

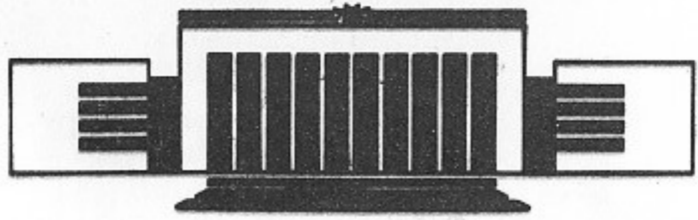


**ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН**

Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев

**КОНВЕРСИЯ ВОЛНЫ
БЕРНШТЕЙНА-ГРИНА-КРУСКАЛА НА
ВОЗМУЩЕНИИ ПЛОТНОСТИ. II**

ИЯФ 94-49



НОВОСИБИРСК

Конверсия волны Бернштейна–Грина–Крускала на возмущении плотности. II

Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев

Институт ядерной физики,
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию взаимодействия волны БГК ($\lambda_e/r_d = 200$; $N_e = \mathcal{L}/\lambda_e = 1$) с синусоидальным возмущением плотности ($N_i = \lambda_e/\lambda_i = 2$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,04 - 0,3$) в одномерной плазме с неподвижными ионами.

Показано, что это взаимодействие приводит к конверсии в прямые и обратные ленгмюровские волны-гармоники волны БГК с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Развитие конверсии практически не отличается от случаев с теми же \tilde{n}/n_0 , но другими λ_i и $\lambda_e/\lambda_i = 3$ [1]. Захваченные в волну БГК электроны стабилизируют волну и препятствуют конверсии.

Рассмотрено долговременное развитие волны БГК в течение $\sim 100T_{oe}$. Найдено, что при малых возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \sim 0,04$, волна имеет квазистационарный характер, а амплитуда гармоник конверсии устанавливается на малом уровне. При $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3$ начальная стадия конверсии сопровождается перестройкой распределения захваченных в волну БГК электронов из-за уменьшения фазовой скорости. После перестройки устанавливается волна БГК с новыми параметрами, имеющая квазистационарный характер. Взаимодействие волны БГК с гармониками конверсии приводит к стохастической неустойчивости движения электронов в районе сепаратрисы, но не меняет квазистационарного характера волны.

The Conversion of the Bernstein–Greene–Kruskal Wave on the Density Perturbation. II

N.S. Buchelnikova, B.N. Laseev

Institute of Nuclear Physics,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The interaction of the BGK-wave ($\lambda_e/r_d = 200$; $N_e = \mathcal{L}/\lambda_e = 1$) with sinusoidal density perturbation ($N_i = \lambda_e/\lambda_i = 2$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,04 - 0,3$) in the one-dimensional plasma with fixed ions was studied in numerical experiments (PIC-method).

It was shown, that this interaction leads to the conversion into direct and backward Langmuir waves with the wave numbers $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. The evolution of the conversion does not differ practically from the cases with the same \tilde{n}/n_0 , but another λ_i and $\lambda_e/\lambda_i = 3$ [1]. In all the cases the electrons trapped in the BGK-wave stabilize the wave and prevent the conversion.

The longtime ($\sim 100T_{oe}$) evolution of the BGK-wave was studied. In the case of small density perturbation $\tilde{n}/n_0 \sim 0,04$ the BGK-wave is practically stable and the amplitudes of the conversion modes are low. In the case $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3$ the initial stage of the conversion evolution is accompanied by the modification of the trapped electrons distribution, due to the decrease of the phase velocity of the BGK-wave. The selfconsistent process leads to the formation of the BGK-wave with the new parameters, which is practically stable during the long time.

The interaction of the BGK-wave with the conversion modes leads to the stochastic instability of the electron motion in the region near to the separatrix of the BGK-wave, but does not change the quasistationary character of the wave.

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию взаимодействия волны Бернштейна–Грина–Крускала (БГК) с синусоидальным возмущением плотности в одномерной плазме с неподвижными ионами. Рассматривается волна БГК, область захвата которой равномерно заполнена электронами. Работа является второй частью работы [1] и продолжением работ [2, 3]. В работе [1] исследовалась конверсия волны БГК ($\lambda_e/r_d = 200$; $N_e = \mathcal{L}/\lambda_e = 1$) на возмущении плотности с параметрами $N_i = \lambda_e/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,01 - 0,9$; В настоящей работе исследуется случай с теми же параметрами волны БГК, но другими параметрами возмущения плотности — $N_i = 2$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,04 - 0,3$.

Найдено, что развитие конверсии в этом случае практически не отличается от случая, рассмотренного в работе [1]. Конверсия волны БГК приводит к модуляции ее поля и локализации энергии во впадинах плотности, а в спектральном описании — к генерации прямых и обратных ленгмюровских волн — гармоник волны БГК с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. При малых возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \lesssim 0,1$ модуляция волны БГК и максимальные амплитуды гармоник конверсии много меньше, чем при конверсии ленгмюровской волны [4–6]. При больших $\tilde{n}/n_0 \gtrsim 0,3$ начальная стадия конверсии сравнима с конверсией ленгмюровской волны, но изменение амплитуды волны БГК много меньше, чем у ленгмюровской волны. Дальнейшее развитие связано с вторичными нелинейными эффектами, обусловленными уменьшением фазовой скорости волны БГК и перестройкой распределения захваченных электронов.

В настоящей работе изучено развитие волны БГК в течение длитель-

ного времени $\sim 100T_{oe}$. Показано, что при малых возмущениях плотности волна БГК остается квазистационарной как и в случае однородной плазмы. Гармоники конверсии периодически обмениваются энергией друг с другом и также остаются на стационарном уровне. При возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \lesssim 0,3$ перестройка распределения $n_b(x, v)$ захваченных электронов приводит к установлению волны БГК с новыми параметрами. В дальнейшем эта волна остается квазистационарной. Взаимодействие волны БГК с гармониками конверсии приводит к стохастической неустойчивости движения электронов и развитию стохастического слоя в районе сепаратрисы волны БГК.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. В одномерной системе длиной $L/r_d = 200$ задается плазма с параметрами $M/m = 10^{10}$; $T_e/T_i = 30$. Задается волна БГК с областью захвата, равномерно заполненной "взвешенными" b -электронами с массой m/α , зарядом e/α , но тем же e/m , что у электрона. Метод задания волны БГК описан в работе [2] и частично в работе [1]. Рассматривается волна БГК с параметрами случая 1 из работ [2, 3]:

$\lambda_e/r_d = 200$; $N_e = 1$; $V_{\phi o}/V_T = 27,9$; $E_0/(mr_d/eT_{oe}^2) = 13,6$; $V_{zo}/V_T = 6,6$ ($V_{zo} = 2\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}$); $W_E^0/W_e^0 = 7,0 \cdot 10^{-2}$; $\Delta W_e^0/W_e^0 = 9,2 \cdot 10^{-2}$ ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$; W_e^0 — тепловая энергия электронов плазмы); число захваченных электронов $N_b^0 = 50$; число b -электронов $N_b = 1,35 \cdot 10^4$; $\alpha = 270$; энергия b -электронов $W_b^0/W_e^0 = 4,58$; период захваченных частиц $T_B/T_{oe} = 9,6$.

Задается квазинейтральное возмущение плотности с $N_i = 2$; $\lambda_i/r_d = 100$; впадины плотности находятся на $x/r_d = 50, 150$. Амплитуда возмущения различна в разных случаях:

Случай	2-1	2-2	2-3
\tilde{n}/n_0	0,04	0,1	0,3

При взаимодействии волны БГК $N_e = 1$ с возмущением плотности $N_i = 2$ в случаях (2-1÷2-3) также, как и в случае ленгмюровской волны, наблюдается возбуждение ленгмюровских волн — гармоник волны БГК $N = N_e \pm \beta N_i$: для $\beta = 1$; $N = 3$ и $N = -1$ (знаком "—" обозначены обратные волны), для $\beta = 2$; $N = 5$ и $N = -3$ и т. д. Изменение во времени амплитуды волны БГК $E^I(t)$ и амплитуды гармоник конверсии $E^N(t)$ в $t/T_{oe} \sim 0 - 20$ практически не отличается от случаев 1-1÷1-3 с теми же \tilde{n}/n_0 , но $N_i = 3$ (рис. 4-6 в работе [1]), поэтому мы не приводим эти кривые. Их согласие можно видеть, сопоставляя табл. 1 в настоящей работе и табл. 1 в работе [1]. В этих таблицах приведены моменты

времени t^N/T_{oe} и величины E^N/E_0 для первого максимума и (или) минимума кривых $E^N(t)$ (включая $N = 1$), а также t^b/T_{oe} и $\Delta W_b/W_e^0$ для первого максимума и минимума кривых $\Delta W_b(t)$ ($\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ — потери энергии b -электронов).

