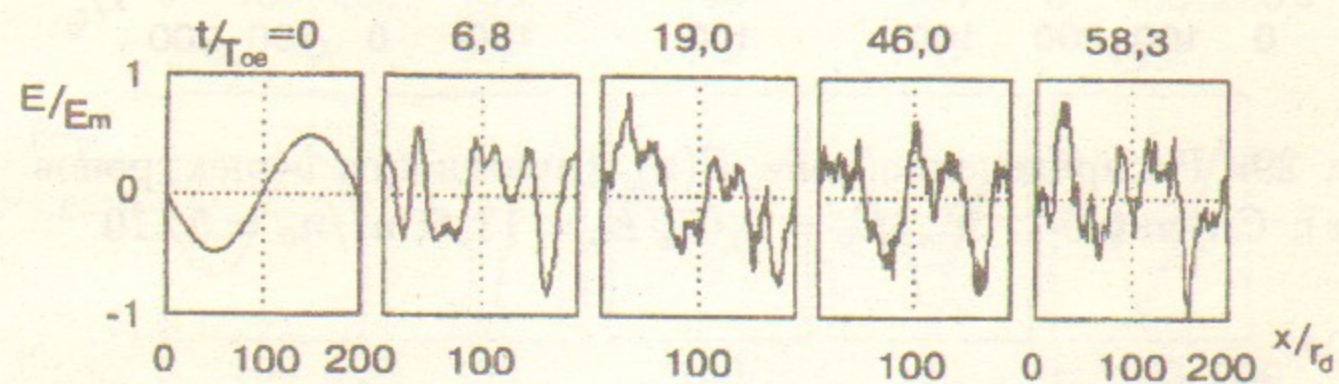


Рис. 31: Распределение поля $E(x)$. Случай 5-1. $E_m/E_0 = 2,05$; $E_0 = 13,6$.

