



Сибирское отделение Российской Академии наук

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

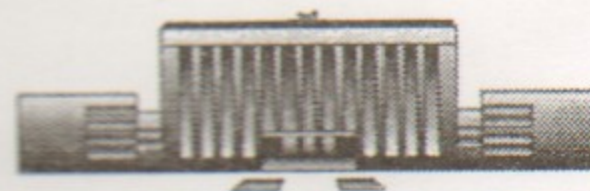
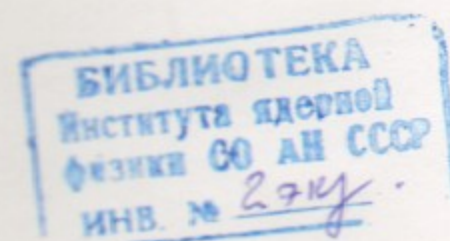
Б94

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. IV

ИЯФ 2000-58

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК

2000

Сибирское отделение Российской Академии наук  
Институт Ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. IV

ИЯФ 2000-58

НОВОСИБИРСК  
2000

**The instability of cold electron beam  
in inhomogeneous plasma. IV.**

*N.S. Buchelnikova, V.E. Carlin*

Budker Institute of Nuclear Physics, 630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract**

The instability of a cold electron beam ( $V_o/V_T = 15,9$ ;  $n_b/n_o \sim (0.5 \div 4) \cdot 10^{-2}$ ) in inhomogeneous plasma with short-wavelength large-amplitude density perturbation ( $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = L/\lambda_i = 7$ ;  $L/r_d = 100$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0, 20$  or  $0, 40$ ) and immobile ions was studied in numerical experiments (PIC - method).

It was shown that the evolution of the beam-plasma instability is followed by the sideband instability and by the conversion on the density perturbation, which leads to the excitation of the conversion modes  $N = N_e \pm \beta N_i$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ . The sideband instability is followed by the large scale stochasticity of the beam electrons motion, which leads to the formation of the quasistationary BGK-type structures on the phase plane. The conversion is followed by the large scale stochasticity of the plasma electrons motion, which leads to the absorption of the electric field energy by the plasma electrons and to the formation of the quasistationary regions of the stochastic motion on the phase plane. The number of plasma electrons, absorbing the energy, the effective plasma temperature and the energy, absorbed by the plasma electrons,  $\Delta W_e/W_e^o$  increase with increasing of the beam density  $n_b/n_o$  and the amplitude of the plasma density perturbation  $\tilde{n}/n_o$ .

## Неустойчивость холодного электронного пучка в неоднородной плазме. IV

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера, 630090 Новосибирск

### Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с параметрами  $V_0/V_T = 15,9$ ;  $n_b/n_0 \sim (0,5 \div 4) \cdot 10^{-2}$  в неоднородной плазме с коротковолновым возмущением плотности ( $\lambda_i/r_d = 14,3$ ;  $N_i = L/\lambda_i = 7$ ;  $L/r_d = 100$ ) большой амплитуды ( $\tilde{n}/n_0 = 0, 20$  и  $0, 40$ ). Ионы неподвижные.

Показано, что развитие пучковой неустойчивости сопровождается сателлитной неустойчивостью и конверсией на возмущении плотности, которая приводит к возбуждению гармоник  $N = N_e \pm \beta N_i$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ . Сателлитная неустойчивость сопровождается сильной стохастической неустойчивостью движения электронов пучка, которая приводит к формированию квазистационарных структур БГК-типа. Конверсия сопровождается сильной стохастической неустойчивостью движения электронов плазмы, которая приводит к поглощению энергии электрического поля электронами плазмы и к формированию квазистационарных областей стохастического движения на фазовой плоскости. Число электронов, поглощающих энергию, эффективная температура плазмы и энергия, поглощенная электронами плазмы  $\Delta W_e/W_e^0$ , растут при увеличении плотности пучка  $n_b/n_0$  и амплитуды возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}/n_0$ .

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов в неоднородной плазме с синусоидальным возмущением плотности.

Работа является продолжением работ [1÷3], в которых исследовалась неустойчивость пучка электронов в однородной [1] и неоднородной [2,3] плазме. В работах [1÷3] показано, что во всех случаях начальная стадия взаимодействия пучок-плазма определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению ленгмюровской волны-гармоники с максимальным инкрементом. Нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка возбуждающейся волной. "Размешивание" захваченных электронов на фазовой плоскости в однородной и слабонеоднородной плазме приводит к формированию квазистационарной волны БГК.

В неоднородной плазме параллельно с пучковой неустойчивостью развивается конверсия волны на возмущении плотности [4÷7]. Конверсия приводит к генерации гармоник — прямых и обратных ленгмюровских волн с волновыми векторами  $k_N = k_e \pm \beta k_i$  и номерами гармоник  $N = N_e \pm \beta N_i$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ . В районе областей захвата этих гармоник развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы, что приводит к затуханию поля. Параллельно идет "размешивание" захваченных электронов пучка и формирование волны БГК. После сброса части энергии формируется квазистационарная или медленно затухающая волна БГК, а в плазме формируются квазистационарные области стохастического движения на фазовой плоскости [2,3]. Структура этих областей зависит от начальных параметров пучка и возмущения плотности, которые определяют сравнительную скорость развития "размешивания", конверсии, сильной стохастической неустойчивости, затухания и поглощения энергии электронами плазмы. В частности уменьшение длины волны возмущения и соответственно длин волн гармоник

конверсии сдвигает стохастические области и области поглощения энергии в область меньших начальных скоростей электронов плазмы.

В настоящей работе рассматриваются пучки электронов разной плотности ( $V_0/V_T = 15.9$ ;  $n_b/n_0 \sim (0.5 \div 4) \cdot 10^{-2}$ ) в плазме с коротковолновым возмущением плотности ( $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = L/\lambda_i = 7$ ;  $L/r_d = 100$ ) большой амплитуды ( $\tilde{n}/n_0 \sim 0.2$  и  $0.4$ ).

Ранее было показано [1], что при плотности пучка  $n_b/n_0 \geq 1 \cdot 10^{-2}$  в системе длиной  $L/r_d = 100$  на нелинейной стадии развития пучка становится существенной неустойчивость сателлитов [8], которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн - гармоник основной волны с меньшими, чем у нее, фазовыми скоростями. То же наблюдается и в настоящей работе.

Возбуждение гармоник-сателлитов приводит к захвату ими части электронов пучка и к развитию сильной стохастической неустойчивости движения электронов в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов. "Размешивание" электронов пучка в результате сильной стохастической неустойчивости приводит к формированию квазистационарных волн или многоволновых структур БГК-типа [9,10].

Параллельно с этими процессами развивается конверсия основной волны и гармоник-сателлитов на возмущении плотности, развивается сильная стохастическая неустойчивость и формируются квазистационарные области стохастического движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N > 0$  и  $V_{\phi}^N < 0$ .

Развитие этих процессов приводит к затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы. Энергия поглощается в областях стохастического движения, что приводит к несимметричному (в областях  $V > 0$  и  $V < 0$ ) уширению функции распределения электронов плазмы по скорости. Эффективная температура, характеризующая уширение функции распределения, растет при увеличении  $n_b/n_0$  и  $\tilde{n}/n_0$ .

Практически вся энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы. Энергия, поглощенная электронами плазмы,  $\Delta W_e/W_e^0$  растет при увеличении  $n_b/n_0$  и  $\tilde{n}/n_0$ , однако ее отношение к начальной энергии пучка  $\Delta W_e/W_b^0$  слабо зависит от  $n_b/n_0$  и  $\tilde{n}/n_0$ .

При увеличении  $n_b/n_0$  появляются электроны, ускоренные до больших скоростей - "хвосты" функции распределения. Доля энергии, поглощенная этими электронами, быстро растет при увеличении  $n_b/n_0$ . В работе [1] показано, что при неустойчивости пучка с той же  $V_0$  в однородной плазме при  $n_b/n_0 \geq 6 \cdot 10^{-2}$  образование "хвостов" играет определяющую роль уже на начальной стадии развития пучковой неустойчивости.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной  $L/r_d = 100$  с периодически граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задается максвелловское распределение с  $T_e/T_i = 30$ , обрезанное на скорости  $V \sim \pm 2.8 V_T$  из за ограниченности числа счетных частиц ( $N^e \sim 10^5$ ). Ионы неподвижные ( $M/m = 10^{10}$ ).

Задается холодный (монохроматический) пучок со скоростью  $V_0/V_T \sim 15.9$ . Число частиц в пучке  $N^b$ , его плотность  $n_b$  и энергия  $W_b^0$  различны в разных случаях:

Случай	8	9	10	11
$N^b$	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$
$n_b/n_0$	$0.5 \cdot 10^{-2}$	$0.5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
$W_b^0/W_e^0$	1.297	1.297	2.594	2.594
$\tilde{n}/n_0$	0.20	0.40	0.20	0.40

Случай	12	13	14	15
$N^b$	$2.0 \cdot 10^3$	$2.0 \cdot 10^3$	$4.0 \cdot 10^3$	$4.0 \cdot 10^3$
$n_b/n_0$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$
$W_b^0/W_e^0$	5.187	5.187	10.375	10.375
$\tilde{n}/n_0$	0.20	0.40	0.20	0.40

$W_e^0$  - тепловая энергия электронов плазмы. Случаи 8 и 9 рассмотрены в работе [3].

Для эффективного увеличения числа частиц пучка при сохранении отношения  $n_b/n_0$  применяется метод "взвешивания". "Взвешивание" эквивалентно тому что один электрон дробится на  $\alpha$  частиц (b-электронов) с массой  $m/\alpha$  и зарядом  $e/\alpha$ , но с тем же отношением  $e/m$  как у электрона. В рассматриваемых случаях число b-электронов  $N^{b'} = 1 \cdot 10^4$ .

Для сокращения времени счета в начальный момент задается затравочная ленгмюровская волна малой амплитуды  $E_0/(\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}) = 1$  с длиной волны  $\lambda/r_d = 100$ , соответствующей гармонике с максимальным инкрементом, и фазовой скоростью  $V_{\phi}/V_T = 16.1$ .

Задается синусоидальное возмущение плотности с длиной волны  $\lambda_i/r_d = 14.29$ , номером гармоник  $N_i = L/\lambda_i = 7$  и амплитудой  $\tilde{n}/n_0 \sim 0.20$  или  $0.40$ . Первый максимум плотности находится на  $x = 0$ .

В начальный момент задается 100 пробных частиц ( $e = m = 0$ ,  $e/m$  то же, что и у электрона). Прослеживается 18 траекторий пробных частиц на фазовой плоскости. Задаются распределения пробных частиц

по начальным координатам  $x_N^o, V_N^o$ , в частности, равномерное распределение 100 частиц с  $V_N^o = 0$  в интервале  $x/r_d \sim 0 \div 100$ . Фазовые плоскости приводятся для типичного распределения: 20 частиц с  $V_N^o = 15.9 = V_o$ , равномерно распределенные по  $x_N^o$  в интервале  $x/r_d \sim 20 - 60$ ; по 40 частиц со скоростями  $V_N^o/V_T = 2.84$  (верхняя граница плазмы) и  $V_N^o/V_T = -2.84$  (нижняя граница плазмы), равномерно распределенные по  $x_N^o$  в интервале  $x/r_d \sim 0 - 100$ .

Подробности постановки и описания численного эксперимента приведены в работах [1,2].

Отметим, что в тексте и на рисунках  $E$  нормируется на  $mr_d/eT_{oe}^2$

Рассмотрим случаи  $10 \div 15$ . В этих случаях задан пучок с  $V_o/V_T = 15.9$ ;  $n_b/n_o = (1; 2; 4) \cdot 10^{-2}$  и возмущение плотности  $N_i = 7$  с амплитудой  $\tilde{n}/n_o = 0.20$  или  $0.40$ . В рассмотрение включаются случаи 8 и 9 из работы [3] с  $n_b/n_o = 0.5 \cdot 10^{-2}$ . Кривые описывающие эти случаи, приведены в работе [3] на Рис.22  $\div$  30 и 31  $\div$  40.

Кривые, описывающие случай 10 приведены на Рис.1  $\div$  6, случай 11 - на Рис. 7  $\div$  12, случай 12 - на Рис.13  $\div$  18, случай 13 - на Рис.19  $\div$  24, случай 14 - на Рис.25  $\div$  30 и случай 15 - на Рис.31  $\div$  36. Для каждого случая показана 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 плазмы) и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ ; зависимость от времени амплитуды  $E^N$  основной волны  $N_e = 1$  и гармоник; фазовые плоскости электронов в разные моменты времени и функции распределения электронов плазмы  $f_e(V)$  и пучка  $f_b(V)$  по скорости, нормированные на свой максимум  $f_{\max}$  или максимум начальной функции распределения  $f_{o\max}$ , в линейном и логарифмическом масштабе.

В работах [1  $\div$  3] исследовалась неустойчивость пучка в однородной [1] и неоднородной [2,3] плазме. Было найдено, что во всех случаях начальная стадия определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению гармоники с максимальным инкрементом  $N = 1$ . Нелинейная стадия неустойчивости определяется захватом электронов пучка, что приводит к изменению амплитуды волны  $E^I(t)$  с периодом оборота захваченных электронов. Развитие неустойчивости в однородной и слабонеоднородной плазме практически одинаково, заметные отличия проявляются только при  $\tilde{n}/n_o > 0.10$  [2].

Сравнение кривых  $W(t)$  (Рис.1,7,13,19,25,31),  $E^I(t)$  (Рис.2,8,14,20,26,32) и фазовых плоскостей (Рис.5,11,17,23,29,35) в случаях  $10 \div 15$  показывает, что и в этих случаях начальная стадия определяется пучковой не-

устойчивостью и захватом электронов пучка. Действительно, по кривым  $E^I(t)$  видно, что во всех случаях возбуждается основная волна  $N_e = 1$ . Амплитуда волны проходит через максимум  $E_{\max}^I$  в  $t = t_{\max}^I$ , совершает колебания с периодом, соответствующим периоду оборота захваченных частиц  $T_B = 2\lambda^I/V_3^I$ , а далее затухает. В таблице 1 для случаев  $8 \div 15$  приведены  $t_{\max}^I, E_{\max}^I, V_{3\max}^I$  ( $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE}{m} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}}$ ), а также максимальные значения  $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$  в  $t \sim t_{\max}^I$  (отметим что  $t_{\max}^I$ , когда достигаются максимумы кривых  $W(t)$ , немного отличаются от  $t_{\max}^I$  и различаются между собой, если есть затухание). В таблице 1 приведены также отношения  $E_{\max}^I/E_{\max}^{bI}$  и  $\Delta W_b/\Delta W_b^b$ , где  $E_{\max}^{bI}, \Delta W_b^b$  относятся к случаям пучка с такими же параметрами в однородной плазме [1].

Таблица 1.

Амплитуда волны  $N = 1$  и энергии  $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$  в первом максимуме кривой  $E^I(t)$  или  $W(t)$ . Случай  $8 \div 15$ .

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\tilde{n}/n_o$	0.20	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40	0.40
$W_b^o/W_e^o$	1.30	2.60	5.19	10.37	1.30	2.60	5.19	10.37
$t_{\max}^I/T_{oe}$	7.5	6.6	5.9	5.4	7.6	6.7	6.0	5.6
$E_{\max}^I$	21.1	32.6	48.5	69.0	17.3	27.0	40.2	57.0
$V_{3\max}^I/V_T$	5.84	7.25	8.85	10.55	5.28	6.60	8.06	9.59
$\Delta W_b/W_e^o$	0.38	0.92	2.19	5.07	0.41	0.96	2.22	5.03
$W_E/W_e^o$	0.15	0.37	0.88	1.97	0.11	0.29	0.68	1.58
$\Delta W_e/W_e^o$	0.23	0.55	1.31	3.09	0.32	0.70	1.58	3.54
$\Delta W_b/W_b^o$	0.30	0.36	0.42	0.49	0.32	0.37	0.43	0.49
$W_E/W_b^o$	0.12	0.14	0.17	0.19	0.09	0.11	0.13	0.15
$\Delta W_e/W_b^o$	0.18	0.21	0.25	0.30	0.25	0.27	0.31	0.34
$E_{\max}^I/E_{\max}^{bI}$	0.95	0.94	0.95	0.94	0.78	0.78	0.79	0.78
$\Delta W_b/W_b^b$	1.06	1.03	1.02	1.01	1.14	1.08	1.03	1.00

$n_b, W_b^o$  - начальная плотность и энергия электронов пучка;  $E_{\max}^I, V_{3\max}^I$  - амплитуда волны  $N_e = 1$  в  $t = t_{\max}^I$ ;  $E$  - нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ ,  $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$ ;  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$  - потери энергии электронов пучка;  $W_E$  - энергия электрического поля;  $\Delta W_e = W_e - W_e^o$  - энергия электронов плазмы;  $E_{\max}^{bI}, \Delta W_b^b$  - амплитуда волны  $N_e = 1$  и потери энергии электронов пучка в однородной плазме [1].

Таблица 2.

Амплитуды основных гармоник конверсии  $N = N_e \pm N_i$  основной волны  $N_e = 1$  в максимуме кривой  $E^N(t)$ . Случаи 8 ÷ 15.

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\tilde{n}/n_o$	0.20	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40	0.40

$$N = N_e + N_i = 8; \lambda^N/r_d = 12.5; V_\phi^N/V_T = 2.64$$

$t_{\max}^N/T_{oe}$	12.1	9.5	8.6	5.5	8.6	7.0	6.2	5.0
$E_{\max}^N$	3.7	4.8	5.2	8.0	3.9	5.8	8.5	10.9
$V_{\text{зmax}}^N/V_T$	0.86	0.98	1.03	1.27	0.89	1.08	1.31	1.48
$(V_\phi^N - V_{\text{зmax}}^N)/V_T$	1.78	1.66	1.61	1.37	1.75	1.56	1.33	1.16

$$N = N_e - N_i = -6; \lambda^N/r_d = 16.7; V_\phi^N/V_T = -3.17$$

$t_{\max}^N/T_{oe}$	13.4	11.4	17.3	7.5	9.4	8.1	7.0	4.9
$E_{\max}^N$	3.2	5.1	8.1	10.1	4.8	7.1	9.2	11.9
$V_{\text{зmax}}^N/V_T$	0.92	1.17	1.47	1.65	1.14	1.38	1.57	1.79
$(V_\phi^N + V_{\text{зmax}}^N)/V_T$	-2.25	-2.00	-1.70	-1.52	-2.03	-1.79	-1.60	-1.38

$N = N_e \pm N_i$  - номер основной гармоники конверсии;  $\lambda^N, V_\phi^N$  - длина волны и фазовая скорость гармоники с номером  $N$ ;  $E_{\max}^N$  - максимальная амплитуда гармоники в  $t = t_{\max}^N$ ;  $E$  нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ ;  $V_{\text{зmax}}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^N\lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$ .

В случаях 8 ÷ 15 конверсия имеет каскадный характер и приводит к возбуждению гармоник с номерами  $N = N_e \pm \beta N_i$ . В таблице 3 для случаев 8 ÷ 15 приведены номера гармоник, их длины волн  $\lambda^N$ , фазовые скорости  $V_\phi^N$  ( $V_\phi^N$  - ленгмюровской волны с длиной волны  $\lambda^N$ ) и максимальные амплитуды  $E_{\max}^N$  в  $t = t_{\max}^N$ . На Рис.3,9,15,21,27,33 показаны кривые  $E^N(t)$  для гармоник  $N = N_e + 2N_i = 15$  и  $N = N_e - 2N_i = -13$ .

Отметим, что уровень шумов в случаях 8 ÷ 15 (максимальные амплитуды гармоник  $N > 25$ , не являющихся гармониками конверсии) не превышает величины  $E^N \sim 0.2 \div 0.3$ .

Ранее было показано [8,1], что на нелинейной стадии пучковой неустойчивости возможна неустойчивость сателлитов, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн - гармоник основной волны с фазовыми скоростями, меньшими, чем  $V_\phi^I$ . Возбуждение сателлитов связано с переходом части электронов пучка ( $b$ -электронов), захваченных основной волной  $N_e = 1$ , в захват гармоникой - сателлитом. Скорость роста сателлитов зависит от параметра  $\alpha = V_s^I/(V_\phi^I - V_\phi^N)$  и растет при увели-

Из таблицы 1 видно, что максимальная амплитуда  $E_{\max}^I$  растет с ростом  $n_b/n_o$  и немного уменьшается при увеличении  $\tilde{n}/n_o$ . Это обусловлено затуханием. Действительно, по кривым  $W(t)$  видно, что затухание появляется уже в  $t \leq t_{\max}^I$  и приводит к различию максимальных значений  $W_E$  и  $\Delta W_e$ , а также к отличию от единицы отношения  $E_{\max}^I/E_{\max}^{bI}$  (таблица 1). Из таблицы 1 видно, что отношение  $E_{\max}^I/E_{\max}^{bI}$  практически не зависит от  $n_b/n_o$  и уменьшается при увеличении  $\tilde{n}/n_o$ . Это показывает, что затухание связано с возмущением плотности.