Таблица 1

Характерные величины и моменты времени для кривых $E^N(t)$ и $\Delta W_b(t)$. Случай 2-1÷2-3.

$$|J_0|_{\min} = 0, t_{\min}^{(0)} = \frac{t}{T_{oe}} \pi \frac{\tilde{n}}{n_0} = 2,4; |J_1|_{\max} = 0,582, t_{\max}^{(1)} = 1,88;$$

$$|J_2|_{\max} = 0,486, t_{\max}^{(2)} = 3,0.$$

Случай	2-1	2-2	2-3
\tilde{n}/n_0	0,04	0,1	0,3
t_{\min}^I/T_{oe}	2	2	1,8
E_{\min}^I/E_0	0,98	0,95	0,82
t_{\max}^{III}/T_{oe}	3,8	3,5	1,8 (7,2)
E_{\max}^{III}/E_0	0,16	0,35	0,63 (1,05)
t_{\max}^{-I}/T_{oe}	4,0	3,5	2,4 (7,7)
E_{\max}^{-I}/E_0	0,16	0,38	0,62 (1,12)
t_{\min}^{III}/T_{oe}	7,5	8	3 (12)
t_{\min}^{-I}/T_{oe}	8,0	9	4 (15)
t_{\max}^V/T_{oe}	(18)	5	3 (5; 30)
E_{\max}^V/E_0	(0,06)	0,15	0,45 (0,46; 0,5)
t_{\max}^{-III}/T_{oe}	(20)	6	4 (9,5)
E_{\max}^{-III}/E_0	(0,06)	0,19	0,5 (0,72)
t_{\min}^V/T_{oe}	(45)	9,5 (16)	4 (12)
t_{\min}^{-III}/T_{oe}	(55)	10 (19)	5 (14)
t_{\max}^b/T_{oe}	5 (13)	4,5 (13)	4 (8,5)
$\Delta W_{\max}^b/W_e^0$	$1,2(2) \cdot 10^{-2}$	$6,5(8) \cdot 10^{-2}$	0,22 (0,61)
$\Delta W_{\max}^b/W_b^0$	$2,6(4,4) \cdot 10^{-3}$	$1,4(1,7) \cdot 10^{-2}$	0,05 (0,13)
t_{\min}^b/T_{oe}	7	7 (19)	(13,5)

$|J_\beta|_{\min, \max}, t_{\min, \max}^{(\beta)}$ — первый минимум или максимум модуля функции Бесселя порядка β ($\beta = 0; 1$ и 2) и момент времени, когда он достигается; $E_{\min, \max}^N, t_{\min, \max}^N$ — первый минимум или максимум амплитуды волны БГК ($N = 1$) и N -й гармоники $E^N(t)$ и момент времени, когда он достигается, в скобках E^N, t^N абсолютного минимума или максимума за $t/T_{oe} \sim 0 - 100$; $\Delta W_{b, \max}^b, t_{\max, \min}^b$ — величина и момент достижения первого максимума или минимума потерь энергии b -электронов. Данные по кривым $E^N(t), \Delta W_b(t)$, усредненным по колебаниям с периодом $\lesssim T_{oe}$.

При конверсии ленгмюровской волны зависимость от времени амплитуды волны и гармоник конверсии описывается модулем функций Бесселя порядка $\beta - E^N/E_0 = |J_\beta(\pi \frac{\tilde{n}}{n_0} \frac{T}{T_{oe}})|$ [4, 5]. Сравним $E^N(t)$ в случаях 2-1÷2-3 с кривыми $J_\beta(t)$ для ленгмюровской волны. На рис. 1 показана зависимость от времени модуля функции Бесселя нулевого порядка $|J_0|$ и амплитуда волны БГК E^I/E_0 , на рис. 2 — функция Бесселя первого порядка $|J_1|$ и амплитуда гармоники $N = N_e + N_i = 3$ ($\beta = 1$), на рис. 3 — функция Бесселя второго порядка $|J_2|$ и амплитуда гармоники $N = N_e + 2N_i = 5$ ($\beta = 2$). На каждом рисунке разными знаками показаны все случаи 2-1÷2-3.

Из рис. 2, 3 видно, что во всех случаях начальные участки кривых $E^N(t)$ практически совпадают с соответствующими функциями Бесселя. Совпадают с ними и начальные участки кривых $E^N(t)$ для гармоник $N = N_e - \beta N_i$ не показанные на рисунках. Таким образом, начальная стадия развития гармоник конверсии не отличается от случая ленгмюровской волны. Однако в дальнейшем различие становится существенным. В случаях 2-1, 2-2 при малых возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \lesssim 0,1$ максимальные амплитуды E^N/E_0 значительно меньше максимальной величины J_1 или J_2 , а вид кривых отличается от $J_1(t)$, $J_2(t)$ (рис. 2, 3). В частности из рис. 2 видно, что в случаях 2-1, 2-2 $E^N(t)$ промодулировано во времени так же, как и в случаях 1-1, 1-2 [1]. Период модуляции T^N тот же, что в случаях 1-1, 1-2 и несколько различается для гармоник $N = N_e + N_i$ и $N = N_e - N_i$ ($T^N \sim t_{\min}^N$ в табл. 1). Сравнение кривых $E^N(t)$ и $\Delta W_b(t)$ показывает, что колебания амплитуды $E^N(t)$ скоррелированы с изменением потерь энергии b -электронов подобно случаям 1-1, 1-2 (рис. 4, 5 в работе [1]). Это указывает на стабилизирующую роль захваченных в волну БГК электронов [1].

С увеличением начального возмущения плотности кривые $E^N/E_0(t)$ приближаются к $J_1(t)$, $J_2(t)$, а в случае 2-3 близки к ним вплоть до первого максимума $J_1(t)$, $J_2(t)$ (рис. 2, 3). В дальнейшем и в этом случае кривые $E^N/E_0(t)$ значительно отличаются от функций Бесселя.

Кардинально отличаются от функции Бесселя $J_0(t)$ кривые $E^I/E_0(t)$ (рис. 1). Из рис. 1 видно, что в случае 2-1 амплитуда волны БГК практически не меняется, а в случае 2-2 меняется незначительно. В случае 2-3 на начальной стадии $E^I/E_0(t)$ близка к $J_0(t)$, но минимальное значение $E^I(t)$ достигается раньше и имеет большую величину, чем $J_0(t)$.

Сравнение рис. 1 - 3 с рис. 7 - 9 в работе [1] подтверждает что, $E^I(t)$ и $E^N(t)$ в случаях с одинаковым начальным возмущением плотности 2-1÷2-3 и 1-1÷1-3 в работе [1] практически одинаковы и различа-

ются только в деталях.

Таким образом, изменение длины волны возмущения плотности при одинаковых начальных параметрах волны БГК практически не меняет характера развития конверсии. При малых $\tilde{n}/n_0 \lesssim 0,1$ амплитуда волны БГК практически не меняется, а амплитуда гармоник конверсии мала, при $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3$ максимальные амплитуды гармоник E^N/E_0 на начальном участке сравнимы со случаем ленгмюровской волны, но амплитуда волны БГК меняется существенно меньше. Таким образом, стабилизирующая роль захваченных в волну БГК электронов проявляется и в случаях 2-1÷2-3.

В динамическом описании конверсия проявляется в модуляции волны и локализации энергии во впадинах плотности. Это видно из рис. 4, а, в, г где показано распределение поля $E(x)$ в несколько моментов времени в течение $\sim 0,6T_{oe} \sim T/2$ в t , где максимальна амплитуда гармоник конверсии с $\beta = 1$ для случаев с 2-1÷2-3. При малых \tilde{n}/n_0 модуляция невелика — $E(x)$ незначительно отличается от синусоиды (случай 2-1, рис. 4, а). С ростом \tilde{n}/n_0 в случаях 2-2, 2-3 модуляция растет (рис. 4, в, г).

В случаях 2-1 и 2-3 изучалось развитие волны БГК в плазме с возмущением плотности в течение длительного времени $\sim 100T_{oe}$. На рис. 6, а - в (случай 2-1) и рис. 7, а - в (случай 2-3) показаны кривые $E^N/E_0(t)$ для волны БГК (рис. 6, а 7, а) и основных гармоник конверсии с $\beta = 1$, $N = 3$ и $N = -1$ (рис. 6, а 7, а) и с $\beta = 2$, $N = 5$ и $N = -3$ (рис. 6, б 7, б), а также потери энергии b -электронов $\Delta W_b(t)$, энергия поля W_E и энергия электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ (рис. 6, в 7, в). Все кривые сглажены по малым колебаниям с периодом $\lesssim T_{oe}$.

В случае 2-1 конверсия имеет периодический характер — энергия из гармоник с $\beta = 1$ перекачивается в гармоники с $\beta = 2$ и обратно, но в среднем сохраняется на примерно постоянном уровне. Действительно, из рис. 6, а, б видно, что в $t/T_{oe} \sim 20 - 30$ амплитуда гармоник с $\beta = 1$ минимальна, а гармоник с $\beta = 2$ максимальна, в $t/T_{oe} \sim 50 - 60$, наоборот, амплитуда гармоник с $\beta = 2$ минимальна, а гармоник с $\beta = 1$ — максимальна. Амплитуда гармоник в $t/T_{oe} > 10 - 20$ колеблется около некоторого среднего уровня, не наблюдается ни роста, ни затухания гармоник.

Амплитуда волны БГК в $t/T_{oe} > 10 - 20$ меняется незначительно (рис. 6, а). Также незначительно меняются W_E , ΔW_e и ΔW_b (рис. 6, в). Действительно, максимальное отклонение E^I от E_0 не превышает величины $(E^I - E_0)/E_0 \sim 5\%$, а максимальная величина $\Delta W_b/W_b^0 \sim 0,44\%$. Сохраняется также небольшая модуляция поля, что видно по распределению $E(x)$ в $t/T_{oe} \sim 3 - 4$ (рис. 4, а) и $t/T_{oe} \sim 85 - 86$ (рис. 4, б).