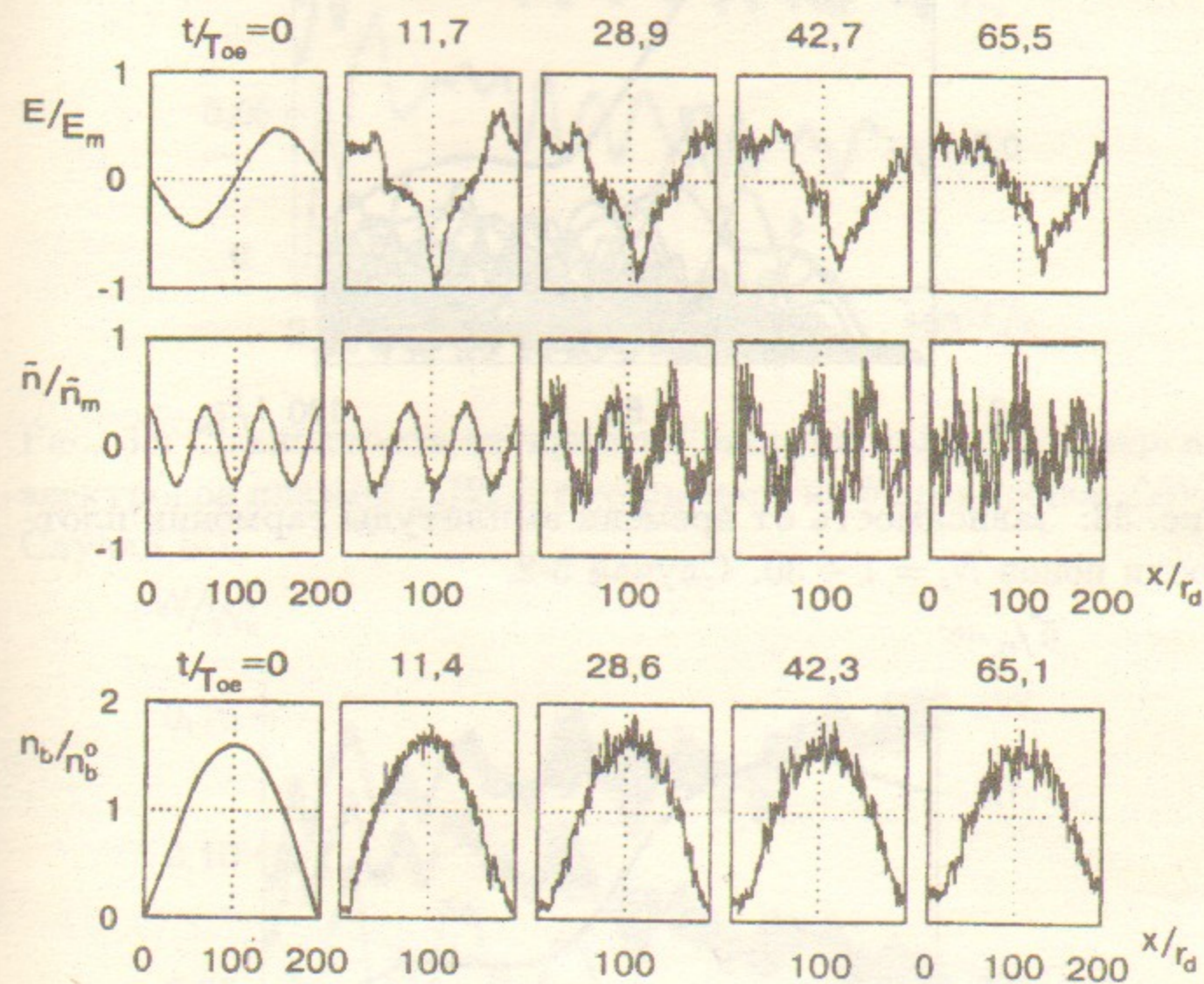


Рис. 32: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и плотности b -электронов $n_b(x)$. Случай 6-2. $E_m/E_0 = 2,26$; $E_0 = 13,6$; $\tilde{n}_m/n_0 = 0,28$; $n_b^0/n_0 = 5 \cdot 10^{-3}$.

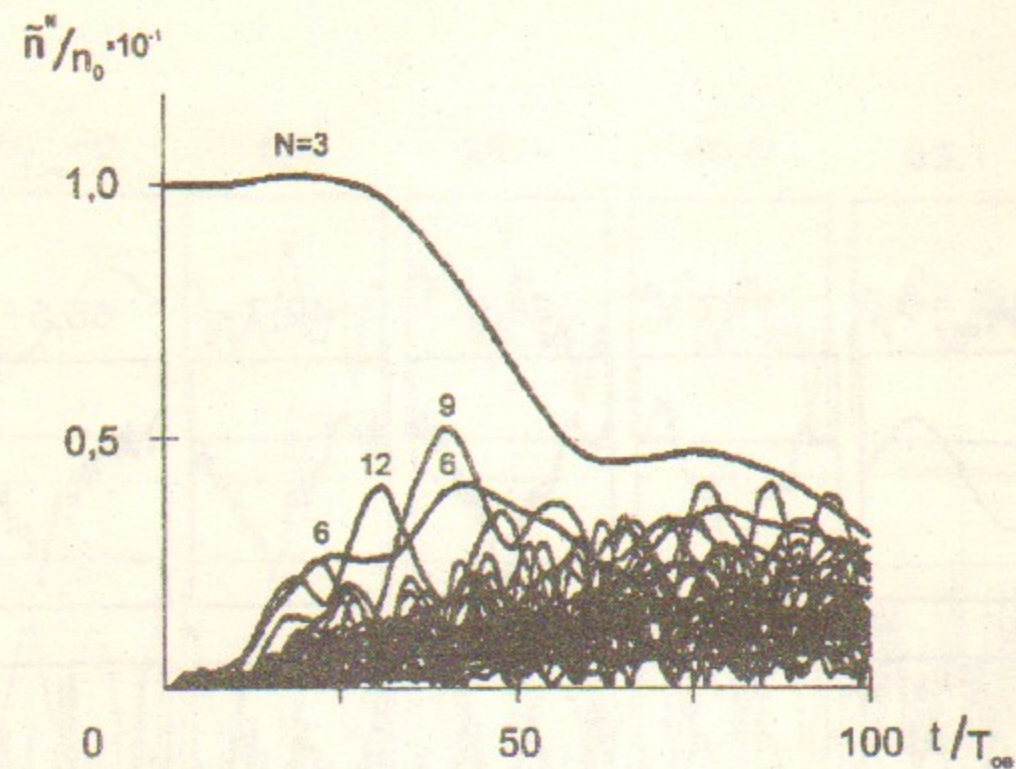


Рис. 33: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 30$. Случай 5-2.