Потери энергии пучка в максимуме  $\Delta W_b/W_e^o$  растут с ростом  $n_b/n_o$  и слабо зависят от  $\tilde{n}/n_o$ . Однако, доля энергии, потерянная пучком  $\Delta W_b/W_b^o$ , очень слабо зависит от  $n_b/n_o$  и практически не зависит от  $\tilde{n}/n_o$ , а отношение  $\Delta W_b/\Delta W_b^o$  близко к единице и слабо зависит от  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$ . Это показывает, что  $\Delta W_b$  определяется только пучковой неустойчивостью.

В работах [2,3] показано, что в неоднородной плазме параллельно с пучковой неустойчивостью происходит конверсия основной волны на возмущении плотности. Конверсия приводит к возбуждению прямых и обратных ленгмюровских волн - гармоник с номерами  $N = N_e \pm \beta N_i$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$ . В случаях 8 ÷ 15 для  $N_e = 1$ ,  $N_i = 7$  основные гармоники конверсии  $N = N_e + N_i = 8$  с длиной волны  $\lambda^N/r_d = 12.5$  и фазовой скоростью  $V_\phi^N/V_T = 2.64$  и  $N = N_e - N_i = -6$  (знаком "-" будем обозначать обратные волны) с длиной волны  $\lambda^N/r_d = 16.7$  и фазовой скоростью  $V_\phi^N/V_T = -3.17$ . По кривым  $E^N(t)$  (Рис.3,9,15,21,27,33) видно, что основные гармоники конверсии возбуждаются и в случаях 10 ÷ 15. В таблице 2 для случаев 8 ÷ 15 приведены  $t_{\max}^N, E_{\max}^N$  - время достижения максимума и максимальная амплитуда основных гармоник конверсии,  $V_{\text{зmax}}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^N}{m} \cdot \frac{\lambda^N}{2\pi}}$ , а также нижняя  $V_\phi^N - V_{\text{зmax}}^N$  (при  $V_\phi^N > 0$ ) и верхняя  $V_\phi^N + V_{\text{зmax}}^N$  (при  $V_\phi^N < 0$ ) границы областей захвата в  $t = t_{\max}^N$ .

Отметим, что здесь и далее значения  $V_\phi^N$  имеют оценочный характер, так как на нелинейной стадии фазовая скорость гармоник может меняться.

Анализ фазовых плоскостей электронов в случаях 10 ÷ 15 (Рис.5,11,17,23,29,35) показывает, что уже в  $t \lesssim t_{\max}^N$  основные гармоники конверсии захватывают электроны плазмы. Это приводит к затуханию гармоник. С ростом амплитуды возмущения плотности растет скорость развития гармоник конверсии [2] и их максимальные амплитуды (таблица 2), соответственно быстрее развивается захват электронов плазмы и растет скорость затухания.

чении амплитуды волны  $N_e = 1$ . Развитие неустойчивости спутников приводит к развитию сильной стохастической неустойчивости движения  $b$ -электронов в районе областей захвата основной волны и гармоник спутников [1].

Таблица 3.

Амплитуды гармоник конверсии  $N = N_e \pm \beta N_i$  основной волны  $N_e = 1$  в максимуме кривой  $E^N(t)$ . Случаи 8 ÷ 15.

$\beta$	$N = N_e + \beta N_i$					$N = N_e - \beta N_i$				
	0	1	2	3	4	1	2	3	4	
$N$	1	8	15	22	29	-6	-13	-20	-27	
$\lambda^N/r_d$	100	12.5	6.7	4.5	3.4	16.7	7.7	5.0	3.7	
$V_\phi^N/V_T$	*	2.64	2.03	1.88	1.82	-3.17	-2.12	-1.91	-1.83	
Случай	$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N$ . $\tilde{n}/n_0 = 0.20$									
8	21.1	3.7	0.7	0.4		3.2	0.8	0.5		
10	32.6	4.8	1.4	0.5		5.1	0.9	0.5		
12	48.5	5.2	1.1	0.5		8.1	1.4	0.6		
14	69.0	8.0	2.0	0.7		10.1	2.4	0.8		
Случай	$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N$ . $\tilde{n}/n_0 = 0.40$									
9	17.3	3.9	1.2	0.7		4.8	1.2	1.0		
11	27.0	5.8	1.6	0.7		7.1	2.0	0.9		
13	40.2	8.5	1.8	0.9		9.2	2.3	1.2		
15	57.0	10.9	3.8	1.2		11.9	3.3	1.1		

\* см таблицу 6.

$\lambda^N, V_\phi^N$  - длина волны и фазовая скорость гармоники с номером  $N = N_e \pm \beta N_i$ ;  $E_{\max}^N$  - максимальная амплитуда гармоники в  $t = t_{\max}^N$ ;  $E$  нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ .

В рассматриваемых случаях, кроме случая 8 [3], развитие неустойчивости спутников играет существенную роль. На Рис.4,10,16,22,28,34 приведены кривые  $E^N(t)$  для гармоник - спутников  $N_e = 2$  и 3. В таблице 4 приведены длины волн  $\lambda^N$  гармоник спутников, их фазовые скорости  $V_\phi^N$  ( $V_\phi^N$  ленгмюровской волны с длиной волны  $\lambda^N$ ) и максимальные амплитуды  $E_{\max}^N$  в  $t = t_{\max}^N$  в случаях 8 ÷ 15 (в случае 8 спутники не возбуждаются [3]).

Из таблицы 4 видно, что в случаях 9 и 10 возбуждается только гармоника  $N_e = 2$ , в случае 11 - гармоника  $N_e = 2$  и 3, в остальных случаях  $N_e = 2, 3, 4$ . При этом в случае 9 даже в  $t = t_{\max}^I$  для гармоники  $N_e = 2$   $\alpha < 1$  и  $N_e = 2$  возбуждается только в  $t/T_{oe} > 40$  в результате развития стохастического слоя волны  $N_e = 1$  и захвата  $b$ -электронов из слоя гармоникой  $N_e = 2$  [3]. В случаях 10, 11 в  $t = t_{\max}^I$   $\alpha$  близка к 1, а в случаях

12 ÷ 15  $\alpha > 1$  и гармоника  $N_e = 2$  развивается практически одновременно с развитием волны  $N_e = 1$ . Это можно видеть по фазовым плоскостям (Рис.5,11,17,23,29,35). Гармоники  $N_e = 3$  и 4 в случаях 11 ÷ 13 развиваются несколько позже основной волны и гармоники  $N_e = 2$ , а в случаях 14 и 15 - практически одновременно с ними.

Таблица 4.

Амплитуды основной волны  $N_e = 1$  и гармоник спутников в максимуме кривой  $E^N(t)$ . Случаи 8 ÷ 15.

$N_e$	1	2	3*	4*
$\lambda^N/r_d$	100	50.0	33.3	25.0
$V_\phi^N/V_T$	**	8.14	5.58	4.34
Случай	$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N$ . $\tilde{n}/n_0 = 0.20$			
8	21.1			
10	32.6	9.6		
12	48.5	23.9	6.7	4.7
14	69.0	42.8	13.6	7.9
Случай	$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N$ . $\tilde{n}/n_0 = 0.40$			
9	17.3	4.8		
11	27.0	8.9	2.6	
13	40.2	24.2	6.6	4.7
15	57.0	37.2	12.5	8.8

\* -  $E^N(t)$  включает компоненту обратной волны.

\*\* - см таблицу 6.

$\lambda^N, V_\phi^N$  - длина волны и фазовая скорость гармоники с номером  $N_e$ ;  $E_{\max}^N$  - максимальная амплитуда гармоники в  $t = t_{\max}^N$ ;  $E$  нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ .

Развитие гармоник-спутников в неоднородной плазме приводит к их конверсии и возбуждению гармоник с номерами  $N = N_e \pm \beta N_i$ . Это видно по кривым  $E^N(t)$  для гармоник спутника  $N_e = 2$   $N = N_e + N_i = 9$  и  $N = N_e - N_i = -5$  (Рис.4,10,16,22,28,34). В таблице 5а приведены номера гармоник конверсии  $N = N_e \pm \beta N_i$  для основной волны и спутников  $N_e = 1 \div 4$ , их длины волн  $\lambda^N$  и фазовые скорости  $V_\phi^N$  ( $V_\phi^N$  ленгмюровской волны с длиной волны  $\lambda^N$ ), в таблице 5б максимальные амплитуды гармоник конверсии  $E_{\max}^N$  в  $t = t_{\max}^N$ .

Отметим, что некоторые гармоники содержат компоненту прямой и обратной волны. Так  $E^{III}(t)$  определяется спутником  $N_e = 3$  и гармоникой конверсии  $N = (N_e = 4) - N_i = -3$ ,  $E^{IV}(t)$  определяется спутником  $N_e = 4$  и гармоникой конверсии  $N = (N_e = 3) - N_i = -4$ . Разными гармониками конверсии определяются  $E^N(t)$  гармоник  $N = 10$  и 11.



В таблицах 4, 5б и далее для прямых волн приводятся  $E_{\max}^N$ , включающие компоненту обратной волны. Для обратных волн приводится оценка  $E_{\max}^N \sim \Delta E_{\max}^N/2$  по колебаниям  $E^N(t)$  с  $\Delta t \sim T_{oe}/2$ .

Из таблиц 3 и 5а видно, что конверсия основной волны и гармоник-спутников приводит к возбуждению большого числа гармоник с близкими фазовыми скоростями. В области  $V_{\phi}^N > 0$  возбуждаются гармоники  $N = 8 \div 11$  с  $V_{\phi}^N/V_T \sim 2.64 \div 2.26$  и  $N = 15 \div 18, 22 \div 25$  с  $V_{\phi}^N/V_T \sim 2.03 \div 1.84$ . В области  $V_{\phi}^N < 0$  возбуждаются гармоники  $N = -(6 \div 3)$  с  $V_{\phi}^N/V_T \sim -(3.17 \div 5.58)$ ,  $N = -(13 \div 10)$  с  $V_{\phi}^N/V_T \sim -(2.12 \div 2.35)$  и  $N = -(20 \div 17)$  с  $V_{\phi}^N/V_T \sim -(1.91 \div 1.97)$ .

Из таблицы 3 и 5б видно, что максимальные амплитуды имеют основные гармоники конверсии  $N = N_e \pm N_i$  основной волны  $N_e = 1$ .

В работах [2,3] показано, что в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N > 0$  и  $V_{\phi}^N < 0$  развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы (р-электронов). Возможна эта неустойчивость и в рассматриваемых случаях. Действительно, в  $t \sim t_{\max}^N$  основных гармоник конверсии выполняется условие этой неустойчивости - пересечение фазовых скоростей (областей захвата) гармоник с областью захвата основной гармоники конверсии: в области  $V > 0$  во всех случаях  $V_{\phi}^N > (V_{\phi}^{VIII} - V_3^{VIII})$  гармоники  $N = 8$ , в области  $V < 0$  во

Таблица 5а.

Параметры гармоник конверсии  $N = N_e \pm \beta N_i$  от гармоник-спутников. Случай 8 ÷ 15.

$N_e$	$N = N_e + \beta N_i$				$N = N_e - \beta N_i$			
	1	2	3	4	1	2	3	4
$\beta = 1. N = N_e \pm N_i$								
$N$	8	9	10	11	-6	-5	-4	-3
$\lambda^N/r_d$	12.5	11.1	10.0	9.1	16.7	20.0	25.0	33.3
$V_{\phi}^N/V_T$	2.64	2.48	2.35	2.26	-3.17	-3.62	-4.34	-5.38
$\beta = 2. N = N_e \pm 2N_i$								
$N$	15	16	17	18	-13	-12	-11	-10
$\lambda^N/r_d$	6.67	6.25	5.88	5.56	7.69	8.33	9.09	10.0
$V_{\phi}^N/V_T$	2.03	2.00	1.97	1.92	-2.12	-2.18	-2.26	-2.35
$\beta = 3. N = N_e \pm 3N_i$								
$N$	22	23	24	25	-20	-19	-18	-17
$\lambda^N/r_d$	4.55	4.35	4.17	4.00	5.00	5.26	5.56	5.88
$V_{\phi}^N/V_T$	1.88	1.87	1.85	1.84	-1.91	-1.92	-1.94	-1.97

$N_e, N$  - номер гармоники-спутника и гармоники конверсии;  
 $\lambda^N, V_{\phi}^N$  - длина волны и фазовая скорость гармоник конверсии с номером  $N$ .

Таблица 5б.

Амплитуды гармоник конверсии  $N = N_e \pm \beta N_i$  от гармоник-спутников в максимуме кривой  $E^N(t)$ . Случай 8 ÷ 15.

$N_e$	1	2	3	4	1	2	3	4
$N = N_e + N_i$								
$N$	8	9	10*	11*	$N = N_e - N_i$			
					-6	-5	-4**	-3**
$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N. \bar{n}/n_o = 0.20$								
Случай								
8	3.7				3.2			
10	4.8	2.3			5.1	2.3		
12	5.2	3.2	1.9	2.0	8.1	5.5	1.3	1.8
14	8.0	4.7	3.5	2.9	10.1	8.3	2.5	3.3
$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N. \bar{n}/n_o = 0.40$								
Случай								
9	3.9	1.4			4.8	2.3		
11	5.8	2.9	2.3		7.1	3.4	0.8	
13	8.5	3.8	2.5	2.3	9.2	6.4	1.5	2.0
15	10.9	6.1	3.0	4.3	11.9	9.3	2.5	3.0
$N = N_e + 2N_i$								
$N$	15	16	17	18	$N = N_e - 2N_i$			
					-13	-12	-11***	-10***
$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N. \bar{n}/n_o = 0.20$								
Случай								
8	0.7				0.8			
10	1.4	1.2			0.9	1.6		
12	1.1	1.1	1.2	0.8	1.4	2.4		
14	2.0	1.4	1.5	1.2	2.4	2.9		
$E_{\max}^N$ в $t_{\max}^N. \bar{n}/n_o = 0.40$								
Случай								
9	1.2	1.4			1.2	1.6		
11	1.6	1.7	1.2	1.1	2.0	2.5		
13	1.8	1.7	2.2	1.3	2.3	2.7		
15	3.8	2.6	2.6	1.9	3.3	3.9		

\*  $E^N(t)$  включает компоненту обратной волны.

\*\*  $\Delta E^N/2$  по колебаниям  $E^N(t)$  с  $\Delta t \sim T_{oe}/2$ .

\*\*\*  $\Delta E^N/2$  не определялась.

$N_e, N$  - номер гармоники-спутника и гармоники конверсии;

$E_{\max}^N$  - максимальная амплитуда гармоники в  $t = t_{\max}^N$ ;

$E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .

всех случаях, кроме случая 8,  $|V_{\phi}^N| \approx |V_{\phi}^{-VI} + V_s^{-VI}|$  гармоники  $N = -6$  (таблицы 2,3,5а). Отметим, что возбуждению этой неустойчивости может способствовать возмущение скорости электронов плазмы  $\tilde{V}(x, t)$  полем основной волны и гармоник.

В работах [2,3] показано, что развитие сильной стохастической неустойчивости приводит к частичному затуханию поля и установлению квазистационарного состояния.

Рассмотрим подробнее развитие основной волны и гармоник-спутников. По кривым  $W(t)$  (Рис.1,7,13,19,25,31) и  $E^I(t)$  (Рис 2, 8, 14, 20, 26, 32) видно, что уже в  $t \leq t_{\max}^I$  во всех случаях начинается затухание - энергия поля  $W_E$  уменьшается, а энергия электронов плазмы  $\Delta W_e$  растет. Этот процесс быстро развивается до  $t/T_{oe} \sim 10 \div 15$ , более медленно до  $t/T_{oe} \sim 30 \div 50$  и совсем медленно в дальнейшем. При этом энергия, поглощенная электронами плазмы  $\Delta W_e$ , близка к потерям энергии пучка  $\Delta W_b$ . Средняя амплитуда основной волны  $N_e = 1$  после затухания в  $t/T_{oe} > 100$  остается практически постоянной или очень медленно затухает. Средняя фазовая скорость  $V_{\text{фср}}^I$  вначале заметно меняется, но в  $t/T_{oe} > 100$  остается практически постоянной. Это показывает, что процесс приобретает стационарный характер. Средние величины  $V_{\text{фср}}^I$ ,  $E_{\text{ср}}^I$ ,  $V_{\text{зср}}^I$ , а также  $\Delta W_{\text{бср}}$ ,  $W_{E\text{ср}}$ ,  $\Delta W_{e\text{ср}}$  для интервала  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$  для случаев 8 ÷ 15 приведены в таблице 6.

Таблица 6.

Средняя фазовая скорость, средняя амплитуда волны  $N_e = 1$  и средние энергии  $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$  в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . Случаи 8 ÷ 15.

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\tilde{n}/n_o$	0.20	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40	0.40
$V_{\text{фср}}^I/V_T$	12.7	12.3	12.6		11.6	11.6		
$E_{\text{ср}}^I$	1.3	2.9	1.0	1.5	0.4	0.7	1.3	1.7
$V_{\text{зср}}^I/V_T$	1.5	2.1	1.3	1.6	0.8	1.3	1.4	1.6
$\Delta W_{\text{бср}}/W_e^o$	0.35	0.84	1.76	3.35	0.69	1.09	2.12	3.71
$W_{E\text{ср}}/W_e^o$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$
$\Delta W_{e\text{ср}}/W_e^o$	0.35	0.84	1.70	3.33	0.67	1.07	2.09	3.68
$\Delta W_{\text{бср}}/W_b^o$	0.27	0.32	0.34	0.32	0.53	0.42	0.41	0.36
$W_{E\text{ср}}/W_b^o$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$
$\Delta W_{e\text{ср}}/W_b^o$	0.27	0.32	0.33	0.32	0.52	0.41	0.40	0.35

Пояснения - см таблицу 1.

Отметим, что значения  $V_{\text{фср}}^I$  имеют оценочный характер из-за малых  $E_{\text{ср}}^I$ . В случаях 13 ÷ 15 определить  $V_{\text{фср}}^I$  не удастся.

По кривым  $E^N(t)$  (Рис.4,10,16,22,28,34) видно, что амплитуда гармоник-спутников также проходит через максимум, затухает и в  $t/T_{oe} > 100 \div 150$  выходит на примерно постоянный в среднем уровень или медленно затухает. Следует отметить, что в случаях 10, 12 и 14 гармоника  $N_e = 2$  после максимума затухает очень медленно и до  $t/T_{oe} \sim 200$  сохраняет большую амплитуду. Максимальные амплитуды основной волны и гармоник-спутников в  $t/T_{oe} > 150 \div 200$  приведены в таблице 7.

Таблица 7.

Максимальные амплитуды гармоник-спутников в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . Случаи 8 ÷ 15.

$N_e$	1	2	3*	4*
Случай	$E_{\text{max}}^N$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . $\tilde{n}/n_o = 0.20$			
8	2.0			
10	4.4	4.8		
12	3.3	14.7	2.0	1.6
14	3.5	13.2	2.2	1.6
	$E_{\text{max}}^N$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . $\tilde{n}/n_o = 0.40$			
9	1.0	4.5		
11	1.8	2.6	1.5	
13	3.2	5.0	1.9	1.5
15	3.3	4.1	2.0	1.8

\* -  $E^N(t)$  включает компоненту обратной волны.

$E_{\text{max}}^N$  - максимальная амплитуда в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$  по кривой  $E^N(t)$ ;  $E$  нормировано на  $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$ .

Из таблицы 7 видно, что в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$  амплитуда спутника  $N_e = 2$  больше или сравнима с амплитудой основной волны  $N_e = 1$ .