Мало меняется и распределение $n_b(x, v)$ b -электронов на фазовой плоскости (рис. 8).

Таким образом, волна БГК в неоднородной плазме с малым возмущением плотности остается квазистационарной, несмотря на возбуждение гармоник конверсии.

В работах [2, 3] показано, что в волне БГК даже в однородной плазме развивается стохастическая неустойчивость движения электронов. Причиной этой неустойчивости является взаимодействие волны БГК с ленгмюровскими волнами-гармониками $N = 2; 3; \dots$, возбуждаемыми полем объемного заряда захваченных электронов. Стохастическая неустойчивость приводит к образованию стохастического слоя в районе сепаратрисы, что проявляется, в частности, в уширении распределения b -электронов $n_b(x, v)$ в районе узла сепаратрисы $x \sim x_0$ и в появлении ускоренных и замедленных b -электронов со скоростями $V > (V_{\phi_0} + V_3)$ и $V < (V_{\phi_0} - V_3)$, $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$.

Уширение распределения $n_b(x, v)$ в районе $x \sim x_0$ и появление ускоренных и замедленных b -электронов наблюдается и в случае 2-1 (рис. 8, $t/T_{oe} \sim 10 - 100$). Это свидетельствует о стохастической неустойчивости движения b -электронов и формировании стохастического слоя. Внешние границы стохастического слоя в районе максимума $x \sim x_m$ и узла $x \sim x_0$ сепаратрисы можно оценить по максимальным и минимальным скоростям в $t/T_{oe} \sim 100$ в районе x_m и x_0 . Эти границы для случая 2-1 и случая 1 волны БГК в однородной плазме [1,2] приведены в табл. 2.

Таблица 2

	$x \sim x_m$		$x \sim x_0$	
	V_{\max}/V_T	V_{\min}/V_T	V_{\max}/V_T	V_{\min}/V_T
Случай 1[1, 2]	36,41	20,85	31,19	24,83
Случай 2-1	35,67	21,02	31,19	24,83

Сравнение случаев 2-1 и 1 показывает, что границы слоя на $x \sim x_m$ и $x \sim x_0$ практически не отличаются. Это показывает, что гармоники объемного заряда играют определяющую роль и в случае 2-1 в плазме с небольшим возмущением плотности $\tilde{n}/n_0 \sim 0,04$, а гармоники конверсии в этом случае дают малый вклад в стохастические эффекты.

Случай 2-3 заметно отличается от случая 2-1. Из рис.7,а - в видно, что в $t/T_{oe} \lesssim 10 - 15$ амплитуда волны БГК и амплитуды гармоник

конверсии (рис. 7,а, б) растут. В дальнейшем средняя амплитуда устанавливается на некотором почти постоянном уровне или немного падает (рис. 7,а, б). В это же время устанавливается средний уровень потерь энергии $\Delta W_b(t)$, энергии поля $W_E(t)$ и энергии электронов плазмы $\Delta W_e(t)$ (рис.7,в). Небольшой рост $\Delta W_e(t)$ и уменьшение $W_E(t)$ свидетельствуют о поглощении небольшой энергии электронами плазмы.

Понять происходящие процессы можно анализируя фазовые плоскости случая 2-3 (рис. 9). Из рис. 9 видно, что в $t/T_{oe} < 10 - 15$ происходит значительная перестройка распределения b -электронов, подобная наблюдавшейся в случае 1-3 в работе [1]. В работе [1] было показано, что первичной причиной перестройки $n_b(x, v)$ является уменьшение фазовой скорости волны БГК в неоднородной плазме с возмущением плотности при развитии конверсии. Из рис. 9 видно, что и в случае 2-3 в $t/T_{oe} \sim 3 - 6 - 8 - 10$ 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 ΔW_b растет (рис. 7,в). При этом энергия передается в электрическое поле, так что растет амплитуда волны БГК E^I (рис. 7,а) и соответственно растут энергии W_E и ΔW_e (рис. 7,в). В результате роста E^I/E_0 растет скорость конверсии и амплитуда гармоник E^N (рис. 7,а, б). Это в свою очередь влияет на характер движения электронов на фазовой плоскости.

При уменьшении фазовой скорости некоторая часть b -электронов выходит из захвата со скоростями $V > (V_{\phi} + V_3)$. Эти электроны становятся пролетными и образуют "хвост" на фазовой плоскости (рис.9, $t/T_{oe} \sim 3 - 6$). С ростом амплитуды E^I часть этих электронов вновь захватывается, часть остается пролетными (рис.9, $t/T_{oe} \sim 8 - 10$). В дальнейшем эти электроны принимают участие в стохастической неустойчивости, которая приводит к размешиванию b -электронов на фазовой плоскости в районе сепаратрисы ($t/T_{oe} \sim 15 - 20 - 40 - 100$). Ширина стохастического слоя в этом случае заметно больше, чем в случае 1 [1, 2]. Действительно, из табл. 3 видно, что в $t/T_{oe} \sim 100$ внешние границы слоя в этих случаях значительно различаются.

Таблица 3

	$x \sim x_m$		$x \sim x_0$	
	V_{\max}/V_T	V_{\min}/V_T	V_{\max}/V_T	V_{\min}/V_T
Случай 1[1]	35,41	20,85	31,19	24,83
Случай 2-1	38,83	17,19	35,01	21,65

В результате рассмотренных процессов уже к $t/T_{oe} \sim 30 - 40$ устанавливается квазистационарная волна БГК с новыми параметрами — $V_{\phi}/V_T \sim 26,5$, $E_{cp}^I/E_0 \sim 1,3$. Амплитуда волны БГК в $t/T_{oe} > 30$ меняется относительно среднего уровня не более, чем на 10%. В это время устанавливается новое распределение b -электронов, которое в дальнейшем меняется незначительно (рис. 9, $t/T_{oe} \sim 40 - 100$). Устанавливаются на примерно постоянном среднем уровне также $\Delta W_b(t)$, $W_E(t)$ и $\Delta W_e(t)$ (рис. 7, в).

У гармоник конверсии также устанавливается некоторый постоянный средний уровень, относительно которого амплитуды гармоник меняются в пределах $E^N/E_0 \sim 15 - 25\%$. В результате и распределение поля $E(x)$, которое в $t/T_{oe} < 10$ заметно менялось (рис. 4, з, 5, а), в $t/T_{oe} > 30$ становится стационарным (рис. 5, б — з).

Таким образом, даже при достаточно большом начальном возмущении плотности $\tilde{n}/n_0 \sim 0,3$ развитие конверсии не приводит к разрушению волны БГК. После начальной перестройки распределения b -электронов, связанной с изменением фазовой скорости и развитием конверсии, устанавливается квазистационарная волна БГК с новыми параметрами.

Следует отметить, что некоторую роль в случае 2-3 играет захват электронов плазмы коротковолновыми гармониками конверсии (рис. 9, $t/T_{oe} \sim 40 - 100$). Это свидетельствует о начале развития сильной стохастической неустойчивости движения электронов в районе областей захвата этих гармоник [7]. Максимальная и минимальная скорость электронов плазмы в $t/T_{oe} \sim 100 - V_{max}/V_T \sim 9,6 > V_{\phi}^V/V_T = 6,6$ но $< V_{\phi}^{III}/V_T = 10,7$; $V_{min}/V_T = |-6,4| > |V_{\phi}^{-VII}/V_T| = |-4,9|$, но $< |V_{\phi}^{-V}/V_T| = |-6,6|$ показывают, что в сильной стохастической неустойчивости участвуют гармоники $N \geq 5$ и $N \geq |-7|$. Захват и ускорение электронов плазмы при сильной стохастической неустойчивости приводят к поглощению энергии поля и росту энергии электронов плазмы (рис. 7, в). Однако из рис. 7, в видно, что до $t/T_{oe} \sim 100$ этот эффект мал и практически не влияет на квазистационарный характер волны БГК с новыми параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. "Конверсия волны БГК на возмущении плотности. I." Препринт ИЯФ СО РАН 94-48, 1994.
2. Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. "Волна Бернштейна-Грина-Крускала I." Препринт ИЯФ СО РАН 93-97, 1993.
3. Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. "Волна Бернштейна-Грина-Крускала II. Взаимодействие с ленгмюровской волной. Стохастические эффекты." Препринт ИЯФ СО РАН 93-98, 1993.
4. P.K. Kaw, A.T. Lin, J.M. Dawson. Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
5. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Physica Scripta 24, 566, 1981.
6. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин, Препринты ИЯФ СО АН СССР 80-192, 1980; ИЯФ 81-43, 1981; ИЯФ 81-88, 1981; ИЯФ 81-89, 1981; ИЯФ 82-53, 1982.
7. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин, Препринты ИЯФ СО АН СССР 84-149, 1984; ИЯФ 84-150, 1984. Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой с.221, Ташкент, 1985; Phys. Letters 112A, 330, 1985.