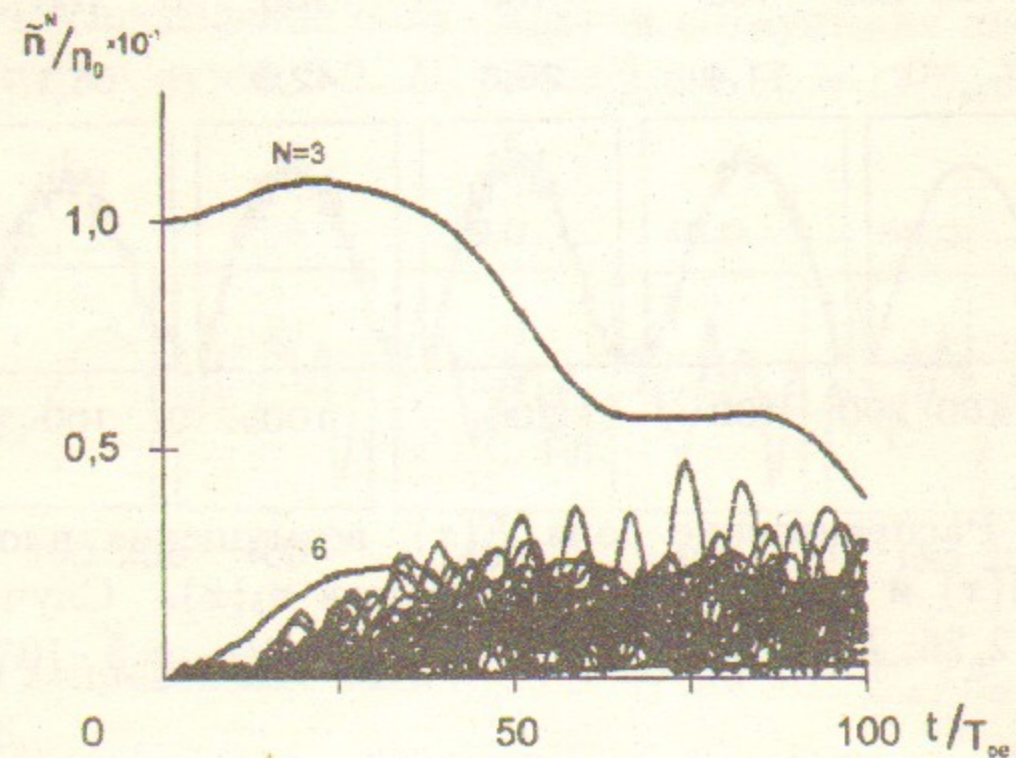


Рис. 34: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 30$. Случай 6-2.