В работах [2,3] было показано, что параллельно с затуханием основной волны  $N_e = 1$  происходит "размешивание" захваченных  $b$ -электронов и формирование квазистационарной волны БГК, представляющей собой ядро захваченных частиц, окруженное стохастическим слоем. В рассматриваемых случаях 9 ÷ 15 параллельно с этим процессом развивается неустойчивость спутников и сильная стохастическая неустойчивость движения  $b$ -электронов в районе областей захвата волны  $N_e = 1$  и гармоник

-спутников. Действительно, по фазовым плоскостям электронов в случаях 10 ÷ 15 (Рис.5,11,17,23,29,35) видно, что в районе областей захвата волны  $N_e = 1$  и гармоник-спутников происходит "размещение"  $\nu$ -электронов, так что к  $t/T_{oe} \geq 20 \div 40$  все области захвата заполняются электронами. Это показывает, что на фазовой плоскости формируется область стохастического движения (назовем ее  $\nu$ -область).

Стохастический характер движения  $\nu$ -электронов в этой области подтверждается их траекториями на фазовой плоскости, подобными траекториям, приведенным в работе [1]. Траектории показывают, что  $\nu$ -электроны захватываются то одной гармоникой, то другой, то становятся пролетными, то захватываются снова.

Анализ функций распределения  $\nu$ -электронов по скорости  $f_b(V)/f_{\max}$  в случаях 10 ÷ 15 (Рис.6,12,18,24,30,36) показывает, что в случаях 10 и 11, так же, как в случаях 8 ÷ 9 [3], на функции распределения имеется четко выраженный пик с максимумом на скорости, близкой к фазовой скорости волны  $N_e = 1$ . В  $t/T_{oe} \sim 100 \div 200$  вид функции распределения меняется незначительно. Это показывает, что в случаях 10 и 11, подобно случаям, рассмотренным в работах [2,3], формируется волна БГК  $N_e = 1$ . Области захвата спутников  $N_e = 2$  в случаях 9 [3] и 10 или  $N_e = 2$  и 3 в случае 11 входят в стохастический слой волны БГК  $N_e = 1$ .

В случаях 12 ÷ 15, когда гармоники-спутники возбуждаются практически одновременно с волной  $N_e = 1$ , значительная часть  $\nu$ -электронов оказывается в захвате гармоникой  $N_e = 2$ . В результате в случаях 12 и 14 в  $t > t_{\max}^I$  амплитуда гармоники  $N_e = 2$  значительно превышает амплитуду волны  $N_e = 1$  и спутников  $N_e = 3$  и 4 и медленно уменьшается. Это показывает, что скорость "размещения"  $\nu$ -электронов и формирования структуры типа волны БГК  $N_e = 2$  в этих случаях превышает скорость конверсии. При увеличении  $\tilde{n}/n_o$  в случаях 13 и 15 скорость конверсии возрастает, амплитуда гармоники  $N_e = 2$  падает и становится сравнимой с амплитудой  $N_e = 1$  (таблица 7).

По функциям распределения  $f_b(V)/f_{\max}$  в случаях 12 и 13 (Рис.18,24) видно, что в районе областей захвата гармоник-спутников формируется плато, но сохраняется и выделенный пик с максимумом на скорости, близкой к  $V_{\text{фсп}}^I$ . Это показывает, что и в этих случаях волна БГК  $N_e = 1$  несколько выделена, хотя и входит в общую стохастическую область.

В случаях 14 и 15 сильная стохастическая неустойчивость приводит к быстрому "размещению"  $\nu$ -электронов в районе областей захвата волны  $N_e = 1$  и гармоник-спутников и к формированию плато на функции распределения (Рис.30,36). При этом амплитуды волны  $N_e = 1$  и спутников остаются в среднем постоянными или очень медленно затухают.

Это показывает, что в этих случаях формируются квазистационарные многоволновые структуры БГК-типа. Структуры такого типа наблюдались при развитии пучковой и спутниковой неустойчивости в однородной плазме [10].

Рассмотрим подробнее развитие конверсии в случаях 10 ÷ 15. На Рис.3,9,15,21,27,33 показаны кривые  $E^N(t)$  для гармоник основной волны  $N = N_e \pm N_i = 8$  и  $(-6)$  и  $N = N_e \pm 2N_i = 15$  и  $(-13)$ , на Рис.4,10,16,22,28,34  $E^N(t)$  для гармоник спутника  $N_e = 2$   $N = N_e \pm N_i = 9$  и  $(-5)$ . По кривым  $E^N(t)$  видно, что во всех случаях амплитуды гармоник проходят через максимум ( $E_{\max}^N$  в  $t = t_{\max}^N$  приведены в таблицах 3 и 5б), после чего затухают. В  $t/T_{oe} > 50 \div 100$  средние амплитуды всех гармоник остаются практически постоянными (кроме  $N = 8$  в случае 10). Остаются в среднем постоянными и максимальные амплитуды этих гармоник. Это показывает, что в  $t/T_{oe} > 100$  устанавливается квазистационарное состояние. Максимальные амплитуды основной волны  $N_e = 1$  и гармоник конверсии  $N = N_e \pm \beta N_i$  основной волны в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$  приведены в таблице 8, максимальные амплитуды гармоник конверсии  $N = N_e \pm N_i$  от спутников  $N_e = 2 \div 4$  - в таблице 9.

Таблица 8.

Максимальные амплитуды гармоник конверсии  $N = N_e \pm \beta N_i$  основной волны  $N_e = 1$  в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . Случай 8 ÷ 15.

$\beta$	$N = N_e + \beta N_i$				$N = N_e - \beta N_i$		
	0	1	2	3	1	2	3
$N$	1	8	15	22	-6	-13	-20
Случай	$E_{\max}^N$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . $\tilde{n}/n_o = 0.20$						
8	2.0	1.6	0.6	0.3	1.0	0.7	0.4
10	4.4	1.0	0.7	0.4	1.6	0.8	0.5
12	3.3	0.9	0.6	0.4	1.5	0.6	0.4
14	3.5	1.3	0.6	0.4	1.7	0.5	0.4
	$E_{\max}^N$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . $\tilde{n}/n_o = 0.40$						
9	1.0	1.0	0.6	0.4	1.0	0.7	0.5
11	1.8	0.9	0.6	0.4	1.1	0.7	0.4
13	3.2	1.3	0.7	0.5	1.0	0.9	0.5
15	3.3	1.2	0.8	0.5	1.0	0.8	0.5

$E_{\max}^N$  - максимальная амплитуда в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$  по кривой  $E^N(t)$ ;  
 $E$  нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ .

Таблица 9.

Максимальные амплитуды гармоник конверсии  $N = N_e \pm N_i$  от гармоник-сателлитов в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . Случай  $8 \div 15$ .

	$N = N_e + N_i$				$N = N_e - N_i$			
$N_e$	1	2	3	4	1	2	3	4
$N$	8	9	10*	11*	-6	-5	-4**	-3**

Случай	$E_{\max}^N$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . $\tilde{n}/n_o = 0.20$							
8	1.6				1.0			
10	1.0	1.4			1.6	1.8		
12	0.9	1.4	0.8	0.7	1.5	2.5	0.8	1.0
14	1.3	1.8	0.8	0.7	1.7	2.3	0.8	1.1

Случай	$E_{\max}^N$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ . $\tilde{n}/n_o = 0.40$							
9	1.0	0.8			1.0	1.9		
11	0.9	0.8	1.0		1.1	1.4	0.6	0.7
13	1.3	1.2	0.4	1.0	1.0	1.6	0.7	0.9
15	1.2	1.8	1.5	1.6	1.0	2.4	0.9	1.0

\*  $E^N(t)$  включает компоненту обратной волны.

\*\*  $\Delta E^N/2$  по колебаниям  $E^N(t)$  с  $\Delta t \sim T_{oe}/2$ .

$N_e, N$  – номер гармоники-сателлита и гармоники конверсии;

$E_{\max}^N$  – максимальная амплитуда гармоники в  $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ ;

$E$  нормировано на  $m\tau_d/eT_{oe}^2$ .

По фазовым плоскостям (Рис.5,11,17,23,29,35) видно, что уже в  $t < t_{\max}^I$  основные гармоники конверсии  $N = 8$  и  $(-6)$  начинают захватывать электроны плазмы (р-электроны). В дальнейшем р-электроны "размещиваются" на фазовой плоскости в районе областей захвата гармоник конверсии. Это показывает, что процесс приобретает стохастический характер. Развитие этого процесса приводит к затуханию гармоник конверсии и установлению квазистационарного состояния.

В  $t/T_{oe} > 150 \div 200$  остаются практически постоянными (или медленно затухают) средние амплитуды основной волны, гармоник-сателлитов, гармоник конверсии, а также средняя энергия поля  $W_E$ . Однако, потери энергии б-электронов и энергия электронов плазмы  $\Delta W_e$  продолжают медленно расти, причем  $\Delta W_e \sim \Delta W_b$  (Рис.1,7,13,19,25,31). Это позволяет сделать вывод, что амплитуда основной волны и гармоник-сателлитов поддерживается постоянной за счет притока энергии при "размещивании" и замедлении б-электронов и потерь энергии на конверсию, а

амплитуда гармоник конверсии поддерживается за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание при "размещивании" и ускорении р-электронов.

В работах [2,3] показано, что в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N > 0$  и  $V_{\phi}^N < 0$  развивается сильная стохастическая неустойчивость движения р-электронов и в плазме формируются три области стохастического движения р-электронов – в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N > 0$  (назовем ее область  $V > 0$ ) и с  $V_{\phi}^N < 0$  (область  $V < 0$ ), а также в районе областей захвата возмущения плотности с  $V_{\phi}^i = 0$  (i-область). То же наблюдается и в случаях  $10 \div 15$ . Кроме того, в этих случаях можно выделить еще одну область стохастического движения р-электронов, промежуточную (на фазовой плоскости) между областью  $V > 0$  и b-областью (назовем ее pb-область).

Стохастический характер движения р-электронов в этих областях подтверждается траекториями электронов (пробных частиц) на фазовой плоскости. В настоящей работе траектории не приводятся так как они имеют такой же характер, как и в случаях, рассмотренных в работе [3], где приведено большое число траекторий. Так траектории электронов с начальными скоростями  $V_N^o = 0$  показывают, что часть частиц постоянно захвачена в области захвата возмущения плотности, часть частиц движется стохастически, то захватываясь, то выходя из захвата и становясь пролетными, то захватываясь снова. Некоторая часть частиц может переходить в области  $V > 0$  или  $V < 0$ , попадая в сферу влияния той или иной гармоники.

Движение частиц с  $V_N^o/V_T = 2.84$  имеет стохастический характер в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N > 0$ . Эти частицы то захватываются основной гармоникой конверсии, то переходят в сферу влияния другой гармоники, то дрейфуют по нескольким областям захвата. При этом некоторые частицы могут попасть в i-область и даже перейти в область  $V < 0$ .

Такой же характер имеет и движение частиц с  $V_N^o/V_T = -2.84$  в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N < 0$ . При этом некоторые частицы могут попасть в i-область и даже перейти в область  $V > 0$ .

Развитие областей стохастического движения в районе  $V_{\phi}^N > 0$  и  $V_{\phi}^N < 0$  в случаях  $10 \div 15$  можно видеть по фазовым плоскостям р-электронов (Рис.5,11,17,23,29,35). На этих рисунках черными кружками отмечены пробные частицы, которые в  $t = 0$  равномерно распределе-

ны вдоль верхней ( $V_N^o/V_T = 2.84$ ) и нижней ( $V_N^o/V_T = -2.84$ ) границы плазмы. Развитие *i*-области можно видеть по фазовым плоскостям, когда заданы пробные частицы с  $V_N^o = 0$ , равномерно распределенные по длине системы (рисунки не представлены).

Анализ распределения пробных частиц на фазовой плоскости в разные моменты времени показывает, что области, занятые пробными частицами, быстро расширяются до  $t/T_{oe} \sim 20$ , а затем продолжают расширяться очень медленно. Границы стохастических областей можно оценить по максимальным и минимальным скоростям групп пробных частиц с  $V_N^o/V_T = 2.84$  и  $-2.84$ . Внешние границы можно также оценить по максимальным  $V_{\max}^e$  и минимальным  $V_{\min}^e$  скоростям электронов (при этом *rb*-область включается в область  $V > 0$ ). Эти границы и ширина областей стохастического движения *p*-электронов в  $t/T_{oe} = 200$  приведены в таблице 10.

Из таблицы 10 видно, что во всех случаях (кроме случая 8), три стохастические области пересекаются. Действительно, из *i*-области частицы с  $V_N^o = 0$  попадают в области  $V > 0$  и  $V < 0$ . Из области  $V > 0$  некоторые частицы во всех случаях, кроме случаев 8 и 9, попадают в *i*-область, а в случаях 11, 13, 15 – в область  $V < 0$ . Из области  $V < 0$  некоторые частицы во всех случаях, кроме случая 8, попадают в *i*-область, а в случаях 11, 13 ÷ 15 – в область  $V > 0$ .

Отметим, что рост  $|V_N^{\min}|$ ,  $|V_{\min}^e|$  в области  $V < 0$  при увеличении  $n_b/n_o$  подтверждает возбуждение гармоник конверсии  $N = N_e - N_i$  от сателлитов с  $|V_{\phi}^N| > |V_{\phi}^{-VI}|$ .

Отметим также, что стохастическая область  $V > 0$  всегда объединена с *rb*-областью, так что верхняя граница  $V_N^{\max}$ ,  $V_{\max}^e$  всегда является их общей границей. Можно сравнить верхнюю границу *rb*-области  $V_{\max}^e$  с нижней границей *b*-области, которую можно определить по минимальной скорости *b*-электронов  $V_{\min}^b$ . Эти величины, а также  $V_{\max}^b$  и  $V_{\min}^e$  приведены в таблице 11.

Из таблицы 11 видно, что *rb*-область и *b*-область не пересекаются ( $V_{\max}^e < V_{\min}^b$ ) в случаях 8, 9 и 10 и пересекаются ( $V_{\max}^e > V_{\min}^b$ ) в случаях 11 ÷ 15. При этом в случаях 12 ÷ 15  $V_{\max}^e > V_{\phi}^I$  (таблица 6), а в случаях 12, 14, 15  $V_{\max}^e > V_o = 15.9V_T$ . Это показывает, что *p*-электроны включаются в сильную стохастическую неустойчивость в *b*-области. В этих случаях *b*-электроны попадают в стохастическую область  $V > 0$ , участвуют в сильной стохастической неустойчивости, а в случаях 14 и 15 попадают в *i*-область и даже в область  $V < 0$ .

Таблица 10. Границы и ширина стохастических областей в плазме  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 8 ÷ 15.

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$V_3^i/V_T$	0.89	0.89	0.89	0.89	1.26	1.26	1.26	1.26

Область $V > 0$ . $V_N^o/V_T = 2.84$								
Верхняя								
$V_N^{\max}/V_T$	6.36	4.10	9.05	15.99	4.98	4.83	5.74	13.46
$V_{\max}^e/V_T$	6.34	4.87	18.51	23.20	5.47	6.19	14.44	20.66
Нижняя								
$V_N^{\min}/V_T$	2.45	-0.78	-0.84	-0.24	1.64	-1.48	-2.08	-2.92
Ширина области								
$\delta V_N/V_T$	3.90	4.88	9.89	16.23	3.34	6.31	7.82	16.38
$\delta V_e/V_T$	3.88	5.65	19.35	23.44	3.83	8.98	16.52	23.58

<i>i</i> -область $V_N^o = 0$								
Верхняя								
$V_N^{\max}/V_T$	2.90	2.37	3.74	2.60	2.34	3.56	3.16	4.76
Нижняя								
$V_N^{\min}/V_T$	-1.44	-1.58	-3.78	-3.43	-1.92	-4.11	-4.37	-4.34
Ширина области								
$\delta V_N/V_T$	4.34	3.95	7.52	6.05	4.26	7.67	7.53	9.10

Область $V < 0$ . $V_N^o/V_T = -2.84$								
Верхняя								
$V_N^{\max}/V_T$	-1.37	-0.97	-0.10	2.24	-0.28	1.36	2.64	3.71
Нижняя								
$V_N^{\min}/V_T$	-4.97	-5.05	-4.62	-5.79	-4.36	-4.31	-5.70	-6.95
$V_{\min}^e/V_T$	-4.29	-5.01	-5.84	-6.84	-6.14	-6.58	-7.25	-7.53
Ширина области								
$\delta V_N/V_T$	3.60	4.08	4.52	8.03	4.08	5.67	8.34	10.66
$\delta V_e/V_T$	2.92	4.04	5.74	9.08	5.86	7.94	9.89	11.24

$V_3^i = 2\sqrt{\frac{e\phi_i}{m}} \approx 2\left(\frac{\tilde{n}}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}}V_T$ .  $V_N^o$  – начальная скорость пробных частиц;  $V_N^{\max}$ ,  $V_N^{\min}$  – максимальная и минимальная скорость пробных частиц;  $V_{\max}^e$ ,  $V_{\min}^e$  – максимальная и минимальная скорость электронов плазмы;  $\delta V_N = (V_N^{\max} - V_N^{\min})$  – ширина области по пробным частицам;  $\delta V_e = (V_e^{\max} - V_{\min}^e)$  или  $(V_N^{\max} - V_{\min}^e)$  – ширина области по пробным частицам и электронам.

Таблица 11.

Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы в  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 8 ÷ 15.

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\tilde{n}/n_o$	0.20	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40	0.40
$V_{\max}^b/V_T$	20.60	22.50	24.88	26.51	20.03	21.55	24.55	26.30
$V_{\min}^b/V_T$	9.84	5.62	1.37	-1.00	6.48	3.85	2.07	-2.36
$V_{\max}^e/V_T$	6.34	4.87	18.51	23.20	5.47	6.19	14.44	20.66
$V_{\min}^e/V_T$	-4.29	-5.01	-5.84	-6.84	-6.14	-6.58	-7.25	-7.53

$V_{\max}^b, V_{\min}^b$  — максимальная и минимальная скорости b-электронов;  $V_{\max}^e, V_{\min}^e$  — максимальная и минимальная скорость электронов плазмы.

Структура стохастических областей зависит от сравнительной скорости различных процессов (конверсии, сильной стохастической неустойчивости, затухания) и различна в разных случаях [3]. Выводы о структуре этих областей можно сделать, анализируя траектории электронов на фазовой плоскости и сопоставляя границы областей по таблицам 10 и 11.

В случае 8 [3] i-область пересекается со стохастической областью  $V > 0$ , но не пересекается с областью  $V < 0$ , а pb-область не пересекается с b-областью.

В случае 9 [3] и 10 i-область пересекается с областью  $V > 0$  и начинает пересекаться с областью  $V < 0$ , но частицы с  $V_N^0 = 0$  не попадают в сферу влияния основных гармоник конверсии  $N = 8$  и  $(-6)$ . Действительно, для этих частиц  $V_N^{\max} < V_{\phi}^{VIII}$ ,  $|V_N^{\min}| < |V_{\phi}^{-VI}|$ . Это показывает, что в этих случаях происходит "расслоение" стохастических областей  $V > 0$  и  $V < 0$  с отделением стохастических областей гармоник  $N = N_e + N_i = 8$  и 9 и  $N = N_e - N_i = -(6$  и 5) от общей стохастической области гармоник  $(N_e + \beta N_i) \div i$  области  $\div (N_e - \beta N_i)$ ,  $\beta \geq 2$ . "Расслоение" стохастических областей более подробно рассмотрено в работе [3].

В случаях 9 и 10 pb-область и b-область не пересекаются.

В случае 11 i-область пересекается и с областью  $V > 0$ , и с областью  $V < 0$ , причем есть частицы, которые из области  $V > 0$  переходят в область  $V < 0$  (2 пробных частицы из 40), а из области  $V < 0$  переходят в область  $V > 0$  (2 частицы из 40). Анализ траекторий показывает, что и в этом случае, подобно случаям 9 и 10, есть тенденция к расслоению стохастических областей с отделением стохастических областей гармоник  $N = N_e + N_i = 8 \div 10$  и  $N = N_e - N_i = -(6 \div 4)$ . pb-область в этом случае пересекается с b-областью, но p-электроны попадают только в

сферу влияния спутника  $N_e = 3$  ( $V_{\phi}^{II} > V_{\max}^e > V_{\phi}^{III}$ ), а b-электроны остаются в pb-области ( $V_{\min}^b > V_{\phi}^{VIII}$ ) (таблица 11).