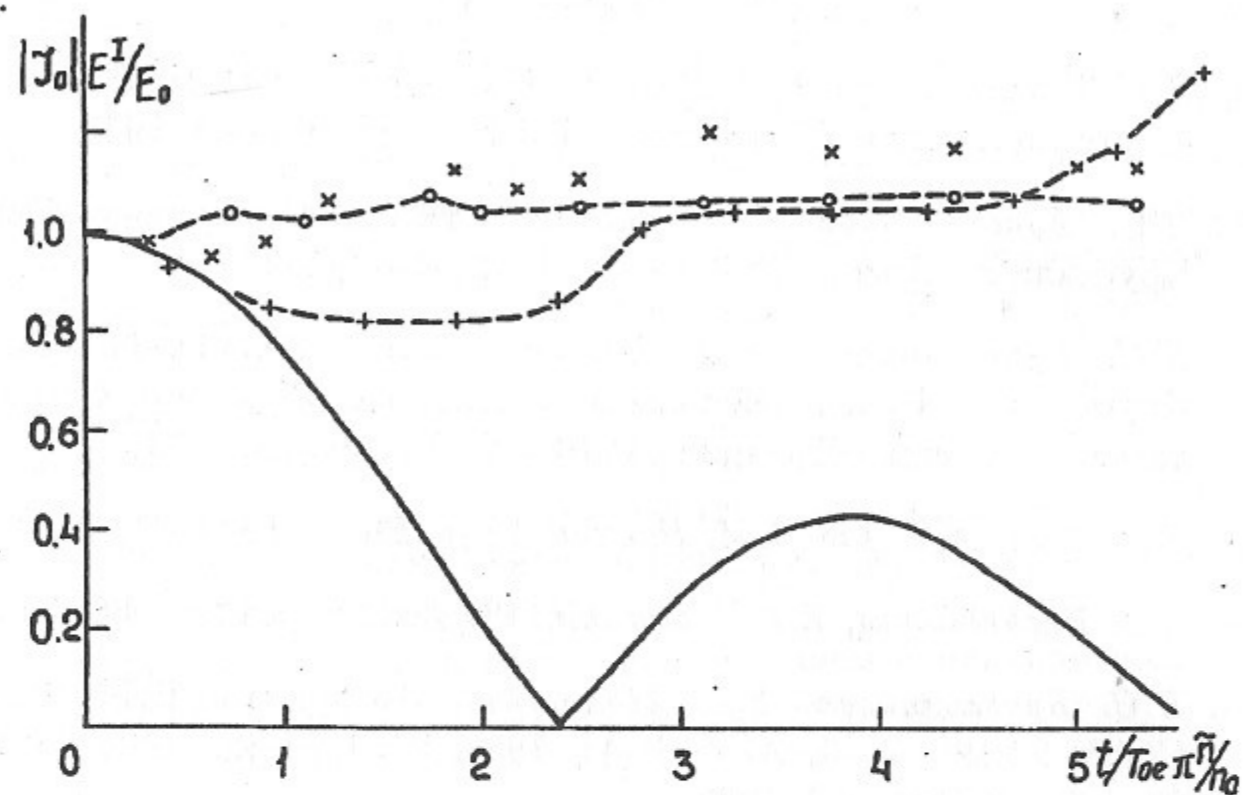


Рис. 1. Зависимость от времени модуля функции Бесселя нулевого порядка $|J_0|$ и амплитуды E^I/E_0 волны БГК. Случай 2-1÷2-3. Случай 2-1 — о; 2-2 — x; 2-3 — +

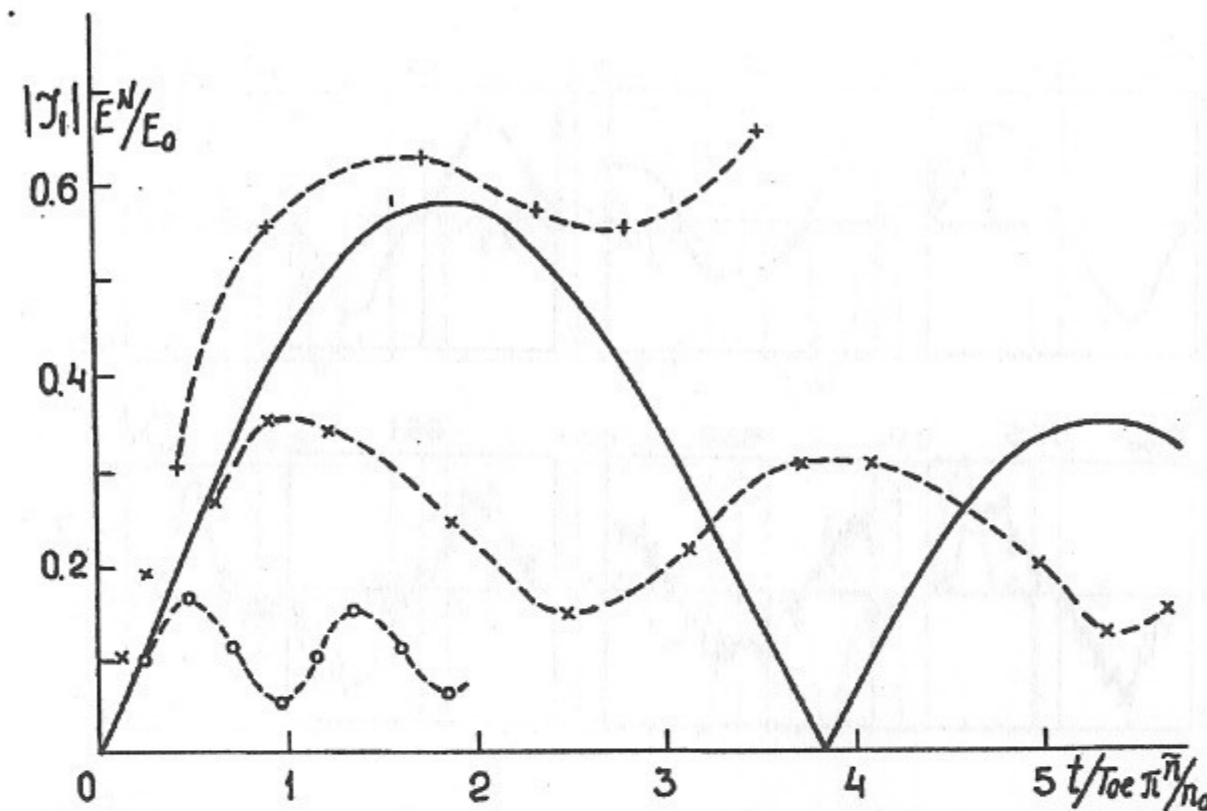


Рис. 2. Зависимость от времени модуля функции Бесселя первого порядка $|J_1|$ и амплитуды E^N/E_0 гармоники конверсии $N = N_e + N_i = 3$ ($\beta = 1$). Случай 2-1÷2-3. $J_{1, \max} = 0,582$.

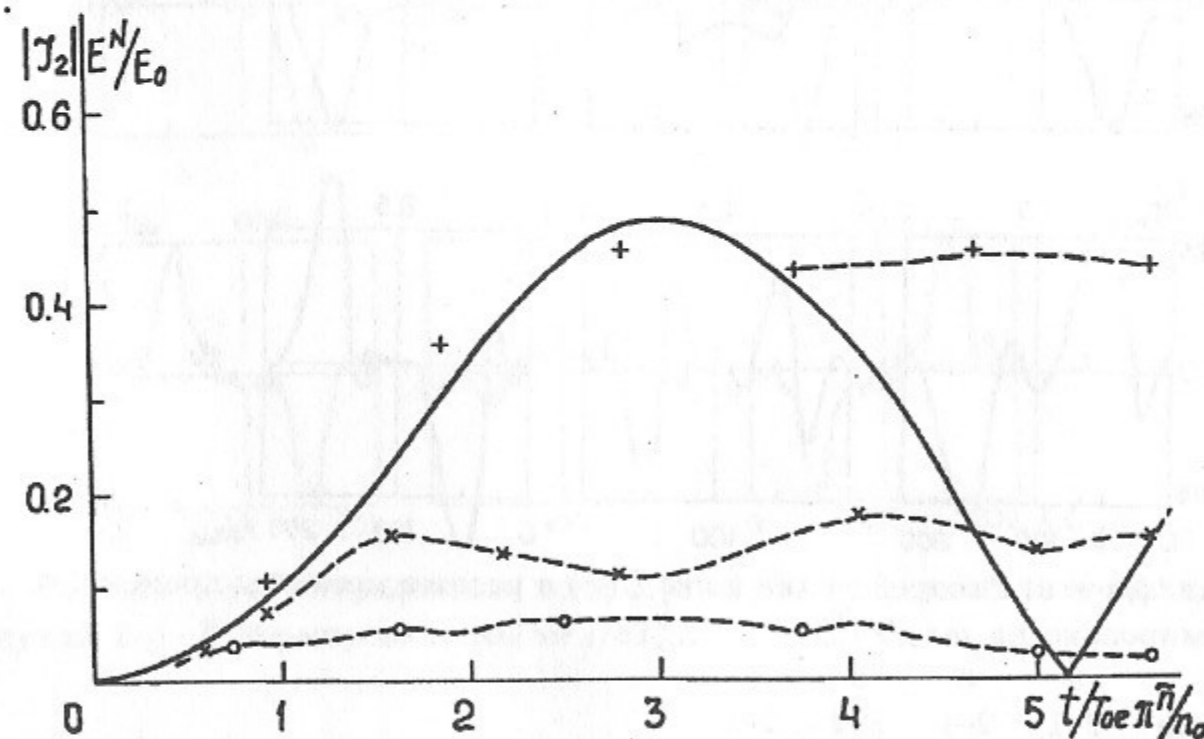


Рис. 3. Зависимость от времени модуля функции Бесселя второго порядка $|J_2|$ и амплитуды E^N/E_0 гармоники конверсии $N = N_e + 2N_i = 5$ ($\beta = 2$). Случай 2-1÷2-3. $J_{2, \max} = 0,486$. Случай 2-1 — о; 2-2 — x; 2-3 — +.