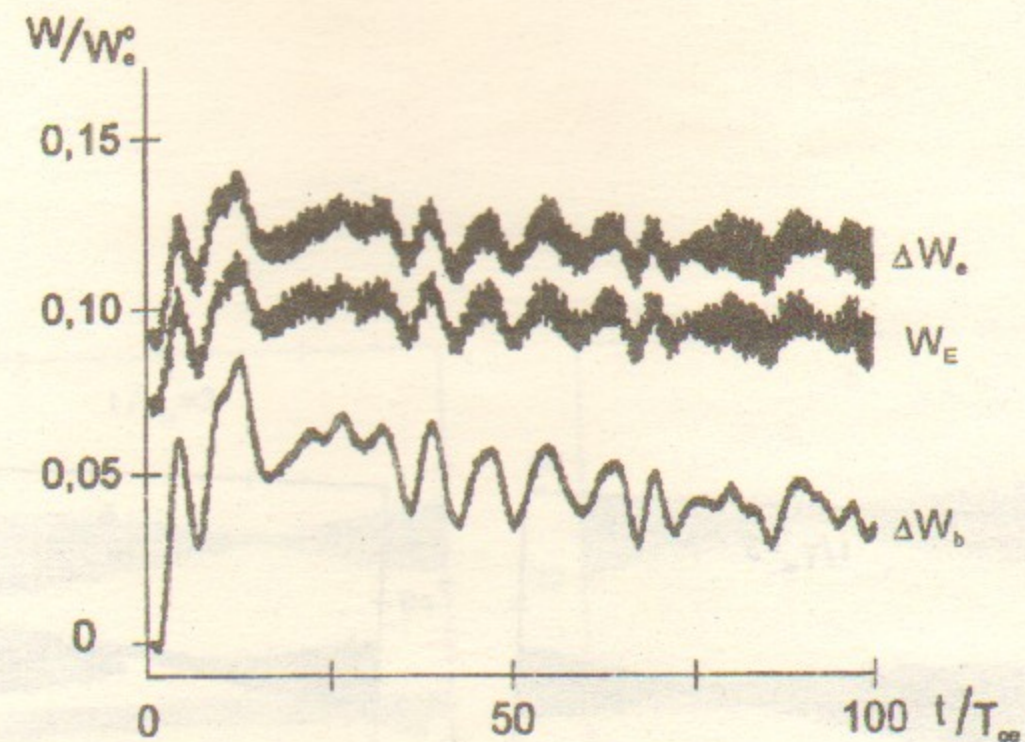


Рис. 35: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 6-1.

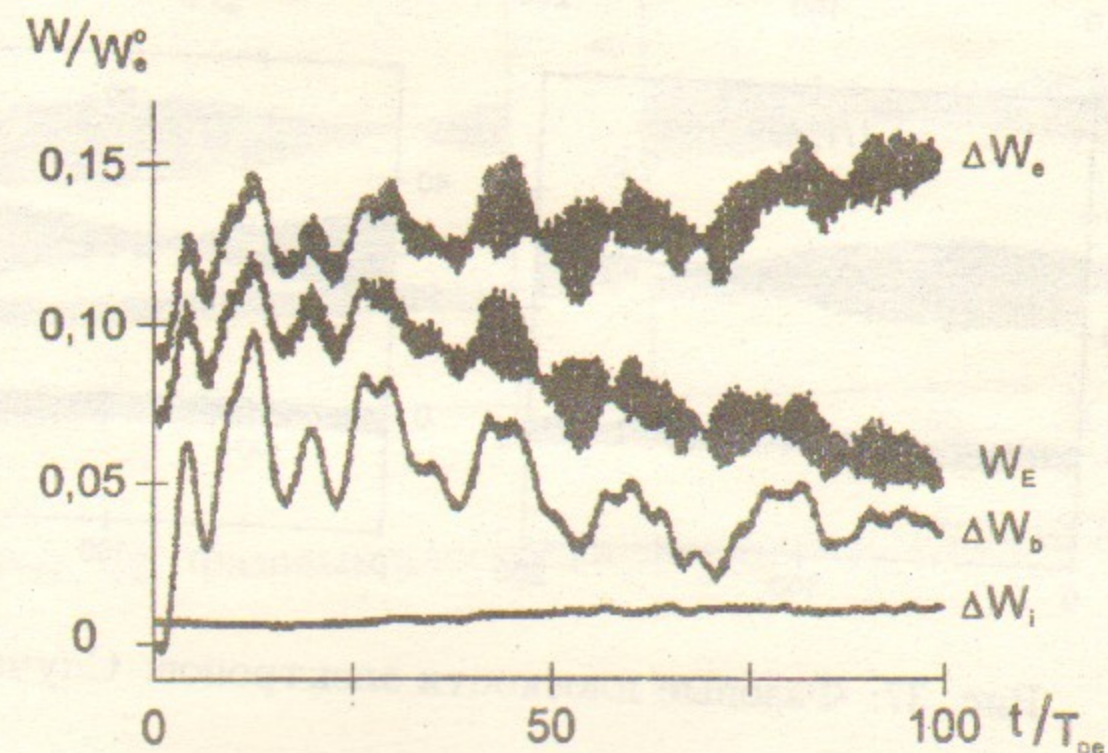


Рис. 36: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов и ионов плазмы ΔW_e , ΔW_i и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 6-2.