В случае 12 i-область пересекается и с областью  $V > 0$ , и с областью  $V < 0$ , причем есть частицы, которые из области  $V > 0$  переходят в  $V < 0$  в i-области (2 частицы из 40), а из области  $V < 0$  переходят в i-область. Анализ траекторий показывает, что в этом случае есть тенденция к "расслоению" стохастической области  $V < 0$  с отделением стохастической области гармоник  $N = -(6 \div 3)$ . pb-область в этом случае пересекается с b-областью, причем p-электроны ускоряются до скоростей  $V_{\max}^e > V_{\phi}^I$  (таблица 11), то есть участвуют в сильной стохастической неустойчивости во всей b-области. b-электроны участвуют в сильной стохастической неустойчивости в области  $V > 0$  и попадают в i-область (таблицы 10, 11).

В случае 13, 14 и 15 i-область пересекается и с областью  $V > 0$ , и с областью  $V < 0$ . Во всех случаях есть частицы, которые из области  $V > 0$  переходят в  $V < 0$  в i-области (1 частица из 40 в случае 14) или в область  $V < 0$  (в случаях 13 и 15 — 8 и 7 частиц из 40) и частицы, которые из области  $V < 0$  переходят в область  $V > 0$  (в случаях 14, 13 и 15 — 1, 6 и 9 частиц из 40). Таким образом, число переходов растет при увеличении  $\tilde{n}/n_o$  и  $n_b/n_o$ . "Расслоения" стохастических областей  $V > 0$  и  $V < 0$  в этих случаях нет. pb-область во всех случаях пересекается с b-областью, причем p-электроны ускоряются до скоростей  $V_{\max}^e > V_{\phi}^I$  и  $> V_o$  (таблица 11), подобно случаю 12. При этом b-электроны во всех случаях попадают в стохастическую область  $V > 0$ , в случае 14 — в  $V < 0$  в i-области, а в случае 15 — в стохастическую область  $V < 0$  (таблица 10, 11).

Анализ фазовых плоскостей и функций распределения по скорости в разные моменты времени показывает, что в случаях 12 и 13 p-электроны попадают в b-область, а b-электроны — в стохастическую область  $V > 0$  в  $t/T_{oe} \sim 20 \div 40$  на стадии развития сильной стохастической неустойчивости в этих областях. В случаях 14 и 15 захват p-электронов спутником  $N_e = 2$  и основной волной происходит уже в  $t \sim t_{\max}^I$  (Рис. 29, 35), b-электроны в это же время захватываются гармоникой  $N = 8$  и попадают в стохастическую область  $V > 0$ , а при развитии сильной стохастической неустойчивости в  $t/T_{oe} \sim 20 \div 40$  попадают в i-область и в стохастическую область  $V < 0$ .

Захват и ускорение электронов плазмы при развитии сильной стохастической неустойчивости их движения приводят к затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы. Это видно по кривым  $W(t)$  для случаев  $10 \div 15$  (Рис.1,7,13,19,25,31). Из этих рисунков видно, что энергия поля поглощается и  $\Delta W_e$  растет, в основном, до  $t/T_{oe} \sim 10 \div 15$ , когда амплитуда основных гармоник конверсии проходит через максимум, т.е. на начальной стадии сильной стохастической неустойчивости. На стадии ее развития до  $t/T_{oe} \sim 30 \div 50$  продолжается заметный рост  $\Delta W_e$ , а в  $t/T_{oe} \sim 50 \div 100$  на стадии квазистационарного состояния  $\Delta W_e$  растет очень медленно.

Анализ функций распределения р-электронов по скорости в разные моменты времени в случаях  $10 \div 15$  показывает, что так же, как в случаях 8 и 9 [3],  $f(V)$  быстро меняются до  $t/T_{oe} \sim 10 \div 15$ , более медленно — до  $t/T_{oe} \sim 30 \div 50$ , а в  $t/T_{oe} > 50 \div 100$ , меняются только в деталях. На Рис.6,12,18,24,30,36 показаны функции распределения р-электронов для случаев  $10 \div 15$  в  $t/T_{oe} = 200$ . В каждом случае показано четыре вида функции распределения:  $f(V)$  с нормировкой на свой максимум или на максимум начальной функции распределения  $f_{o\max}$  в линейном и логарифмическом масштабе. Значения  $f_{\max}/f_{o\max}$  для случаев  $8 \div 15$  приведены в таблице 12.

Из таблицы 12 видно, что  $f_{\max}/f_{o\max}$  уменьшается при увеличении  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$  (кроме случая 10). Это показывает, что р-электроны из центральной области функции распределения (области малых скоростей) дрейфуют в область больших скоростей.

В работе [3] показано, что области изменения функции распределения связаны с областями стохастического движения. То же наблюдается и в рассматриваемых случаях. Действительно, из Рис.6,12,18,24,30,36 видно, что  $f(V)$  меняется в области  $V > 0$  и  $V < 0$ . По кривым  $f(V)/f_{\max}$  видно, что функции распределения заметно уширяются по сравнению с максвелловской, когда  $f(V)/f_{\max}$  меньше некоторой граничной  $(f(V)/f_{\max})_{гр}$ . Значения  $(f(V)/f_{\max})_{гр}$  и соответствующих им граничных скоростей  $V_{гр}$  в случаях  $8 \div 15$  приведены в таблице 12. Области соответствующие  $(f(V)/f_{\max}) < (f(V)/f_{\max})_{гр}$ ,  $|V| > |V_{гр}|$ , соответствуют областям, где в основном поглощается энергия. В области  $V > 0$  это  $V/V_T > (0.8 \div 1.4)$ , в области  $V < 0$   $|V/V_T| > |(0.8 \div 2.3)|$ . Отметим, что значения  $(f(V)/f_{\max})_{гр}$  и  $V_{гр}$  имеют оценочный характер. В случаях 10 и 15 оценка менее надежна из-за дополнительного уширения, связанного с возмущением скоростей р-электронов сравнительно большим остаточным полем.

Таблица 12.

Обработка функции распределения электронов плазмы по скорости.  
 $t/T_{oe} = 200$ . Случай  $8 \div 15$ .

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\tilde{n}/n_o$	0.20	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40	0.40
$f_{\max}/f_{o\max}$	0.94	0.77	0.85	0.72	0.85	0.84	0.71	0.52

$V > 0$								
$(f(V)/f_{\max})_{гр}$	0.40	0.60	0.47	0.60	0.64	0.55	0.58	0.74
$V_{гр1}/V_T$	1.4	1.0	1.2	1.0	0.9	1.1	1.0	0.8
$(V_{\phi}^{VIII} - V_{з\max}^{VIII})/V_T$	1.8	1.7	1.6	1.4	1.8	1.6	1.3	1.2

$V < 0$								
$(f(V)/f_{\max})_{гр}$	0.07	0.14	0.23	0.45	0.40	0.42	0.55	0.74
$V_{гр2}/V_T$	-2.3	-2.0	-1.7	-1.2	-1.4	-1.3	-1.1	-0.8
$(V_{\phi}^{-VI} + V_{з\max}^{-VI})/V_T$	-2.3	-2.0	-1.7	-1.5	-2.0	-1.8	-1.6	-1.4

$V_1/V_T$	2.47	2.72	3.05	3.31	2.50	2.65	3.33	3.97
$V_2/V_T$	-1.88	-2.03	-2.77	-3.99	-2.31	-2.58	-3.78	-4.27
$T_{0.1}/T_{0.1}^o$	1.15	1.36	2.05	3.23	1.40	1.65	3.05	4.10

$f_{\max}, f_{o\max}$  — максимальное значение функции распределения  $f(V)$  в  $t/T_{oe} = 200$  и начальной  $f_o(V)$ ;  $(f(V)/f_{\max})_{гр}, V_{гр}$  — граничное значение  $f(V)$  и соответствующая граничная скорость (при  $V > V_{гр}$   $f(V)$  заметно шире максвелловской  $f_o(V)$ );  $(V_{\phi}^{VIII} - V_{з\max}^{VIII}), (V_{\phi}^{-VI} + V_{з\max}^{-VI})$  — нижняя граница области захвата гармоники  $N = 8$  и верхняя граница области захвата гармоники  $N = -6$ ;  $T_{0.1}/T_{0.1}^o = (\Delta V_{0.1}/\Delta V_{0.1}^o)^2$ ,  $\Delta V_{0.1} = (V_1 - V_2)$  — ширина  $f(V)$  на уровне  $f(V)/f_{\max} = 0.135$ ;  $\Delta V_{0.1}^o/2 = 2V_T$ .

В таблице 12 приведены также границы областей захвата основных гармоник конверсии в  $t = t_{\max}^N$ :  $(V_{\phi}^{VIII} - V_{з\max}^{VIII})$  — нижняя граница гармоники  $N = 8$  в области  $V > 0$  и  $(V_{\phi}^{-VI} + V_{з\max}^{-VI})$  — верхняя граница гармоники  $N = -6$  в области  $V < 0$ . Сравнение  $V_{гр}$  с этими границами показывает, что в области  $V > 0$   $V_{гр1}$  несколько меньше  $(V_{\phi}^{VIII} - V_{з\max}^{VIII})$ . В области  $V < 0$  в случаях 8, 10 и 12  $V_{гр2}$  практически совпадает с  $(V_{\phi}^{-VI} + V_{з\max}^{-VI})$ , в остальных случаях  $|V_{гр2}|$  немного меньше  $|(V_{\phi}^{-VI} + V_{з\max}^{-VI})|$ , но так же уменьшается при увеличении  $n_b/n_o$ . Это показывает, что основные гармоники конверсии вносят существенный вклад в поглощение энергии р-электронами. Однако, изменение  $f(V)$  и

рост  $\Delta W_e$  в  $t > t_{\max}^N$  гармоник  $N = 8$  и  $(-6)$  (таблица 2) показывает, что и другие гармоники вносят вклад в поглощение энергии. Действительно, сравнение  $V_{\text{гр}}$  с фазовыми скоростями гармоник конверсии (таблицы 4,5) показывает, что во всех случаях для всех гармоник (кроме некоторых гармоник в случаях 8 и 10) фазовые скорости (а следовательно и области захвата этих гармоник) лежат в областях поглощения энергии  $|V_{\text{ф}}^N| \geq |V_{\text{гр}}|$ .

Таким образом, анализ функций распределения показывает, что энергия поля поглощается электронами плазмы в стохастических областях  $V > 0$  и  $V < 0$ .

Следует отметить, что  $V_{\text{гр}}$  значительно больше внутренних границ стохастических областей  $V_N^{\min}$  (область  $V > 0$ ) или  $V_N^{\max}$  (область  $V < 0$ ) (таблица 10). Это неудивительно, так как границы стохастических областей определяются по скорости отдельных частиц, а  $V_{\text{гр}}$  характеризует значительное изменение функции распределения всех электронов плазмы.

Энергия поглощается также в рb-области, и в b-области при ускорении р-электронов. По функциям распределения (Рис.18,24,30,36) видно, что в случаях 12 ÷ 15 это приводит к образованию "хвостов" функции распределения, содержащих сравнительно небольшое число электронов.

По функциям распределения видно, что во всех случаях в районе областей стохастического движения  $V > 0$  и  $V < 0$  сохраняется градиент функции распределения. Это показывает, что в этих случаях число ускоряющихся (поглощающих энергию) р-электронов больше числа тормозящихся (отдающих энергию), так что затухание гармоник должно продолжаться. Однако, средние амплитуды гармоник в  $t/T_{oe} > 150 \div 200$  остаются постоянными. Это показывает, что потери энергии на затухание компенсируются притоком энергии от конверсии основной волны и гармоник-сателлитов.

Отметим, что во всех случаях на функции распределения имеются особенности — в области  $V < 0$  четкая или размытая ступенька в районе области захвата гармоники  $N = -6$  с  $V_{\text{ф}}^N/V_T \sim -3.2$ , в области  $V > 0$  — размытая ступенька в районе скоростей  $V/V_T \sim 1.5 \div 2.0$ , соответствующих фазовым скоростям коротковолновых гармоник конверсии (таблица 3,5а). Это показывает, что в этих областях идет интенсивное "размешивание" р-электронов.

Изменение функций распределения в области  $V > V_{\text{гр}1}$ ,  $|V| > |V_{\text{гр}2}|$  можно охарактеризовать эффективной температурой  $T/T^0 = (\Delta V/\Delta V^0)^2$ , где  $\Delta V^0$  и  $T^0$  — ширина начальной функции распределения и начальная температура,  $\Delta V = V_1 - V_2$  и  $T$  — ширина функции распределения ( $V_1, V_2$  — граничные скорости) и эффективная температура в данный момент

времени. В таблице 12 приведены  $V_1, V_2$  и  $T_{0.1}/T_{0.1}^0$ , определенные по функциям распределения в  $t/T_{oe} = 200$  на уровне  $f(V)/f_{\max} = 0.135$ , где  $\Delta V_{0.1}^0/2 = 2V_T$ . Из таблицы 12 видно, что  $V_1, |V_2|$  и эффективная температура  $T_{0.1}$  в  $t/T_{oe} = 200$  увеличиваются при увеличении  $n_b/n_o$  и  $\bar{n}/n_o$ . Отметим, что во всех случаях  $T_{0.1}$  растет во времени до  $t/T_{oe} \sim 20 \div 40$ , а далее меняется незначительно.

Сравнение функций распределения  $f(V)$  и  $f_o(V)$  в области  $V < V_{\text{гр}1}$ ,  $|V| < |V_{\text{гр}2}|$  (в частности, на уровне  $f(V)/f_{\max} = 0.606$ , соответствующем  $\Delta V_{0.6}^0/2 = V_T$ ) показывает, что они различаются незначительно (кроме случая 15), так что  $T_{0.6}/T_{0.6}^0 \sim 1$ . Более точное определение  $T_{0.6}$  не имеет смысла, так как отношение  $(\Delta V_{0.6}/\Delta V_{0.6}^0)^2$  очень чувствительно к возмущениям скорости р-электронов остаточным полем.

Как уже говорилось, анализ кривых  $W(t)$  (Рис.1,7,13,19,25,31) показывает, что поле быстро затухает, а энергия электронов плазмы  $\Delta W_e$  быстро растет в  $t/T_{oe} < 10 \div 15$ , то есть в  $t \leq t_{\max}^N$ , когда развивается начальная стадия сильной стохастической неустойчивости — захват р-электронов гармониками конверсии. В этом интервале времени поглощается основная часть энергии, потерянной пучком на стадии развития пучковой неустойчивости и захвата b-электронов волной  $N_e = 1$ .

Заметная энергия поглощается в  $t/T_{oe} \sim (10-15) \div (30-50)$  на стадии развития сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов и сильной стохастической неустойчивости и "размешивания" b-электронов в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов. В этом интервале наблюдается заметный рост потерь энергии b-электронов  $\Delta W_b$ . Энергия, потерянная b-электронами, может непосредственно передаваться только в поле основной волны и гармоник-сателлитов. Однако, по кривым  $W(t)$  видно, что  $\Delta W_b \sim \Delta W_e$ . Это показывает, что практически вся энергия, поглощенная волной  $N_e = 1$  и сателлитами, за счет конверсии передается электронам плазмы.

В  $t/T_{oe} > 30 \div 50$  потери энергии  $\Delta W_b$  и энергия р-электронов  $\Delta W_e$  продолжают медленно расти, причем  $\Delta W_e \sim \Delta W_b$ . В этом интервале  $\Delta W_b$  растет за счет "размешивания" b-электронов в области сильной стохастической неустойчивости (b-области). Энергия передается волне  $N_e = 1$  и сателлитам, затем за счет конверсии передается в гармоники конверсии, а дрейф и "размешивание" р-электронов в областях сильной стохастической неустойчивости приводят к поглощению этой энергии электронами плазмы. Этот процесс и поддерживает квазистационарную структуру БГК-типа в b-области и квазистационарные области стохастического движения в плазме.



Отметим, что примерное равенство  $\Delta W_e \sim \Delta W_b$  показывает, что рост  $\Delta W_e$  не связан с взаимодействием р-электронов с паразитными шумами, так как такое взаимодействие привело бы к росту  $\Delta W_e$  независимо от  $\Delta W_b$ .

В таблице 13 приведено отношение энергии, поглощенной электронами плазмы, к начальной тепловой энергии плазмы  $\Delta W_e/W_e^o$  и к начальной энергии пучка  $\Delta W_e/W_b^o$  в случаях 8 ÷ 15 в  $t/T_{oe} = 200$ .

Из таблицы 13 видно, что энергия поглощенная электронами плазмы  $\Delta W_e/W_e^o$ , растет при увеличении плотности пучка  $n_b/n_o$  и амплитуды возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}/n_o$ . Однако, отношение  $\Delta W_e$  к начальной энергии пучка  $W_b^o$  практически не зависит (или зависит очень слабо) от  $n_b/n_o$  и немного растет при увеличении  $\tilde{n}/n_o$ .

Таблица 13.

Энергия, поглощенная электронами плазмы.  $t/T_{oe} = 200$ .

Случаи 8 ÷ 15.

Случай	8	10	12	14	9	11	13	15
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	1.0	2.0	4.0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\Delta W_e/W_e^o$	0.35	0.84	1.70	3.33	0.67	1.07	2.09	3.68
$\Delta W_e/W_b^o$	0.27	0.32	0.33	0.32	0.52	0.41	0.40	0.35
$V_{гр1}/V_T$	1.4	1.0	1.2	1.0	0.9	1.1	1.0	0.8
$V_{гр2}/V_T$	-2.3	-2.0	-1.7	-1.2	-1.4	-1.3	-1.1	-0.8
$\Delta N_1/N_o$	0.19	0.33	0.24	0.32	0.30	0.29	0.33	0.41
$\Delta N_{1-2}/N_o$	0.78	0.61	0.61	0.46	0.54	0.51	0.37	0.19
$\Delta N_2/N_o$	0.03	0.06	0.15	0.22	0.16	0.20	0.30	0.40
$\Delta N_t/N_o$			$2 \cdot 10^{-3}$	0.01			$1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
$\Delta W_1/W_e$	0.49	0.57	0.49	0.62	0.50	0.45	0.48	0.55
$\Delta W_{1-2}/W_e$	0.35	0.17	0.10	0.03	0.09	0.06	0.02	$3 \cdot 10^{-3}$
$\Delta W_2/W_e$	0.16	0.26	0.41	0.35	0.41	0.49	0.50	0.45
$\Delta W_t/W_e$			0.04	0.29			0.01	0.14
$\delta W_1/\Delta W_e$	0.82	0.71	0.57	0.67	0.59	0.45	0.50	0.57
$\delta W_2/\Delta W_e$	0.32	0.35	0.49	0.35	0.46	0.59	0.52	0.43
$\delta W_t/\Delta W_e$			0.07	0.38			0.02	0.17

$\Delta W_e$  – энергия поглощенная электронами плазмы;  $V_{гр1}$ ,  $V_{гр2}$  – см таблицу 12;  $\Delta N$ ,  $\Delta W$ ,  $\delta W$  – число частиц и энергия в интервале скоростей  $V > V_{гр1}$  ( $\Delta N_1, \Delta W_1, \delta W_1$ ),  $|V| > |V_{гр2}|$  ( $\Delta N_2, \Delta W_2, \delta W_2$ ),  $V$  от  $V_{гр1}$  до  $V_{гр2}$  ( $\Delta N_{1-2}, \Delta W_{1-2}$ ),  $V/V_T > 5$  ( $\Delta N_t, \Delta W_t, \delta W_t$ );  $\delta W = \Delta W - \Delta W^o$ ,  $\Delta W^o$  – энергия в том же интервале скоростей начальной функции распределения;  $N_o = 1.001 \cdot 10^5$  – полное число электронов плазмы.

В таблице 13 показано распределение числа электронов плазмы и поглощенной ими энергии по интервалам скоростей  $V > V_{гр1}$  ( $\Delta N_1, \Delta W_1$ ),  $|V| > |V_{гр2}|$  ( $\Delta N_2, \Delta W_2$ ) и в интервале между  $V_{гр1}$  и  $V_{гр2}$  ( $\Delta N_{1-2}, \Delta W_{1-2}$ ) (оценка по функциям распределения в  $t/T_{oe} = 200$ ). В таблице приведены  $\Delta N/N_o$ , где  $N_o = 100100$  – полное число электронов плазмы;  $\Delta W/W_e$ , где  $W_e = W_e^o + \Delta W_e$  – полная энергия электронов плазмы;  $\delta W/\Delta W_e$ , где  $\delta W = \Delta W - \Delta W^o$  – энергия поглощенная электронами плазмы,  $\Delta W^o$  – энергия в том же интервале скоростей начальной функции распределения, а также  $\Delta W_t/W_e$ ,  $\delta W_t/\Delta W_e$  – энергия, поглощенная "хвостами" функции распределения в интервале скоростей  $V/V_T > 5$  (граница  $V/V_T = 5$  взята условно). Отметим, что  $\Delta W_t$  является частью  $\Delta W_1$ .