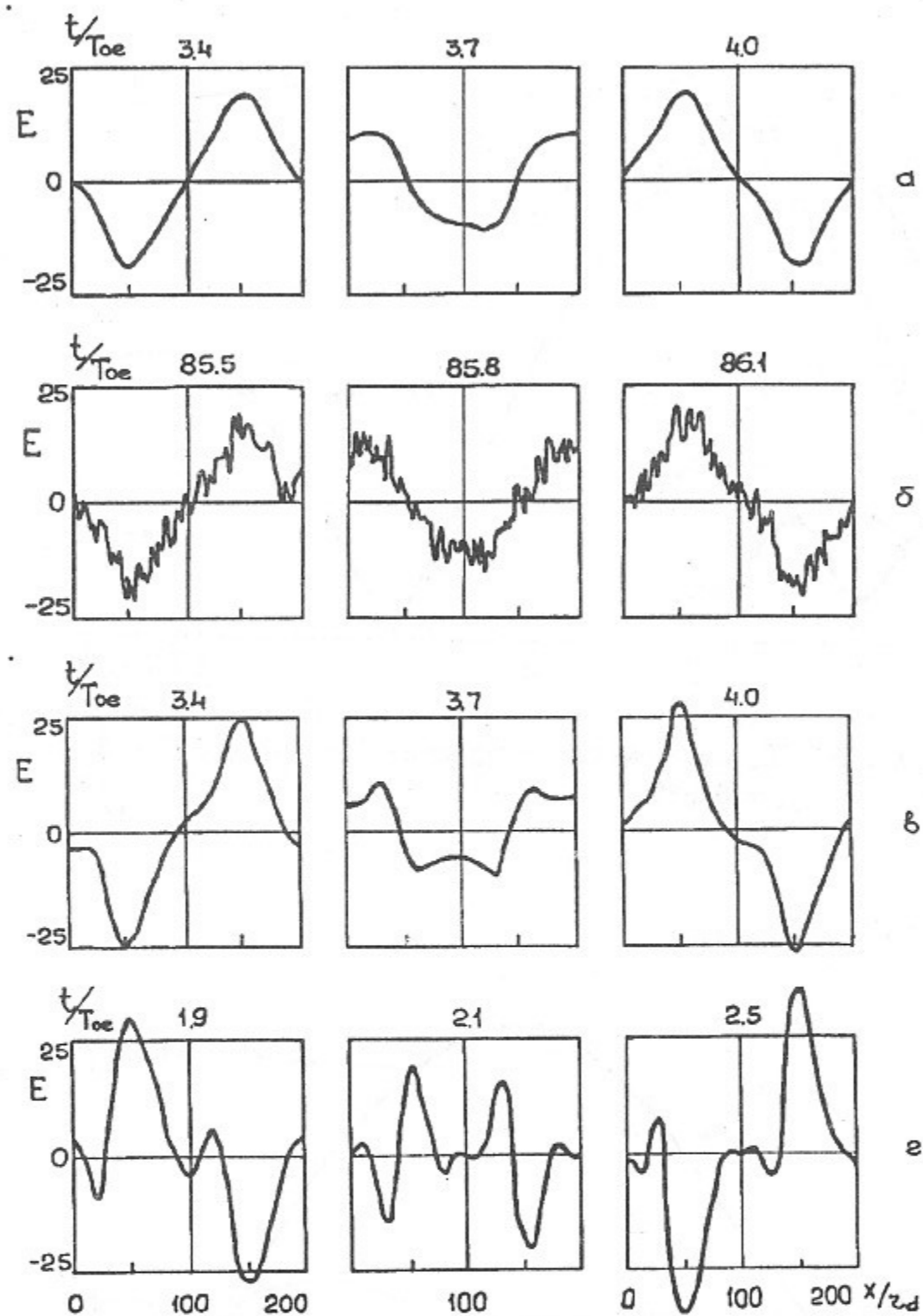


Рис. 4, а - г. Распределение поля $E(x)$ в разные моменты времени.
 E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2

Рис.	а	б	в	г
Случай	2-1	2-1	2-2	2-3

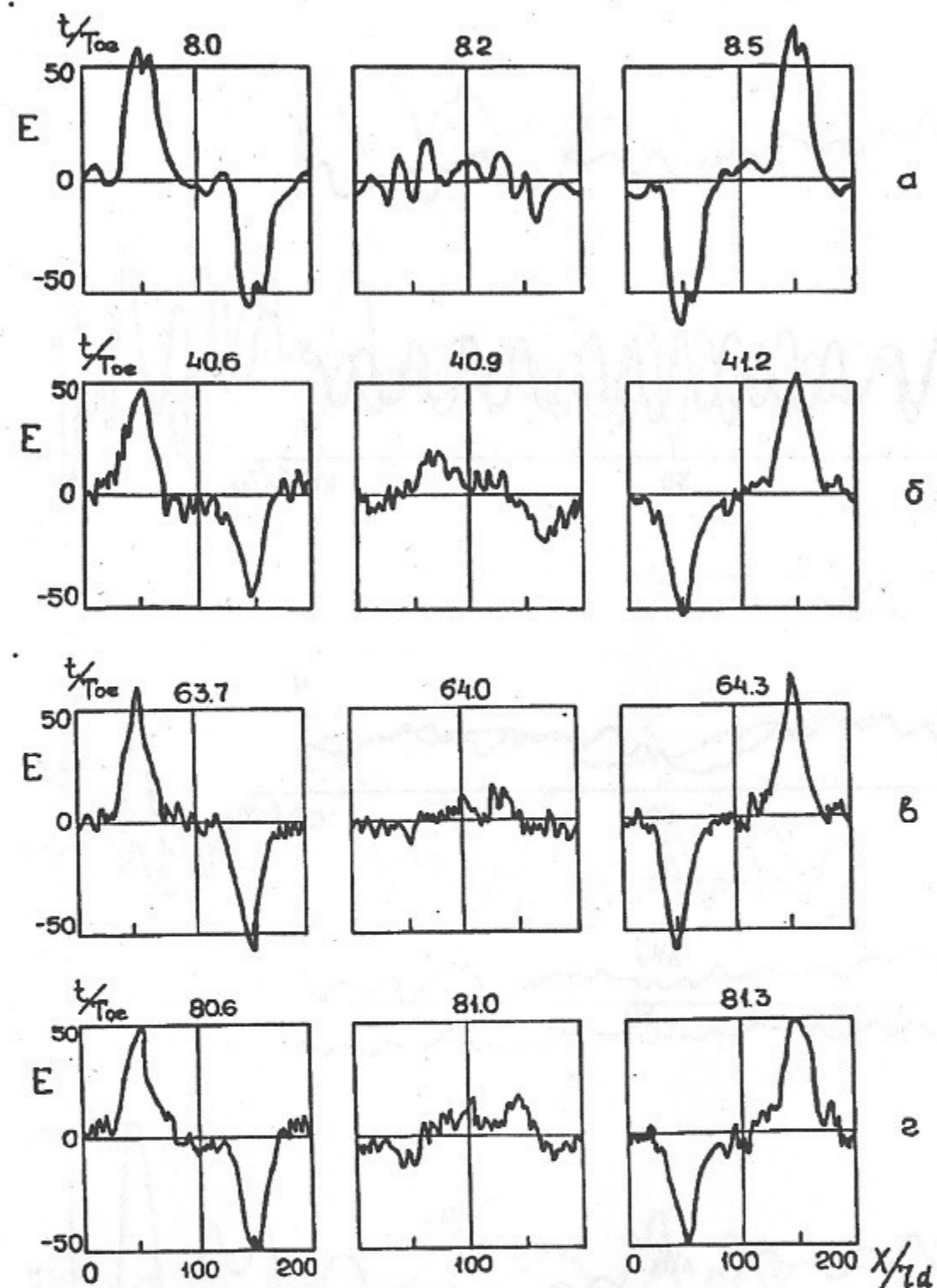


Рис. 5, а - в. Распределение поля $E(x)$ в разные моменты времени.
 Случай 2-3. E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 .