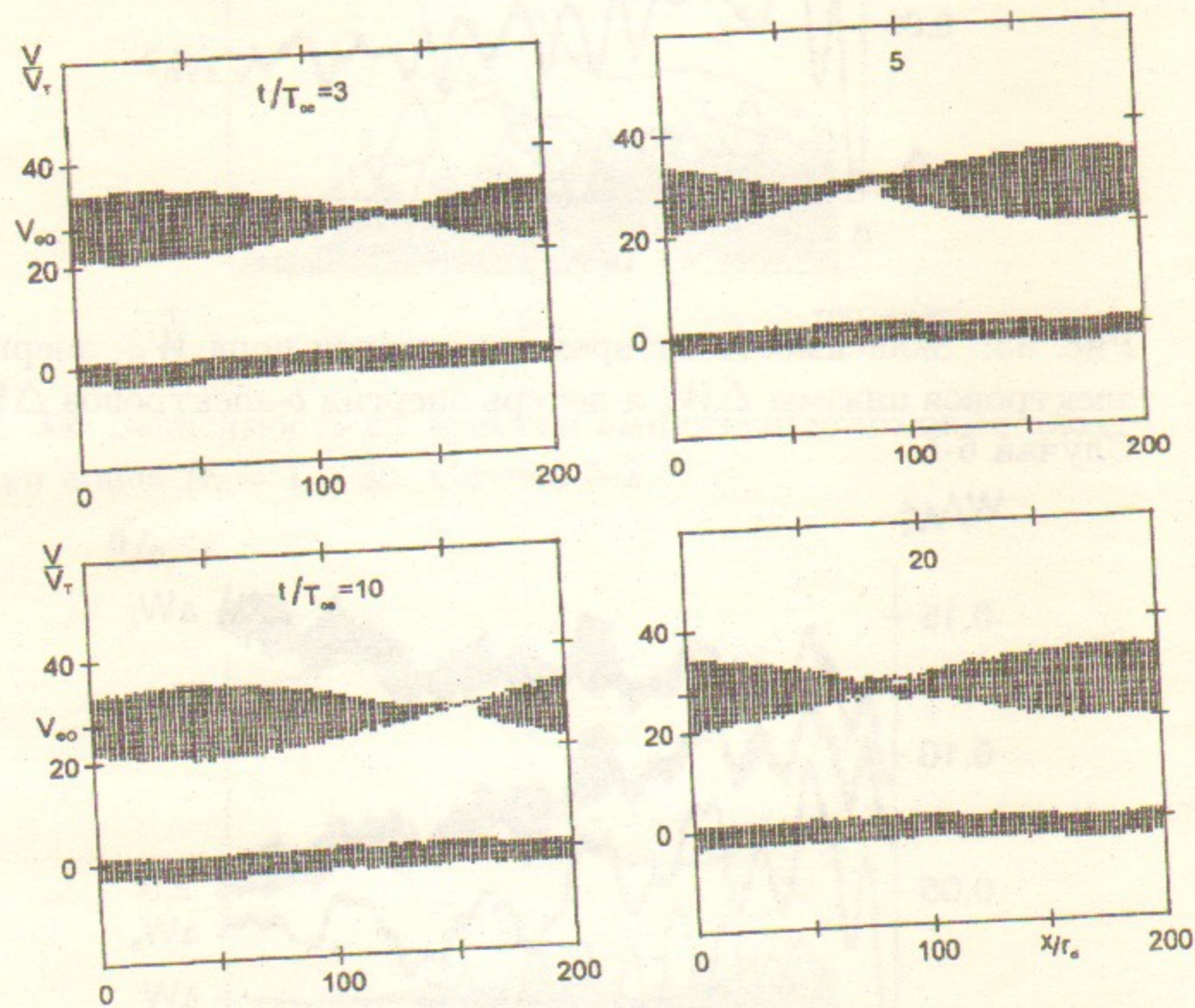


Рис. 37: Фазовые плоскости электронов. Случай 6-1.