Таблица 13 подтверждает сделанный ранее вывод о том, что энергия поглощается электронами плазмы в областях стохастического движения. Действительно, из таблицы 13 видно, что во всех случаях  $(\delta W_1 + \delta W_2)/\Delta W_e \sim 1$ . Это показывает, что вся энергия поглощенная электронами плазмы,  $\Delta W_e$  поглощается в областях  $V > V_{гр1}$  и  $V > V_{гр2}$  (небольшие отличия  $(\delta W_1 + \delta W_2)/\Delta W_e$  от 1 ( $\leq 0.1$ ) могут быть связаны с неточностью определения  $V_{гр}$ ).

Структура стохастических областей проявляется в особенностях поглощения энергии. Так в случаях 8 и 10 i-стохастическая область (соответствующая области между  $V_{гр1}$  и  $V_{гр2}$ , то есть центральной части функции распределения) пересекается со стохастической областью  $V > 0$  и не пересекается (случай 8) или только начинает пересекаться (случай 10) со стохастической областью  $V < 0$ . В результате р-электроны из i-области (где начальное число электронов велико) могут переходить в область  $V > 0$ , но их переход в область  $V < 0$  должен быть ограничен. Из таблицы 13 видно, что в  $t/T_{oe} = 200$  число р-электронов  $\Delta N_1$  в области  $V > V_{гр1}$  в случаях 8 и 10 много больше  $\Delta N_2$  в области  $|V| > |V_{гр2}|$ , так что р-электроны, действительно, переходят, в основном, в область  $V > V_{гр1}$  (область  $V > 0$ ). Здесь же поглощается большая часть энергии – из таблицы 13 видно, что в случаях 8 и 10  $\delta W_1 > \delta W_2$ .

В остальных случаях i-область пересекается и с областью  $V > 0$  и с областью  $V < 0$ . В результате и число частиц, и энергия, поглощенная в областях  $V > V_{гр1}$  и  $|V| > |V_{гр2}|$  различаются незначительно (таблица 13). Заметное различие проявляется только в случаях 14 и 15, когда область  $V > 0$  и рb-область пересекаются с b-областью и "хвосты" функции распределения, содержащие малое число частиц  $\Delta N_t/\Delta N_1 \sim 3 \cdot 10^{-2}$  и  $1 \cdot 10^{-2}$ , поглощают заметную энергию  $\delta W_t/\delta W_1 \sim 0.57$  и  $0.30$  соответственно.

Из таблицы 13 видно, что число частиц ( $\Delta N_1 + \Delta N_2$ ) в областях

$V > V_{гр1}$  и  $|V| > |V_{гр2}|$  растет, а  $\Delta N_{1-2}$  соответственно уменьшается, при увеличении плотности пучка  $n_b/n_o$  и увеличении амплитуды возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}/n_o$  (соответственно уменьшается и  $f_{max}/f_o$  max (таблица 12)). В случаях 13, 14 больше половины, а в случае 15 – восемьдесят процентов частиц попадают в области  $V > V_{гр1}$  и  $|V| > |V_{гр2}|$  и участвуют в поглощении энергии.

Из таблицы 13 видно, что доля энергии  $(\Delta W_1 + \Delta W_2)/W_e$  в областях  $V > V_{гр1}$  и  $|V| > |V_{гр2}|$  растет, а  $\Delta W_{1-2}/W_e$  соответственно падает при увеличении  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$ . Во всех случаях, кроме случаев 8 и 10,  $(\Delta W_1 + \Delta W_2)/W_e \geq 0.90$ . Таким образом, в областях  $V > V_{гр1}$  и  $|V| > |V_{гр2}|$  сосредоточено больше девяноста процентов энергии  $W_e = W_e^o + \Delta W_e$ .

В настоящей работе исследована неустойчивость холодного пучка электронов со скоростью  $V_o/V_T = 15.9$  и плотностью  $n_b/n_o \sim (0.5 \div 4) \cdot 10^{-2}$  в неоднородной плазме с коротковолновым возмущением плотности ( $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = 7$ ) большой амплитуды ( $\tilde{n}/n_o = 0.20$  и  $0.40$ ).

Подобно случаям, рассмотренным в работах [2,3], во всех рассмотренных случаях начальная стадия взаимодействия пучок-плазма определяется пучковой неустойчивостью и захватом электронов пучка возбуждающейся волной. При увеличении  $n_b/n_o$  на нелинейной стадии пучковой неустойчивости развивается неустойчивость сателлитов, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн – гармоник основной волны с близкими к ней фазовыми скоростями. Параллельно развивается конверсия основной волны и гармоник-сателлитов на возмущении плотности, которая приводит к возбуждению коротковолновых прямых и обратных ленгмюровских волн с номерами гармоник  $N = N_e \pm \beta N_i$ ,  $\beta = 1, 2, 3, \dots$

Дальнейшее развитие неустойчивости определяется сравнительной скоростью развития различных процессов. Основную роль играют неустойчивость сателлитов, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов, конверсия, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии, затухание поля при развитии этой неустойчивости и поглощение его энергии электронами плазмы.

Во всех случаях развитие этих процессов приводит к формированию квазистационарных областей стохастического движения в разных областях фазовой плоскости. Развитие сильной стохастической неустойчиво-

сти движения электронов пучка приводит к формированию квазистационарных структур БГК-типа. Развитие сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы приводит к формированию квазистационарных областей стохастического движения в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\phi}^N > 0$  и  $V_{\phi}^N < 0$ . Квазистационарный характер структур БГК-типа поддерживается за счет притока энергии при "размещивании" и замедлении электронов пучка и потерь энергии на конверсию, а квазистационарный характер стохастических областей в плазме – за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание при "размещивании" и ускорении электронов плазмы. В результате энергия, потерянная пучком, практически полностью поглощается электронами плазмы.

Энергия поглощается в областях стохастического движения, в основном, на стадии развития сильной стохастической неустойчивости, а также на стадии квазистационарного состояния. Дрейф электронов плазмы и поглощение ими энергии при сильной стохастической неустойчивости приводит к уширению функции распределения электронов плазмы по скорости, несимметричному в области  $V > 0$  и  $V < 0$ . В области  $V > 0$  границы областей уширения  $V > V_{гр1}$  незначительно меняются при изменении  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$  и в разных случаях лежат в пределах  $V_{гр1}/V_T \sim (0.8 \div 1.4)$ . В области  $V < 0$  границы областей уширения  $|V| > |V_{гр2}|$  немного уменьшаются при увеличении  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$  и в разных случаях лежат в пределах  $V_{гр2}/V_T \sim -(0.8 \div 2.3)$ . Число электронов, попадающих в области  $V > V_{гр1}$ ,  $|V| > |V_{гр2}|$  и поглощающих энергию, растет при увеличении  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$ , достигая величины  $\sim (0.5 \div 0.8)N_o$ .

В области  $V > V_{гр1}$ ,  $|V| > |V_{гр2}|$  эффективная температура, характеризующая уширение функции распределения, заметно превышает начальную и увеличивается при увеличении плотности пучка  $n_b/n_o$  и амплитуды возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}/n_o$ . В области  $V < V_{гр1}$ ,  $|V| < |V_{гр2}|$  температура плазмы во всех случаях остается близкой к начальной, но число электронов уменьшается при увеличении  $n_b/n_o$  и  $\tilde{n}/n_o$ .

При увеличении  $n_b/n_o$  области стохастического движения электронов плазмы и пучка начинают пересекаться. В результате появляются электроны плазмы, ускоренные до больших скоростей – "хвосты" функции распределения. Доля энергии, поглощенная этими электронами, растет при увеличении  $n_b/n_o$ .

Полная энергия, поглощенная электронами плазмы  $\Delta W_e/W_e^o$  увеличивается при увеличении плотности пучка  $n_b/n_o$  и амплитуды возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}/n_o$ . Однако, отношение этой энергии к началь-

ной энергии пучка  $\Delta W_e/W_b^0$  практически не зависит (или слабо зависит) от  $n_b/n_0$  и немного растет при увеличении  $\tilde{n}/n_0$ , достигая величины  $\Delta W_e/W_b^0 \sim 0.3 \div 0.4$ .

Мы рассмотрели развитие пучковой неустойчивости до  $t/T_{oe} \sim 200$  ( $\omega_{oe}t \sim 1200$ ) и нашли, что она приводит к квазистационарному состоянию. Можно ожидать, что дальнейшее развитие будет определяться развитием сателлитной неустойчивости – возбуждением все более коротковолновых сателлитов, что приведет к развитию сильной стохастической неустойчивости, общей для электронов пучка и плазмы, к "размешиванию" электронов пучка и плазмы и затуханию БГК-структур и гармоник конверсии.

## Литература

- [1] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринты ИЯФ 98-36, 98-37, 98-38, Новосибирск, 1998.
- [2] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринты ИЯФ 99-21, 99-22, Новосибирск, 1999.
- [3] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринт ИЯФ 2000-6, Новосибирск, 2000.
- [4] P.K. Kaw, A.T. Lin, J.M. Dawson. Phys. Fluids, **16**, 1967, 1973.
- [5] Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. Препринты ИЯФ 80-192, Новосибирск, 1980; 81-04, 81-40, 81-43, 81-88, 81-89, Новосибирск, 1981; 82-53, Новосибирск, 1982;
- [6] N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Physica Scripta, **24**, 566, 1981.
- [7] Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Препринты ИЯФ 94-48, 94-49, 94-50, 94-51, Новосибирск, 1994.
- [8] Н.Г. Мациборко, И.Н. Онищенко, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. ЖЭТФ, **63**, 874, 1972.
- [9] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Препринты ИЯФ 95-23, 95-24, Новосибирск, 1995.
- [10] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринт ИЯФ 98-79, Новосибирск, 1998.

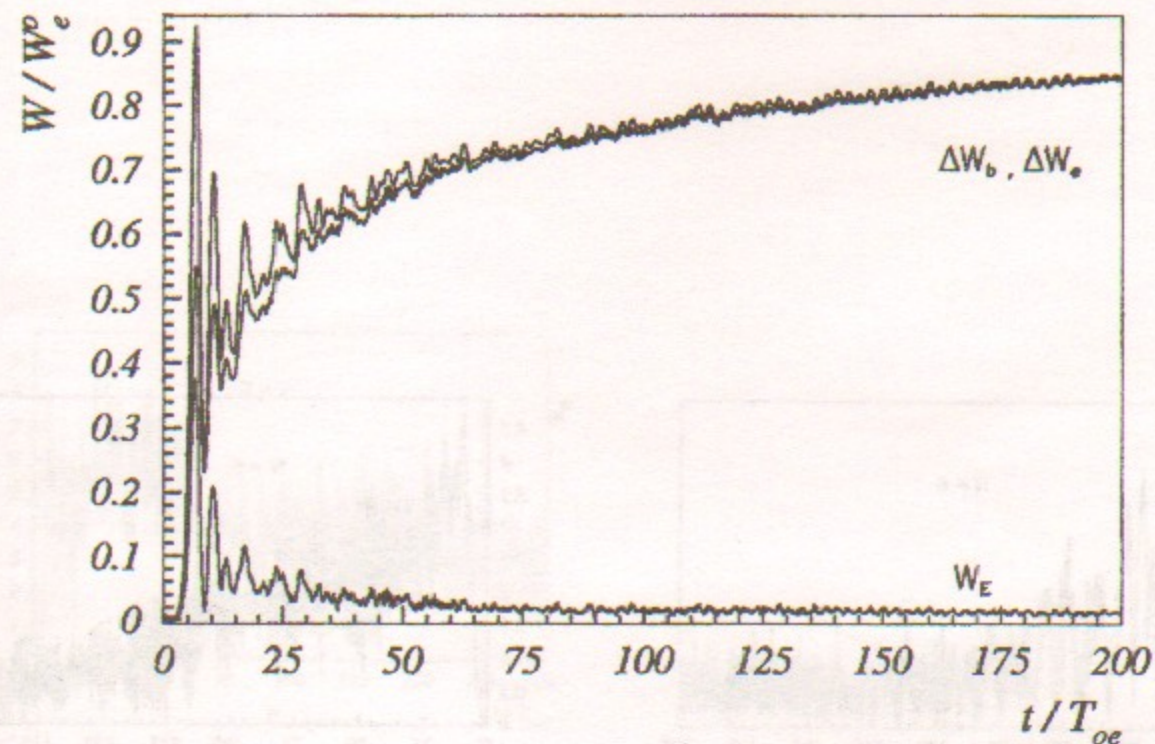


Рис. 1: Зависимость от времени энергии поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ . Случай 10.

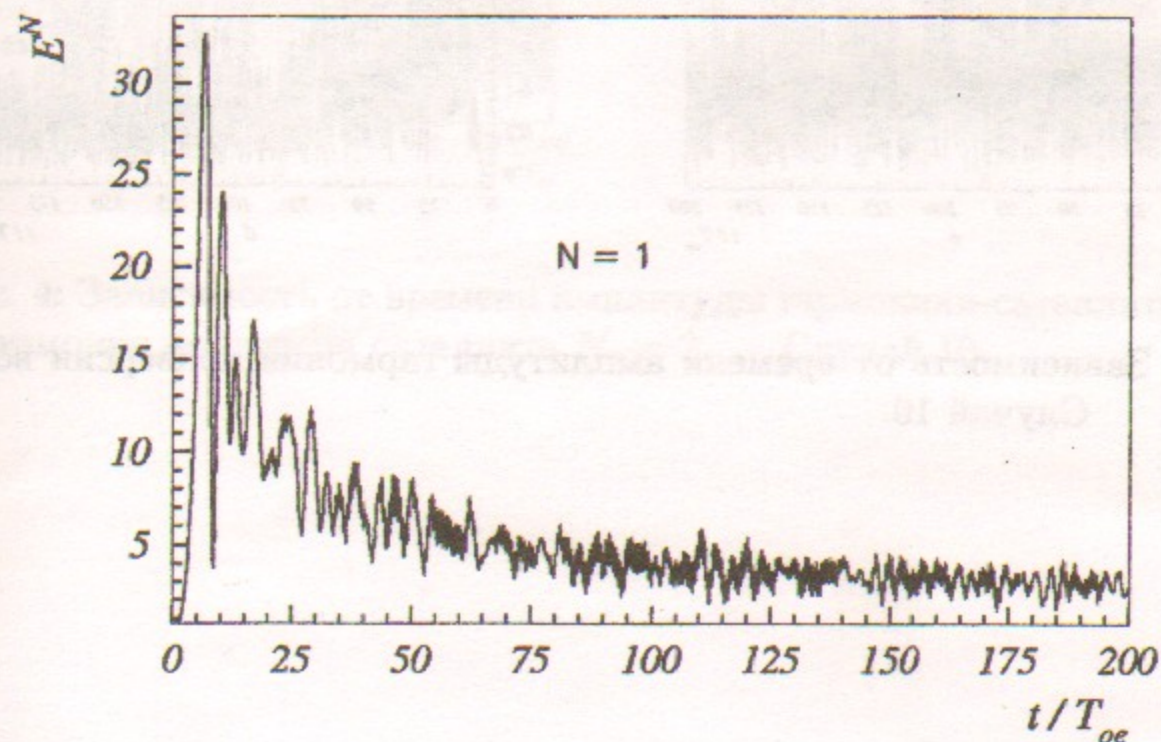


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды волны  $N = 1$ . Случай 10.

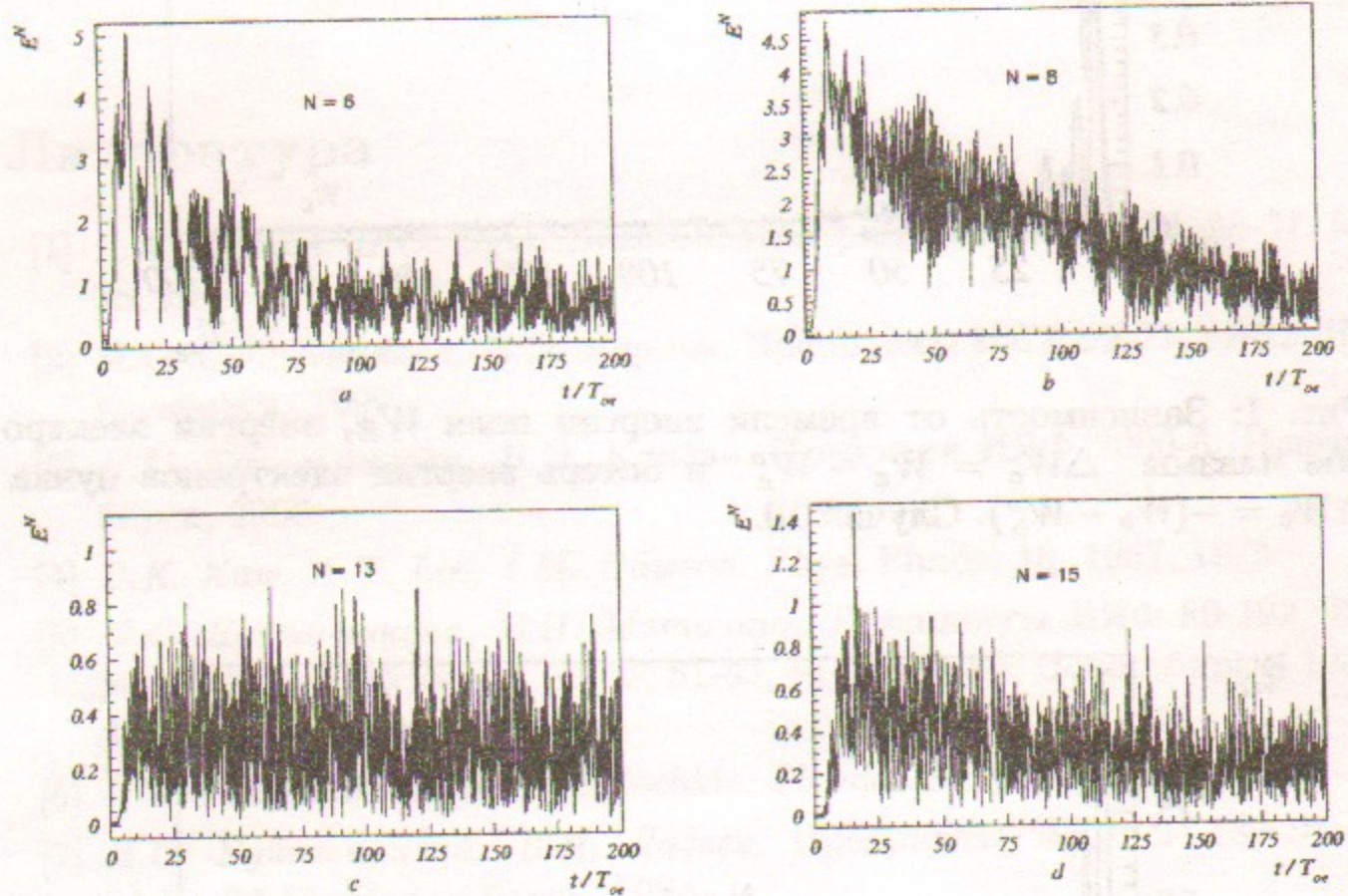


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны  $N_e = 1$ . Случай 10.