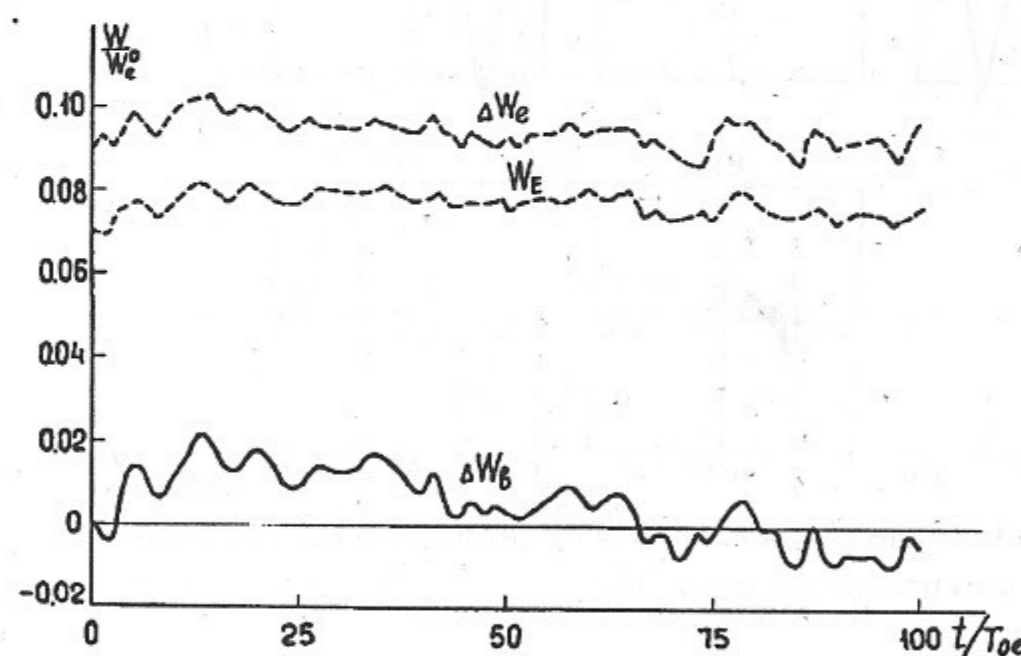
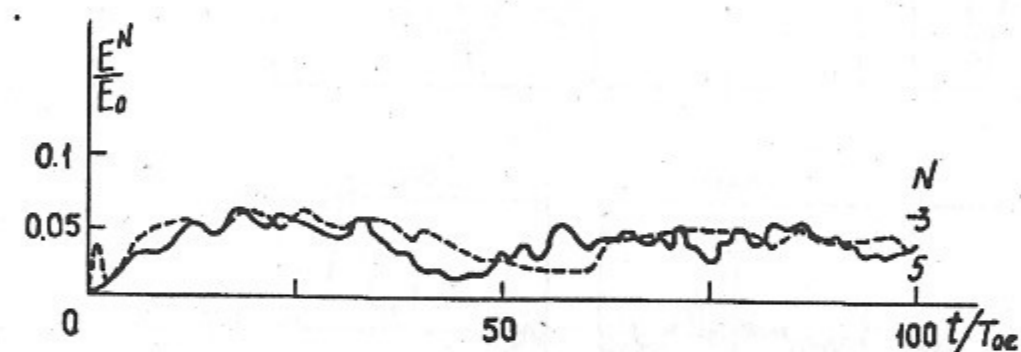
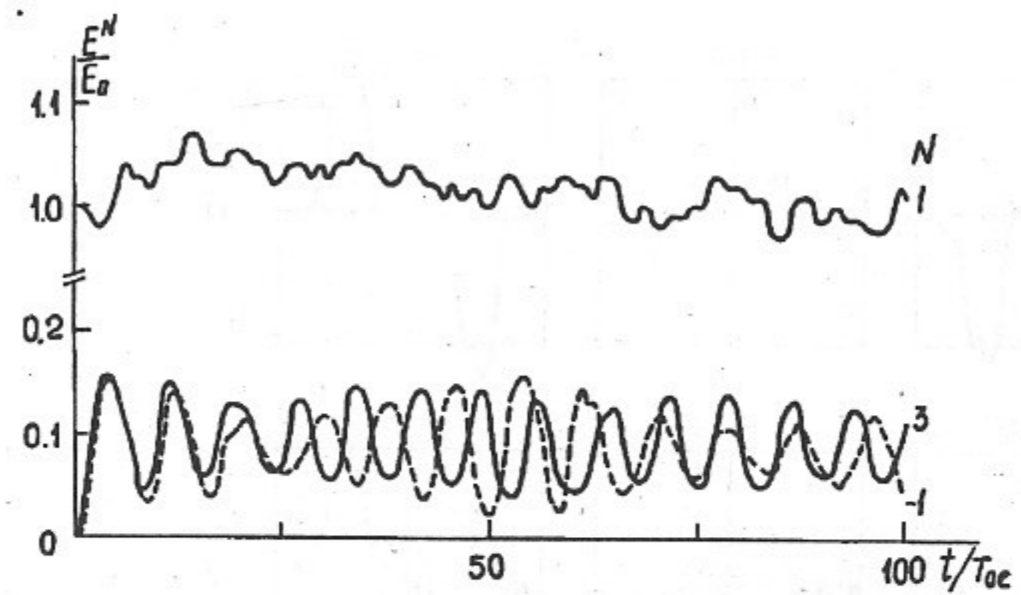


Рис. 6, а - в. Случай 2-1. Зависимость от времени амплитуды волны БГК E^I/E_0 и амплитуды гармоник конверсии E^N/E_0 $\beta = 1$, $N = 3$ и -1 (а), $\beta = 2$, $N = 5$ и -3 (б). Зависимость от времени потерь энергии b -электронов $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$, энергии электрического поля W_E и энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ (в).

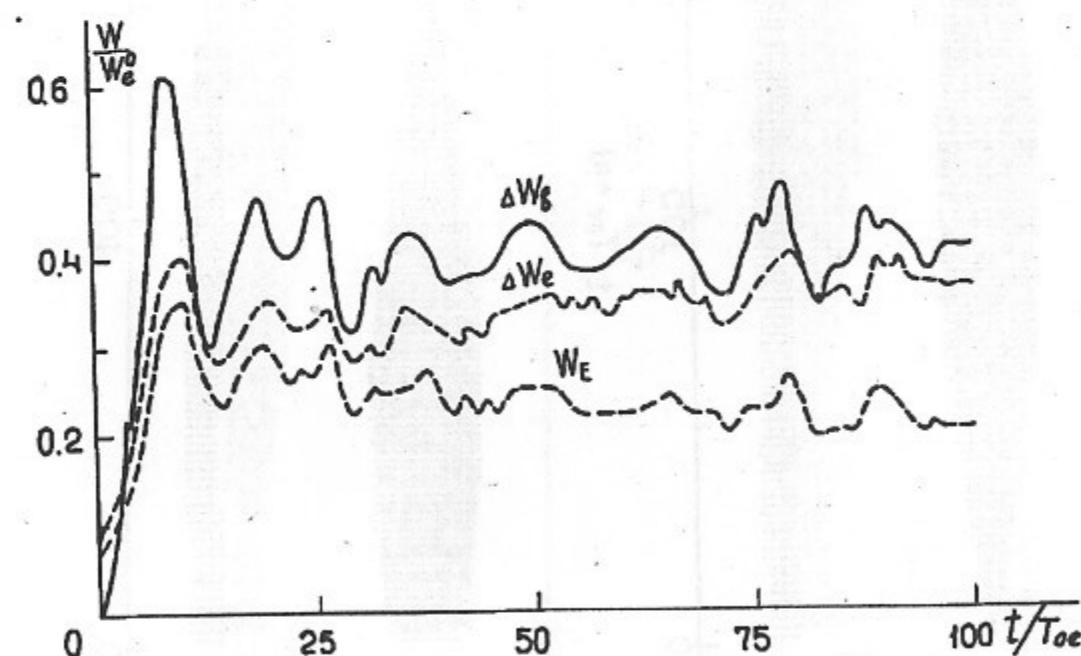
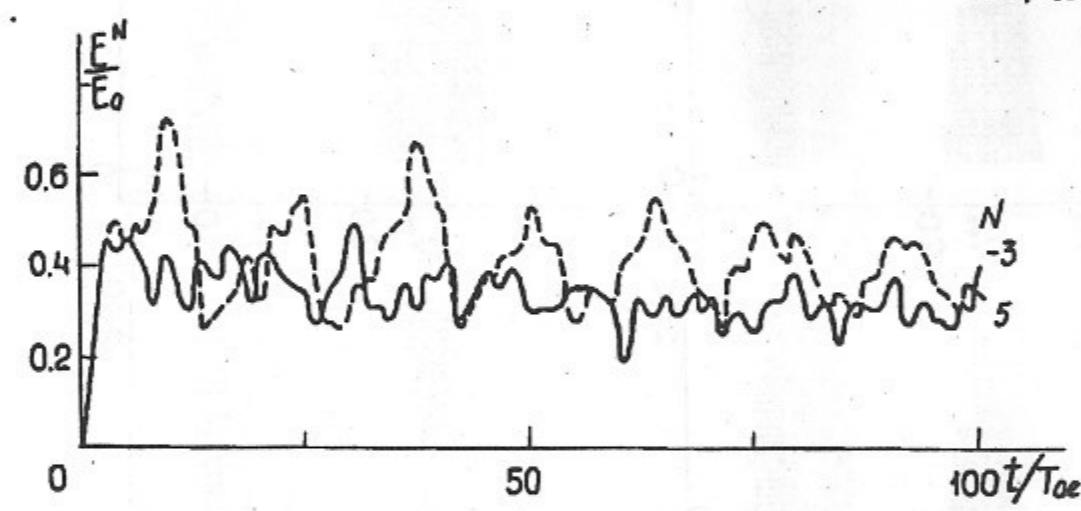
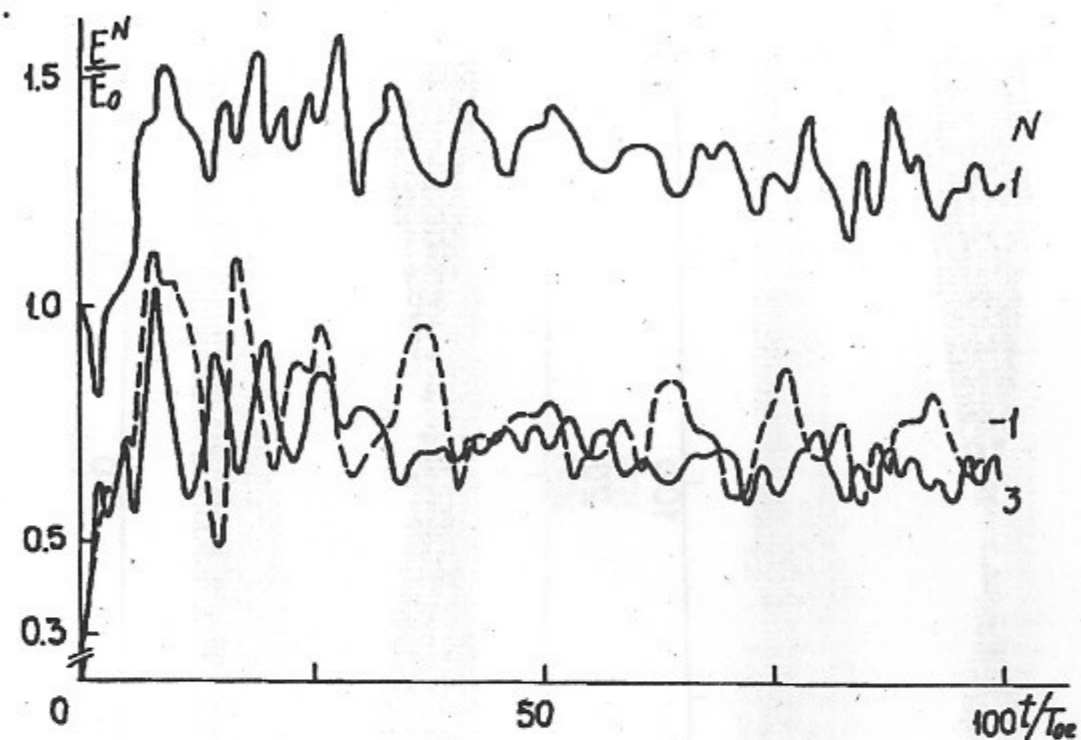