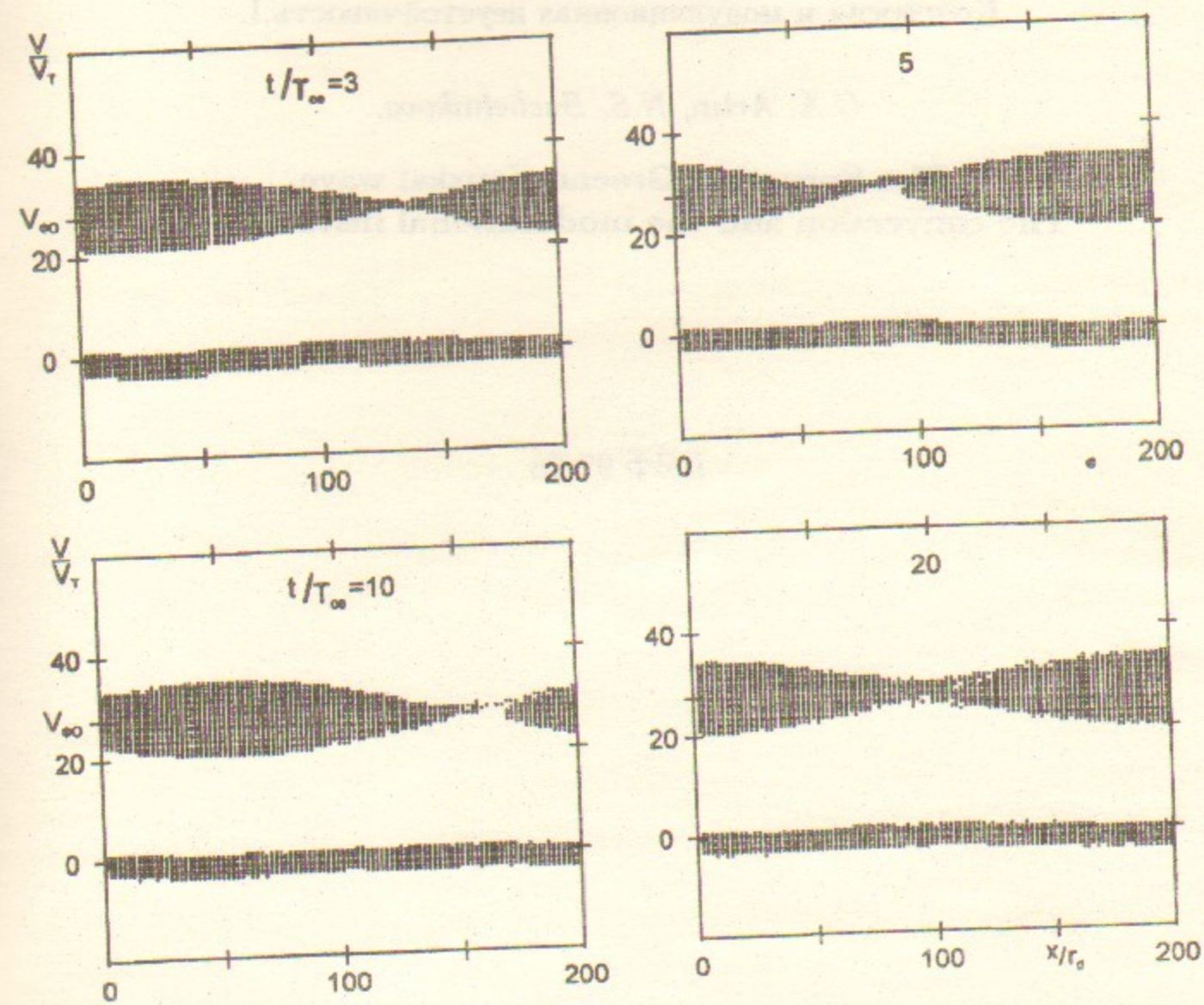


Рис. 38: Фазовые плоскости электронов. Случай 6-2.

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова.

Волна Бернштейна-Грина-Крускала.
Конверсия и модуляционная неустойчивость. I.

G.A. Artin, N.S. Buchelnikova.

The Bernstein-Greene-Kruskal wave.
The conversion and the modulational instability. I.

ИЯФ 97-28

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 20.03.1997 г.

Сдано в набор 20.03.1997 г.

Подписано в печать 23.03.1997 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.8 печ.л., 2.3 уч.-изд.л.

Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 28

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринтере ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.