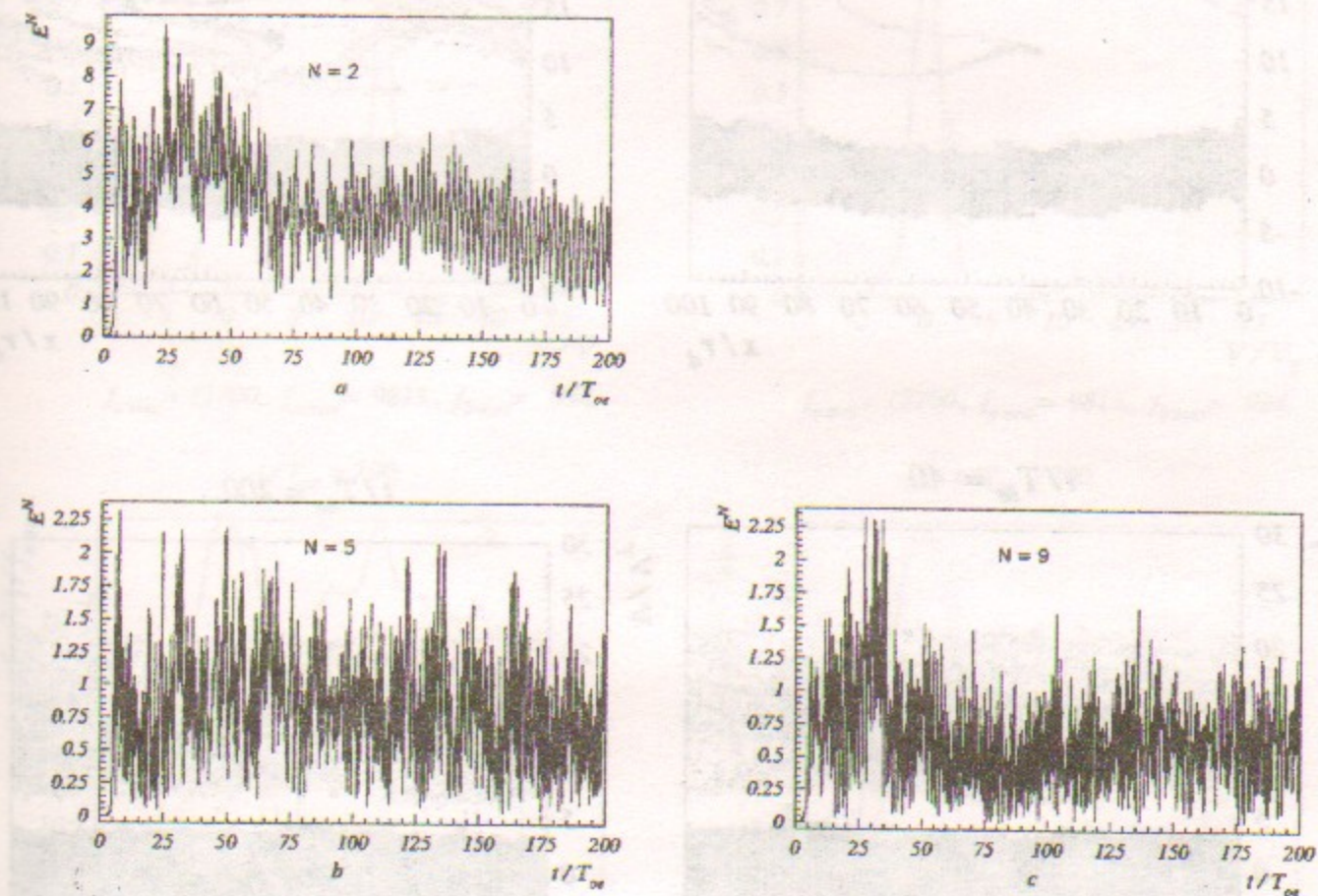


Рис. 4: Зависимость от времени амплитуды гармоники-спутника  $N_e = 2$  и гармоник конверсии спутника  $N_e = 2$ . Случай 10.

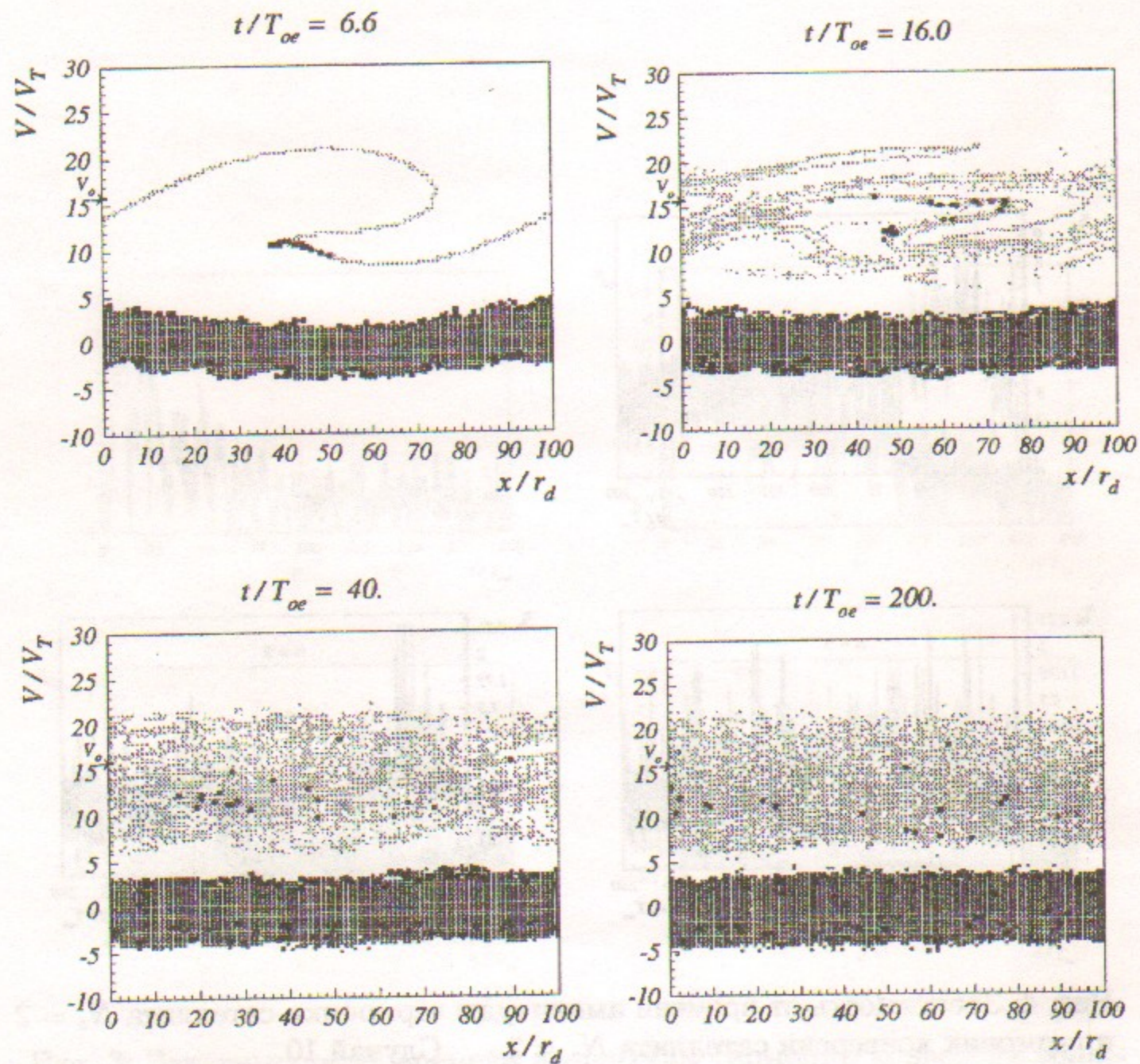


Рис. 5: Фазовые плоскости электронов. Случай 10.

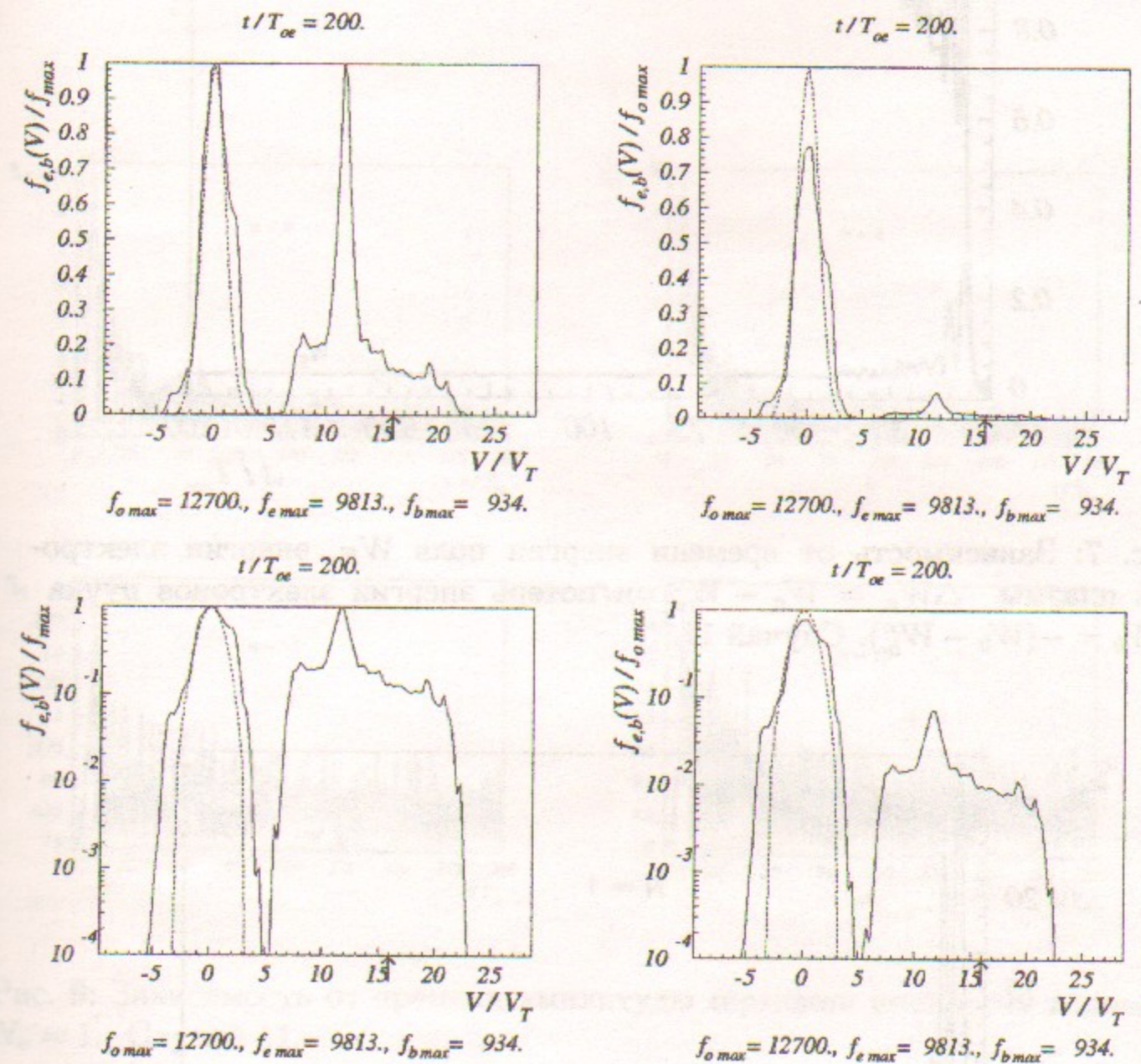


Рис. 6: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 10.

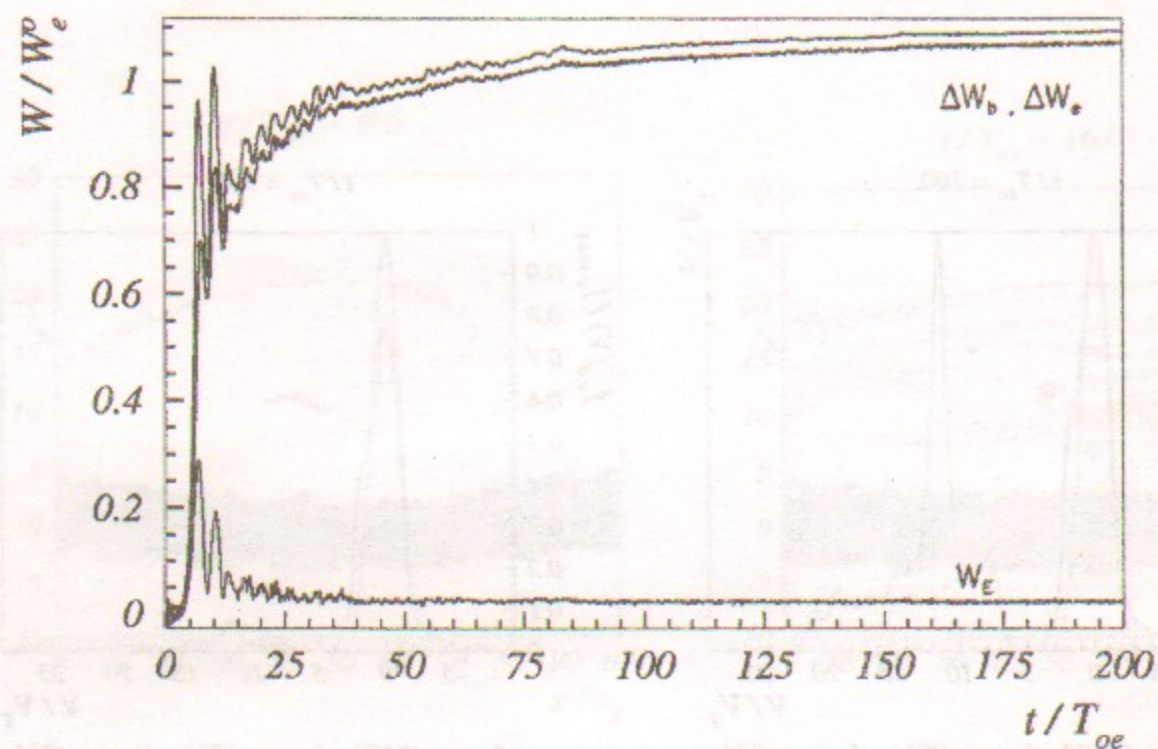


Рис. 7: Зависимость от времени энергии поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ . Случай 11.

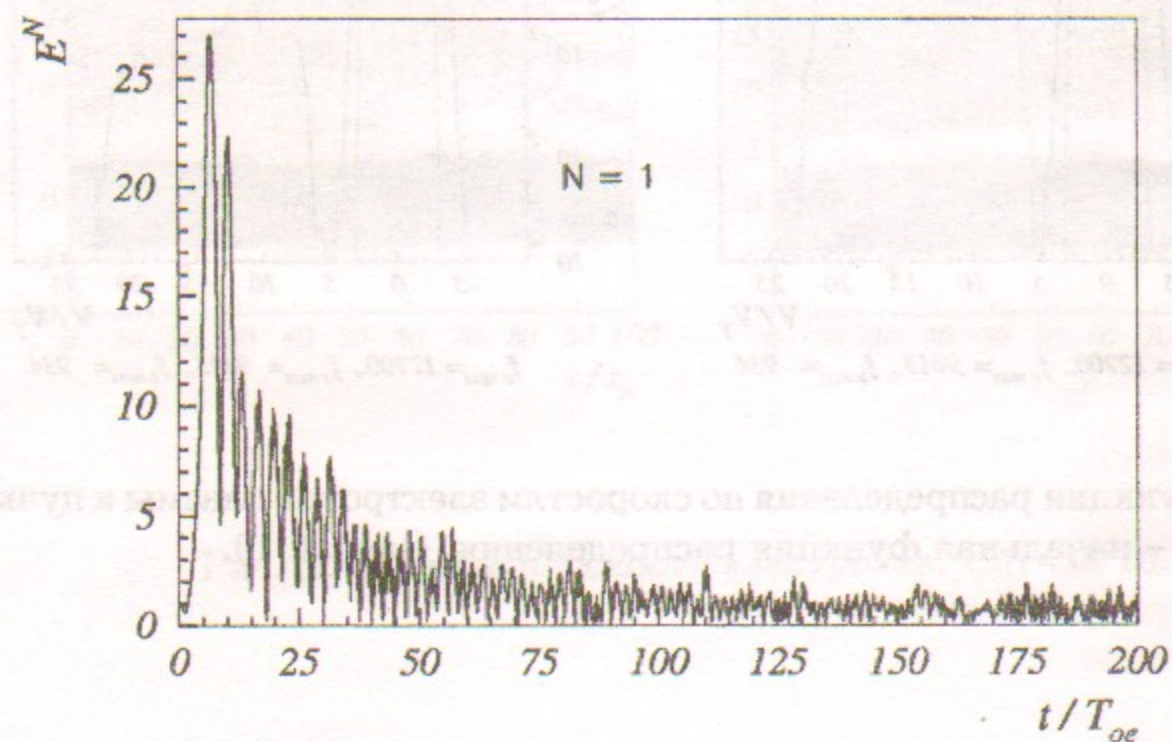


Рис. 8: Зависимость от времени амплитуды волны  $N = 1$ . Случай 11.

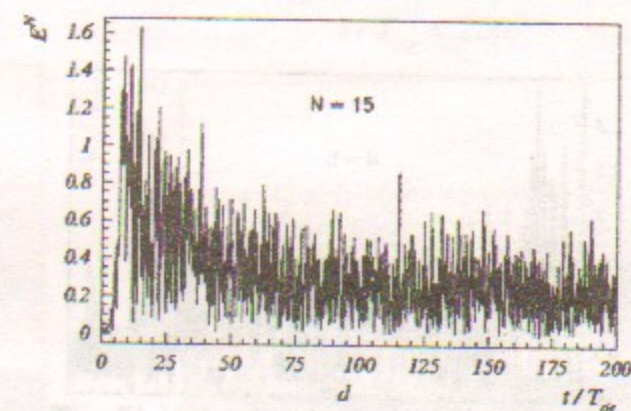
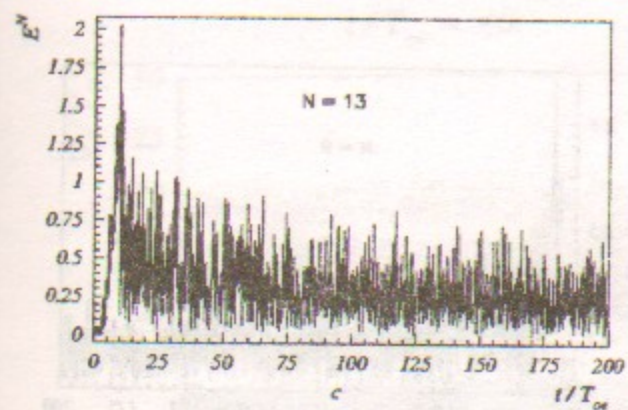
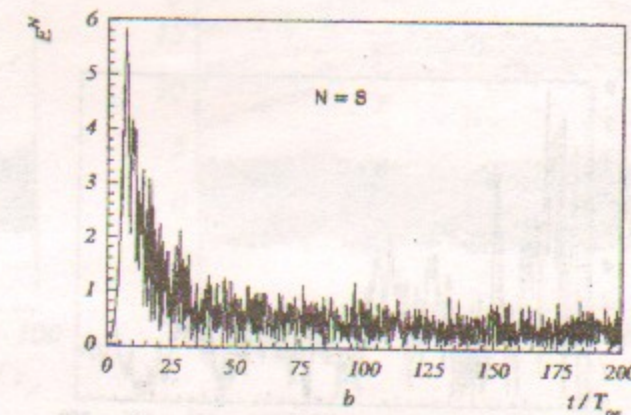
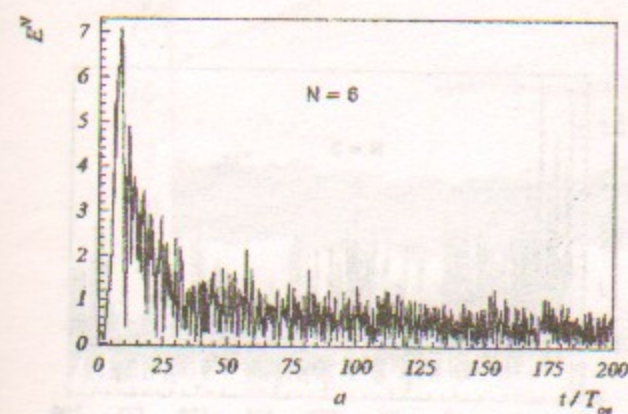


Рис. 9: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны  $N_e = 1$ . Случай 11.