Рис. 7, а - в. Случай 2-3. То же, что рис. 6, а - в.

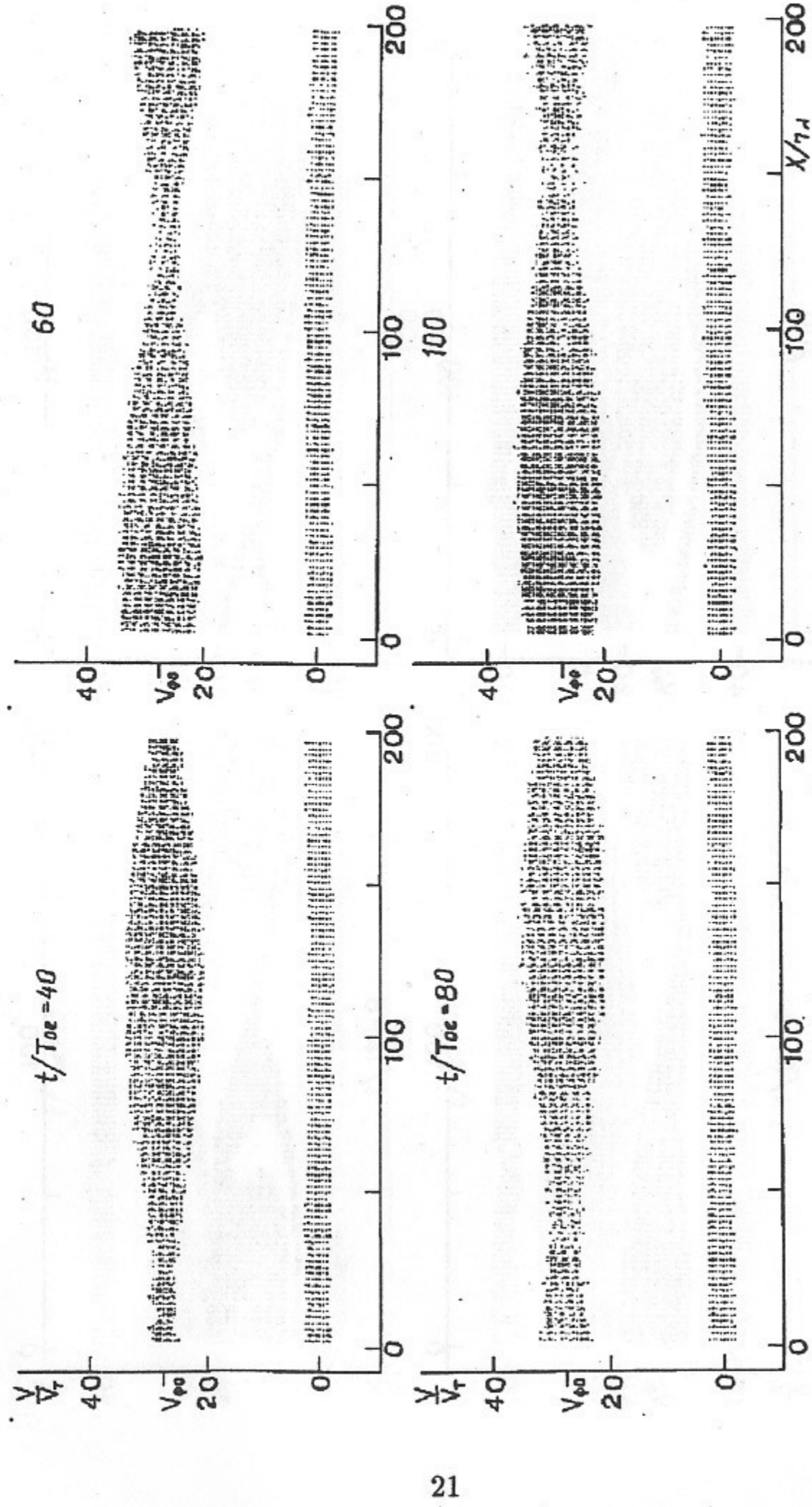
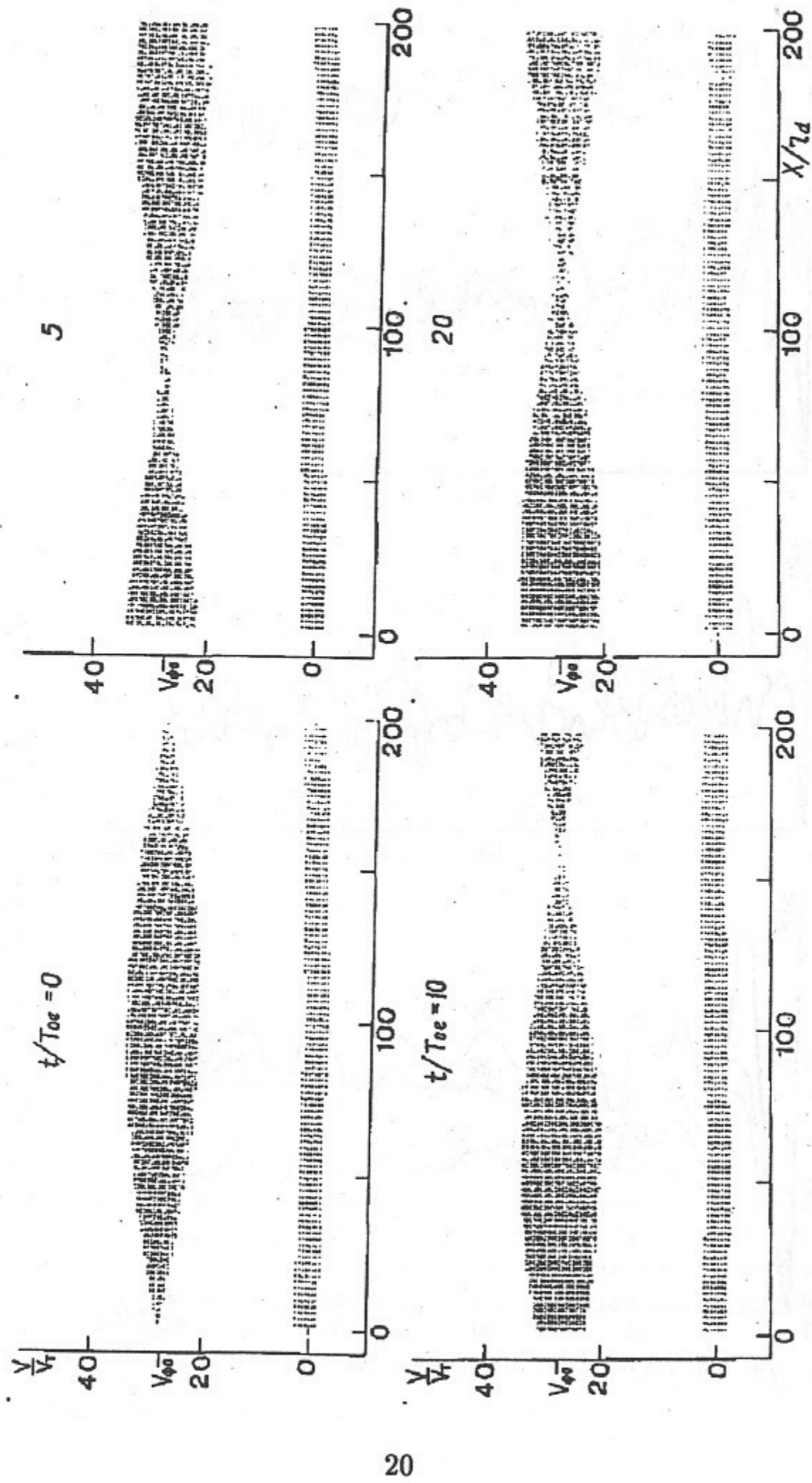