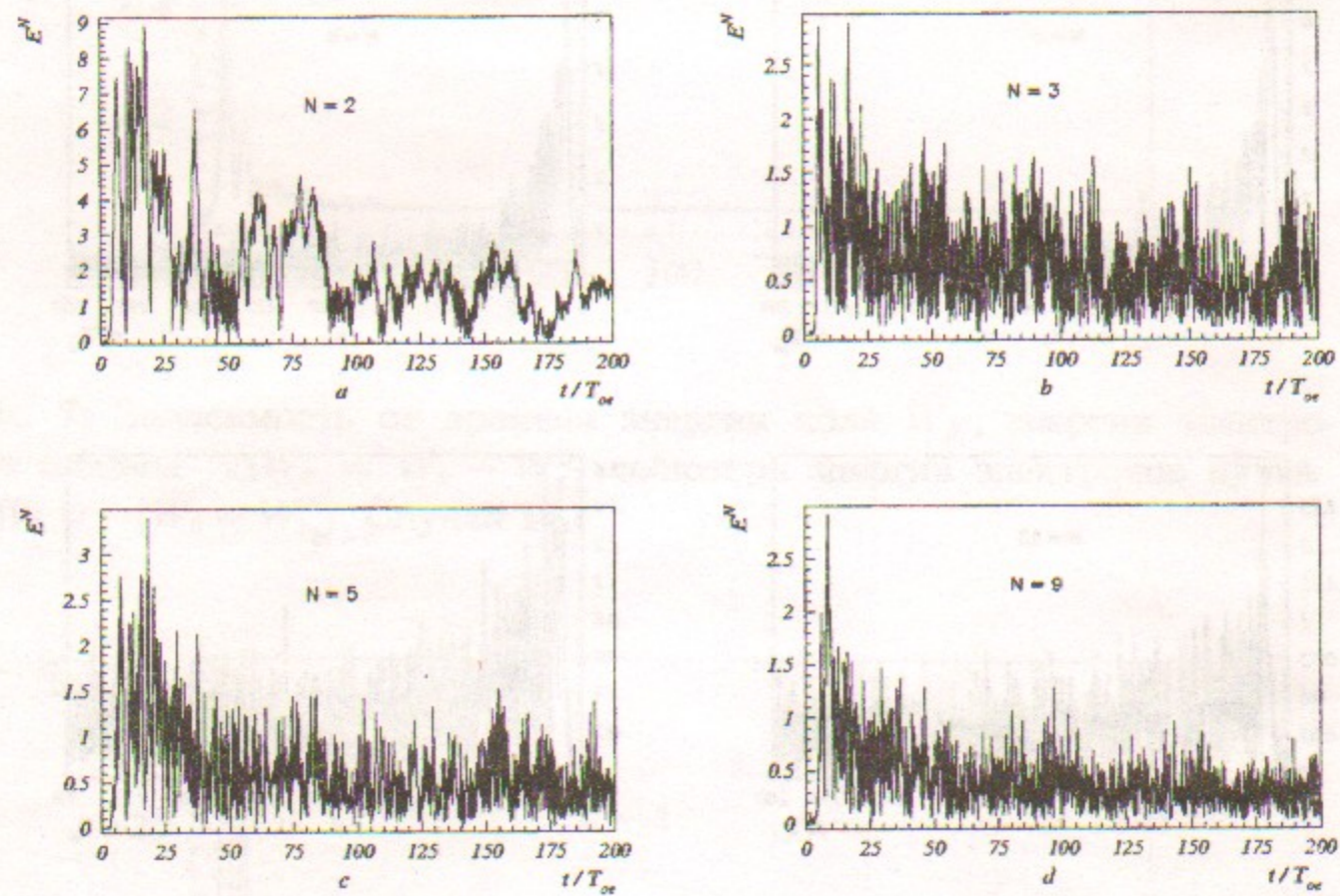


Рис. 10: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников  $N_e = 2$  и  $3$  и гармоник конверсии спутника  $N_e = 2$ . Случай 11.

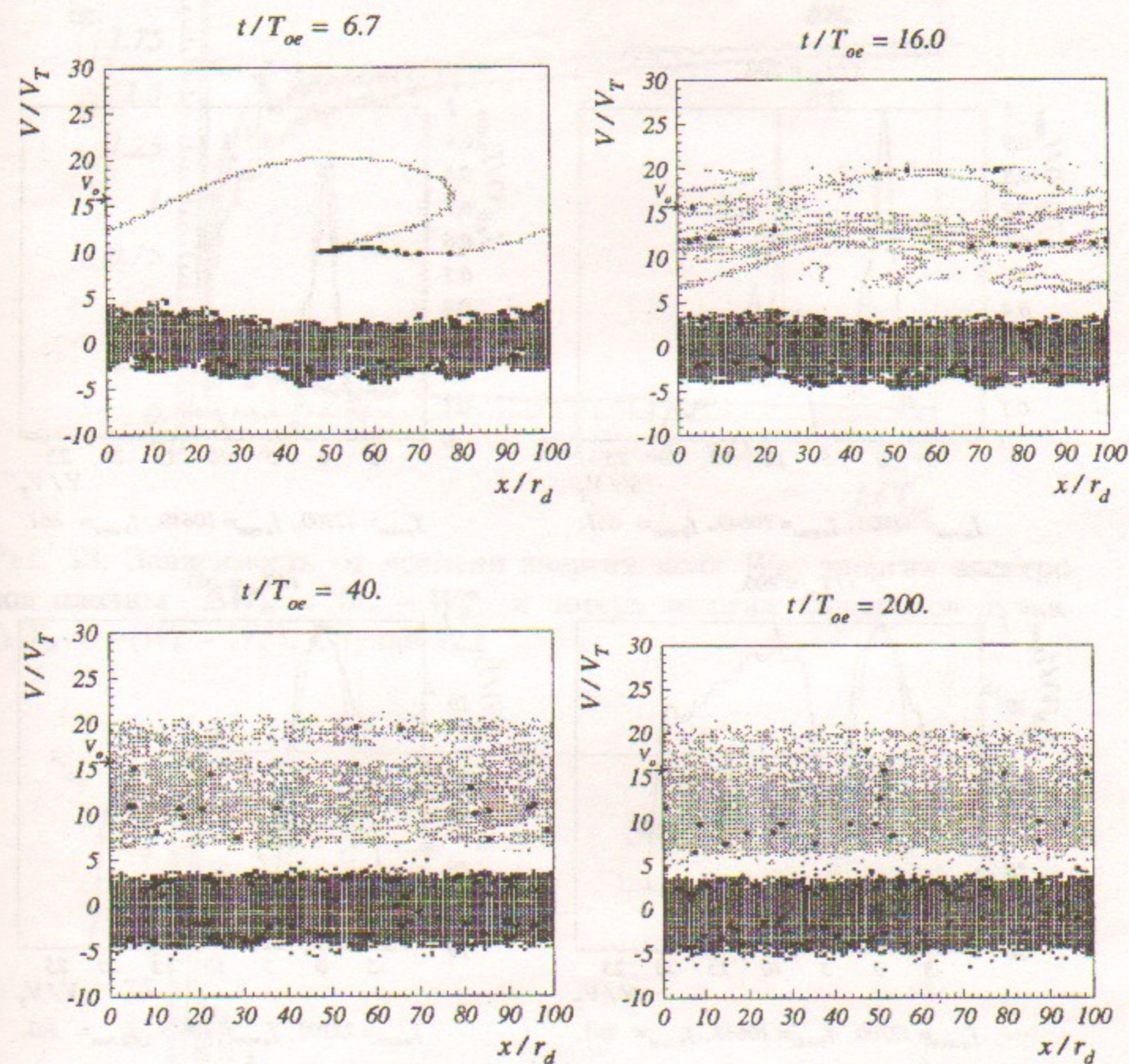


Рис. 11: Фазовые плоскости электронов. Случай 11.

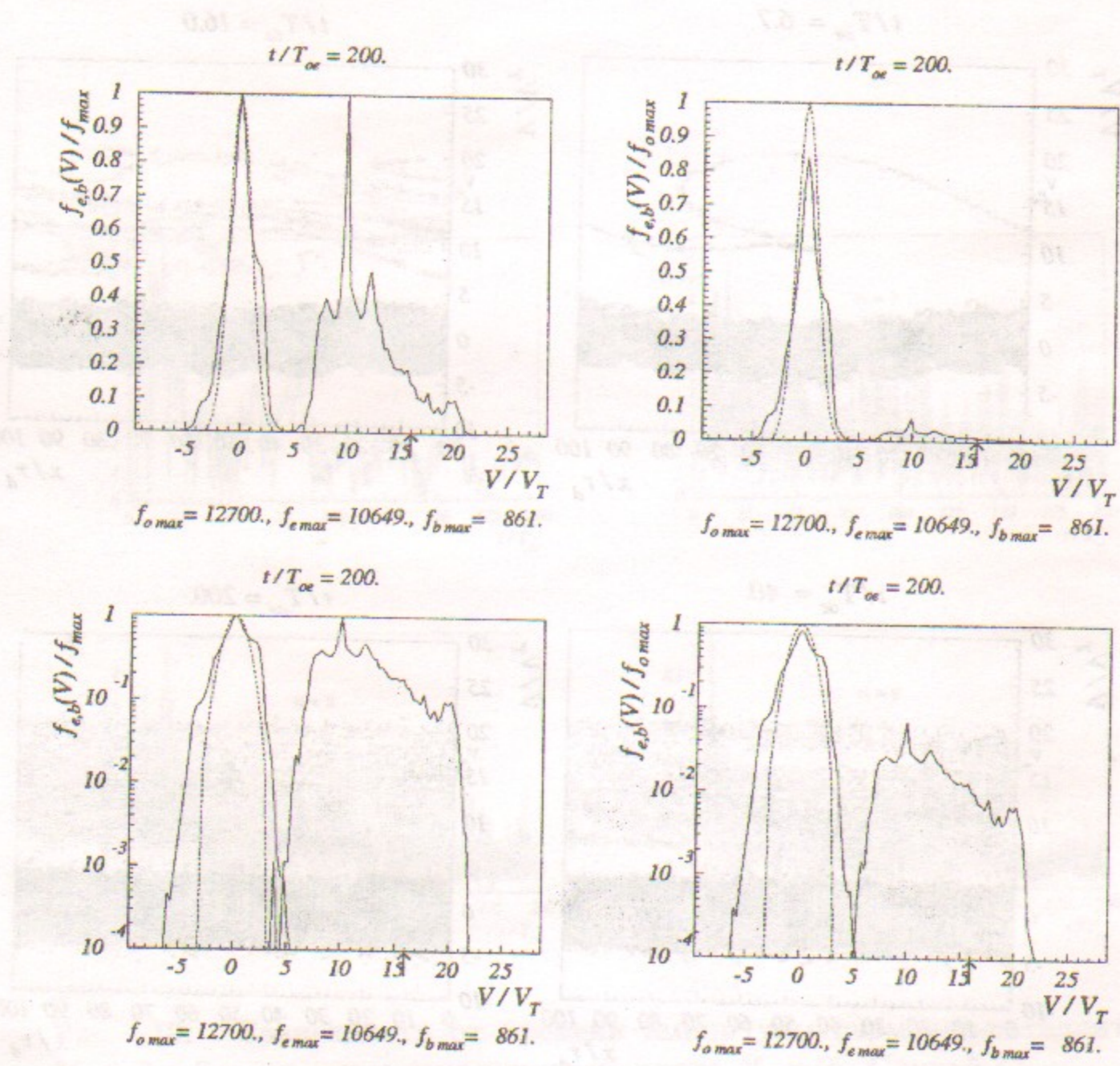


Рис. 12: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 11.

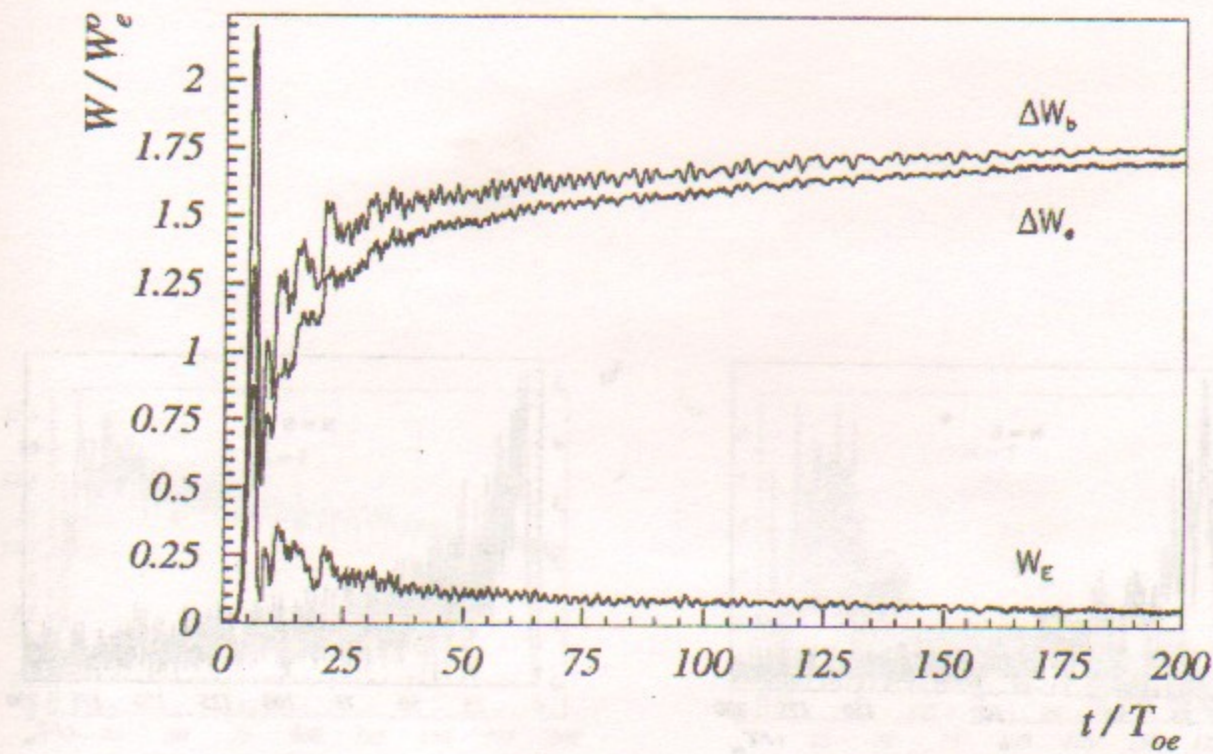


Рис. 13: Зависимость от времени энергии поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ . Случай 12.

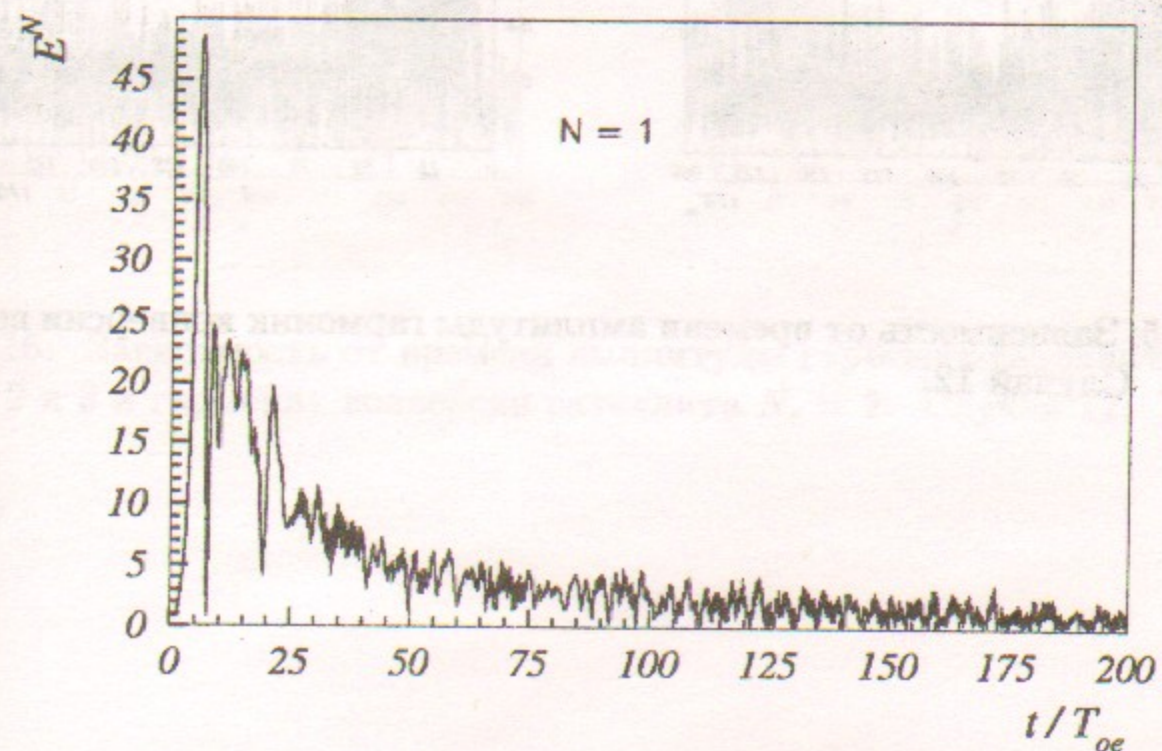


Рис. 14: Зависимость от времени амплитуды волны  $N = 1$ . Случай 12.



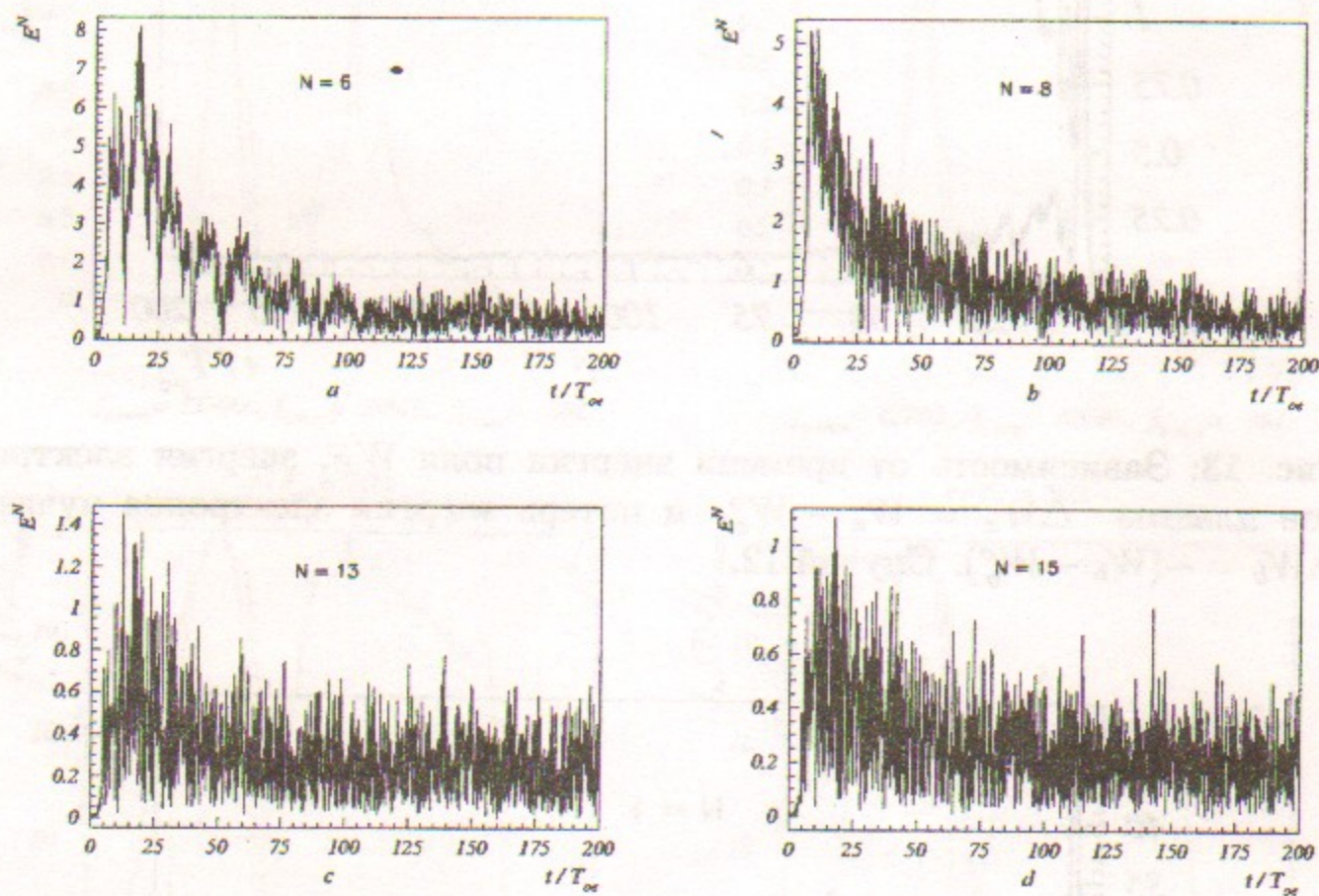


Рис. 15: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны  $N_e = 1$ . Случай 12.