Рис. 8. Фазовые плоскости электронов. Случай 2-1.

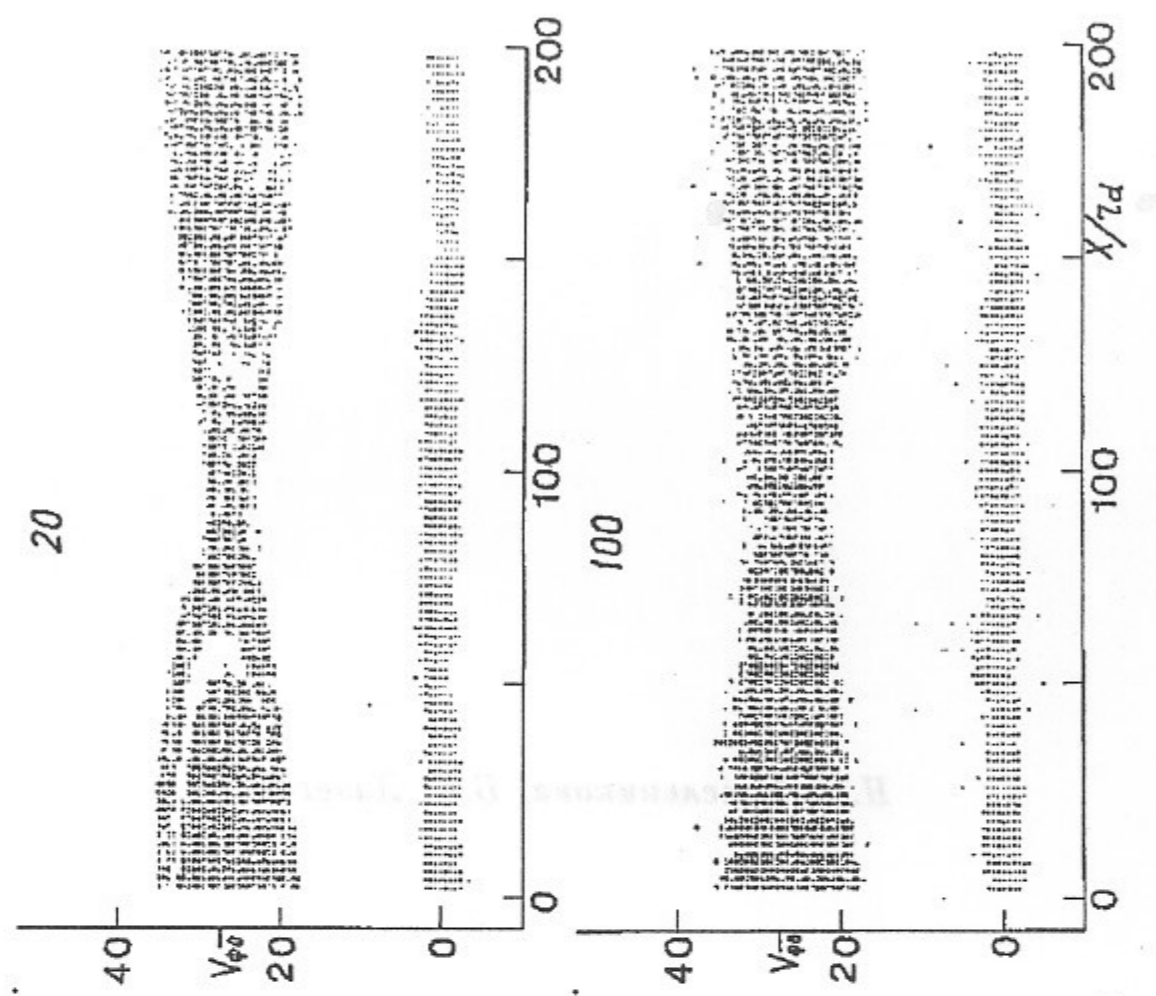
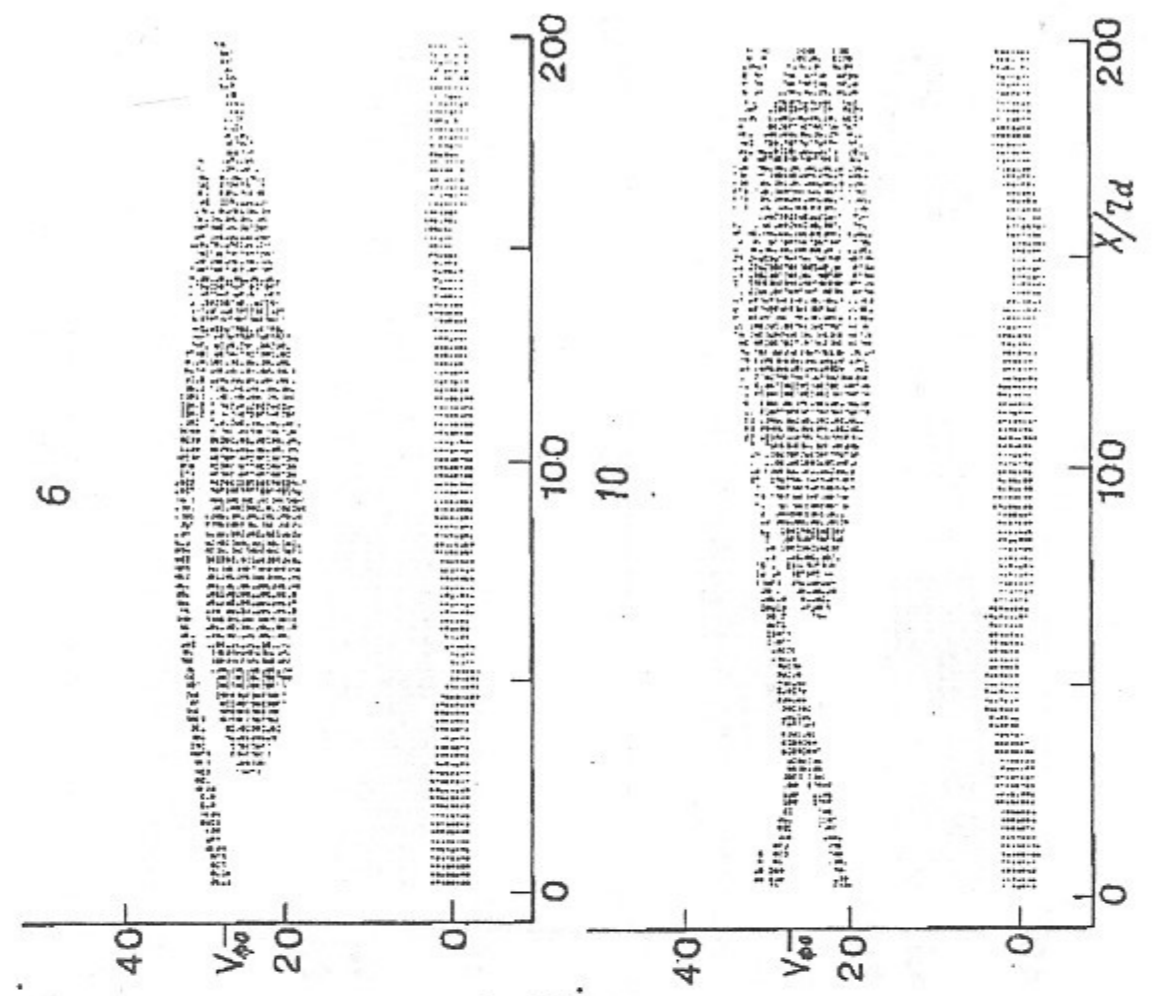


Рис. 9. Фазовые плоскости электронов. Случай 2-3.

Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев

**Конверсия волны
Бернштейна–Грина–Крускала
на возмущении плотности. II**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 18 мая 1994 г.

Сдано в набор 6 мая 1994 г.

Подписано в печать 3 июня 1994 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.7 печ.л., 1.4 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 49

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