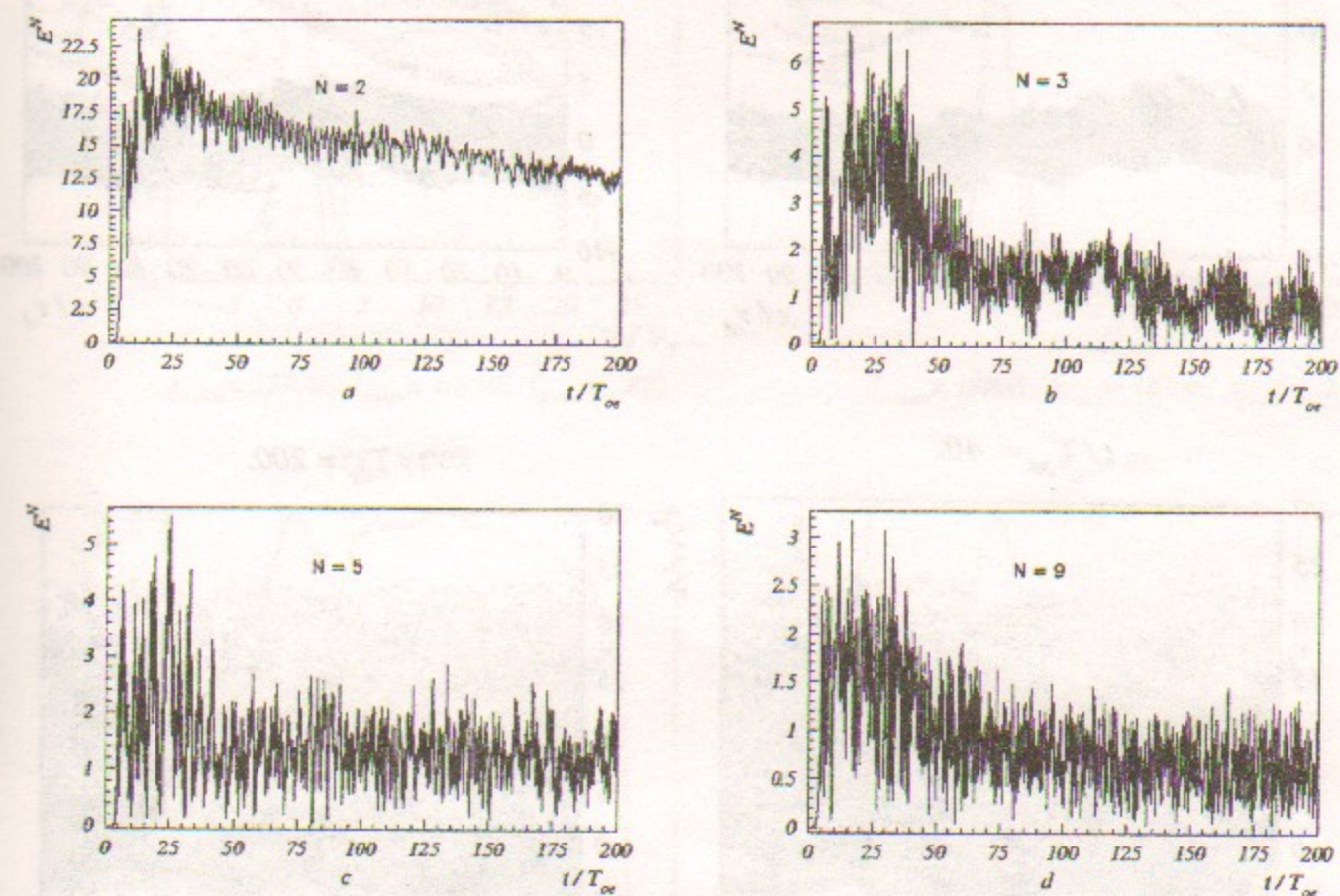


Рис. 16: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников  $N_e = 2$  и 3 и гармоник конверсии спутника  $N_e = 2$ . Случай 12.

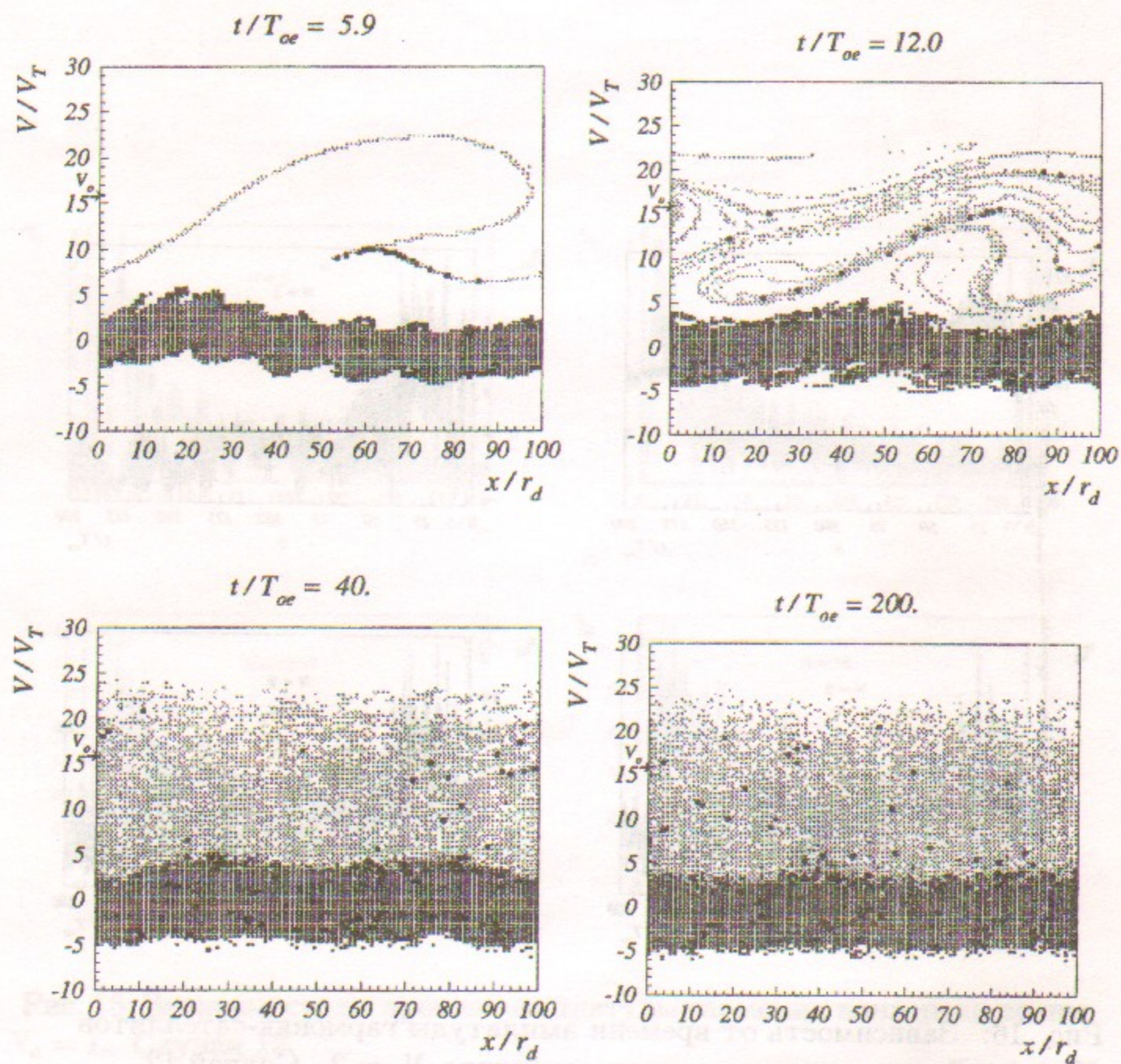


Рис. 17: Фазовые плоскости электронов. Случай 12.

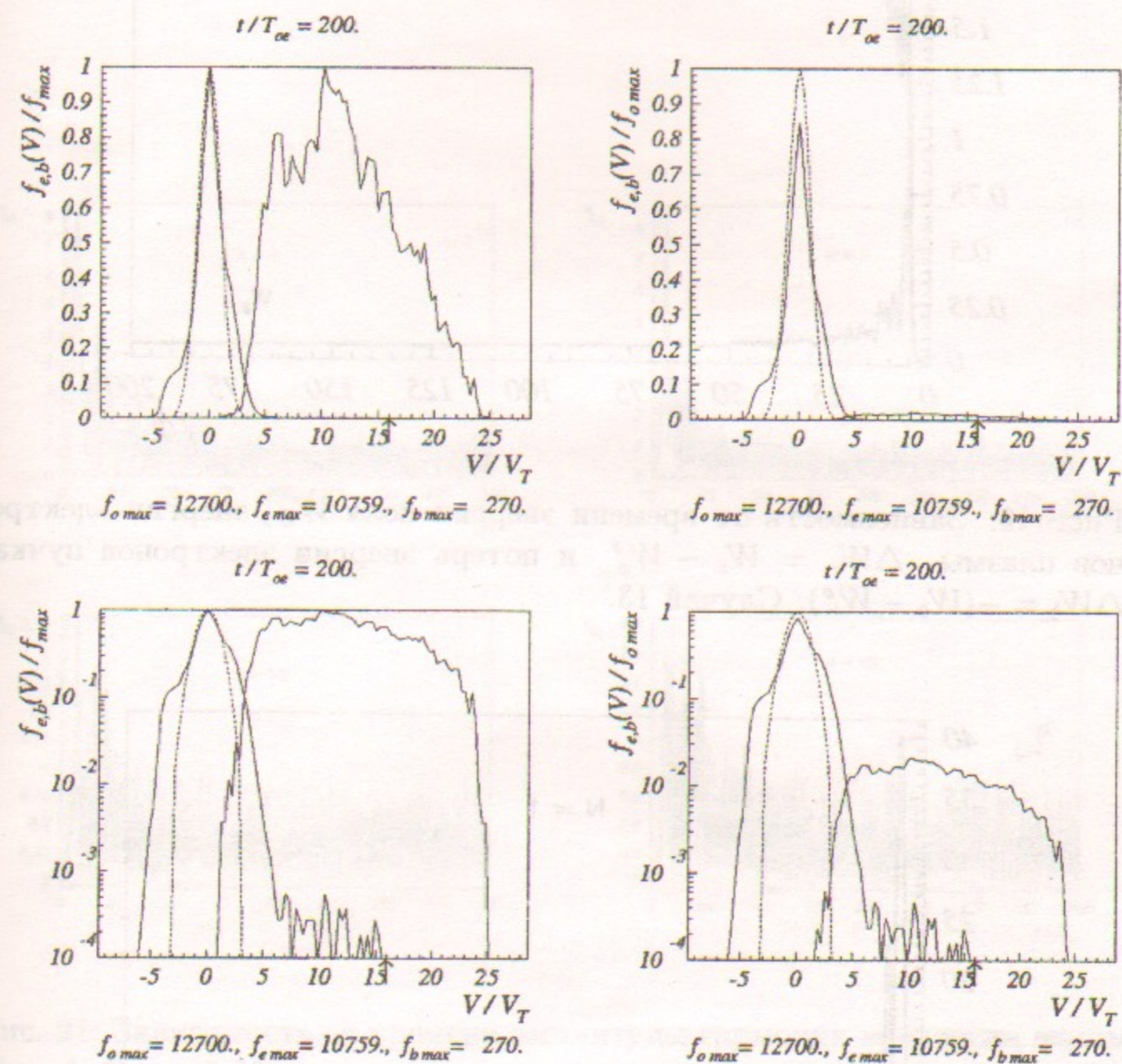


Рис. 18: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 12.

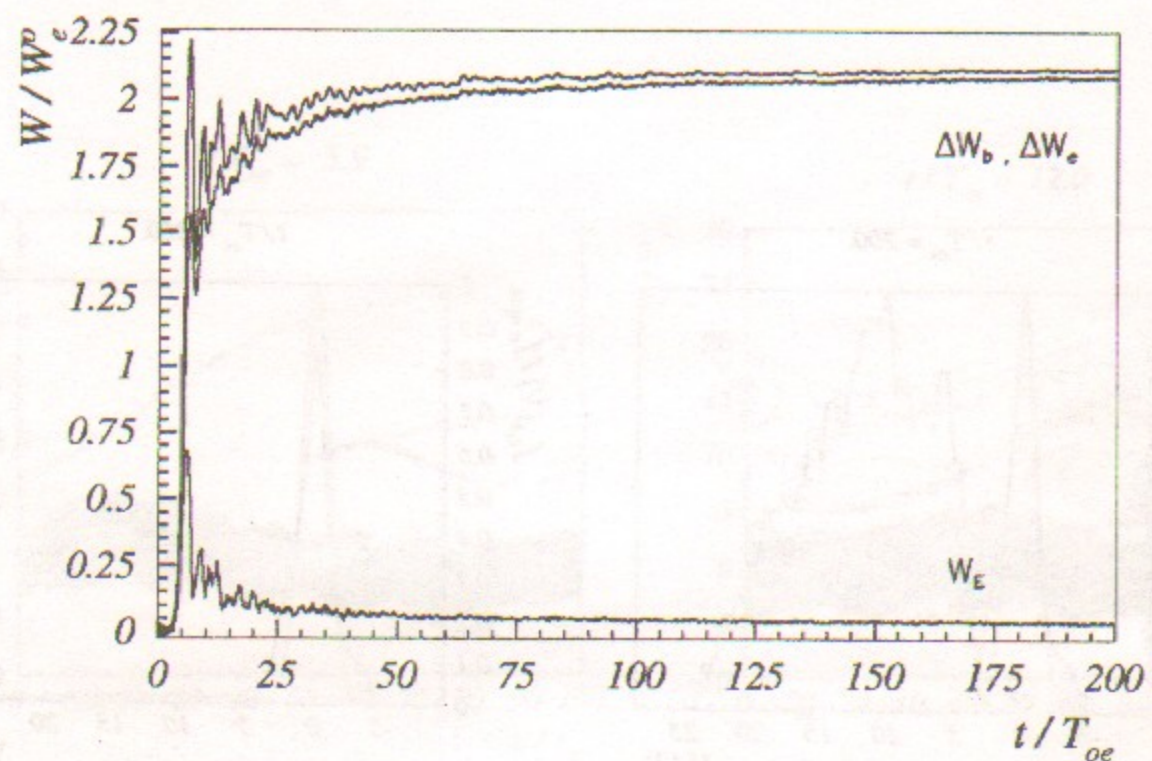


Рис. 19: Зависимость от времени энергии поля  $\dot{W}_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ . Случай 13.

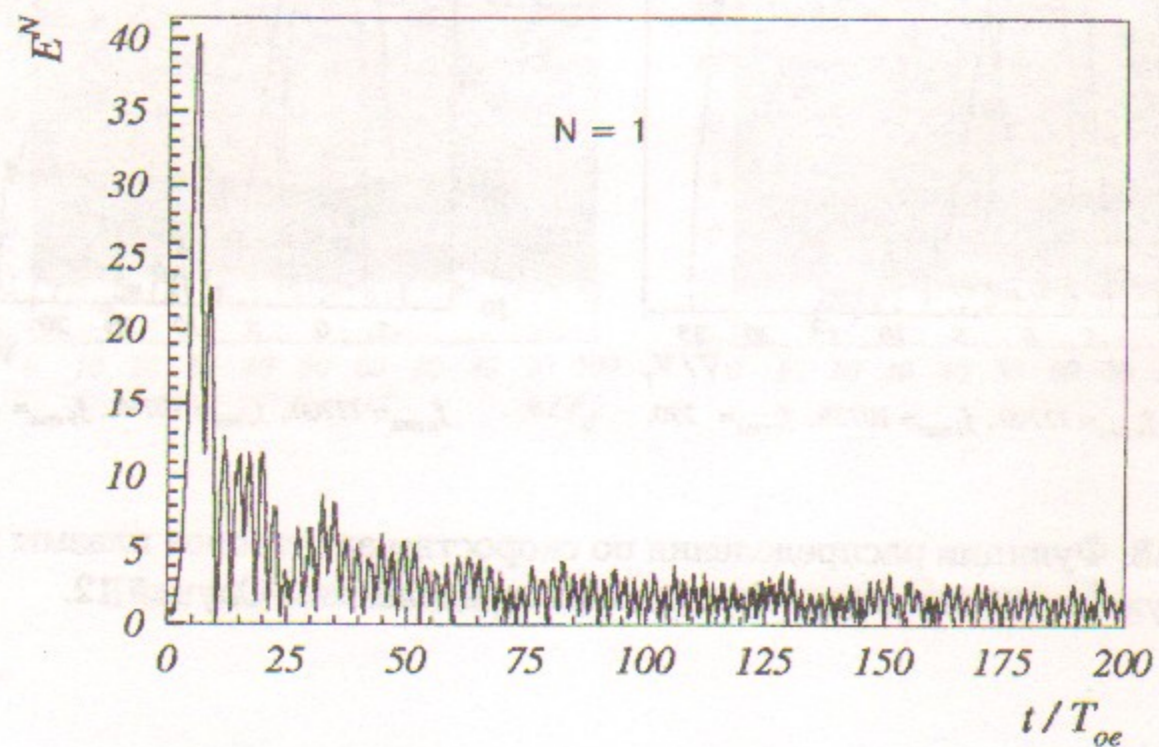


Рис. 20: Зависимость от времени амплитуды волны  $N = 1$ . Случай 13.

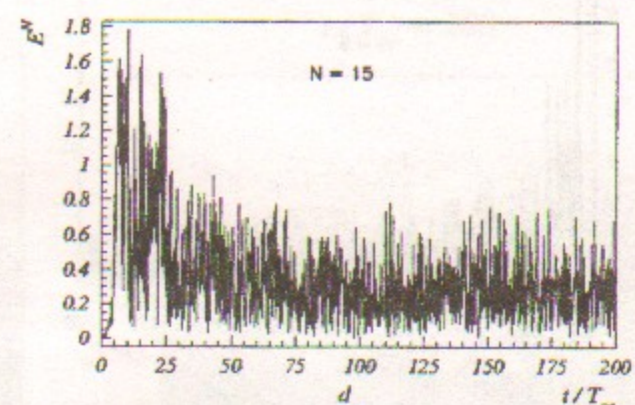
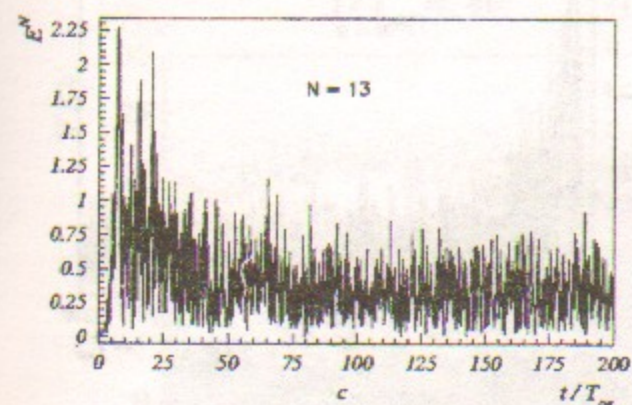
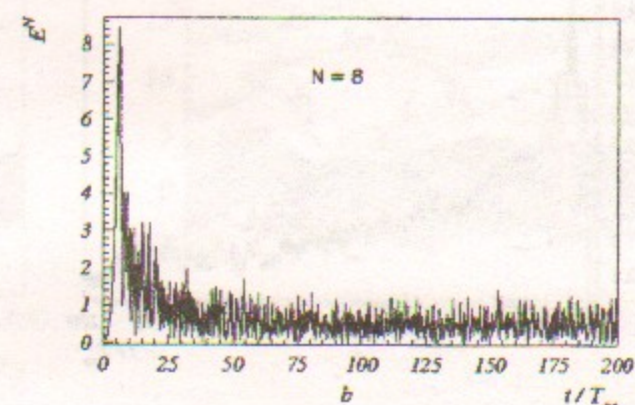
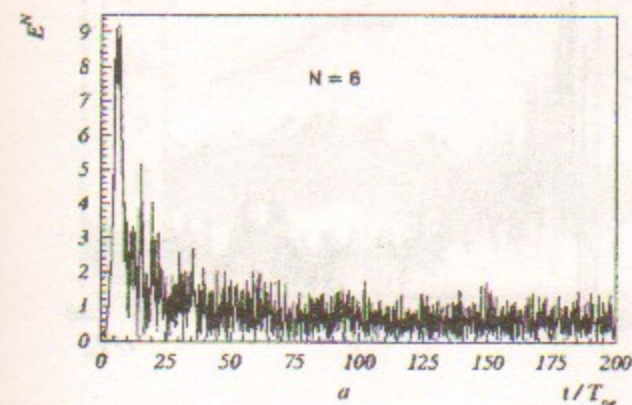


Рис. 21: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны  $N_e = 1$ . Случай 13.

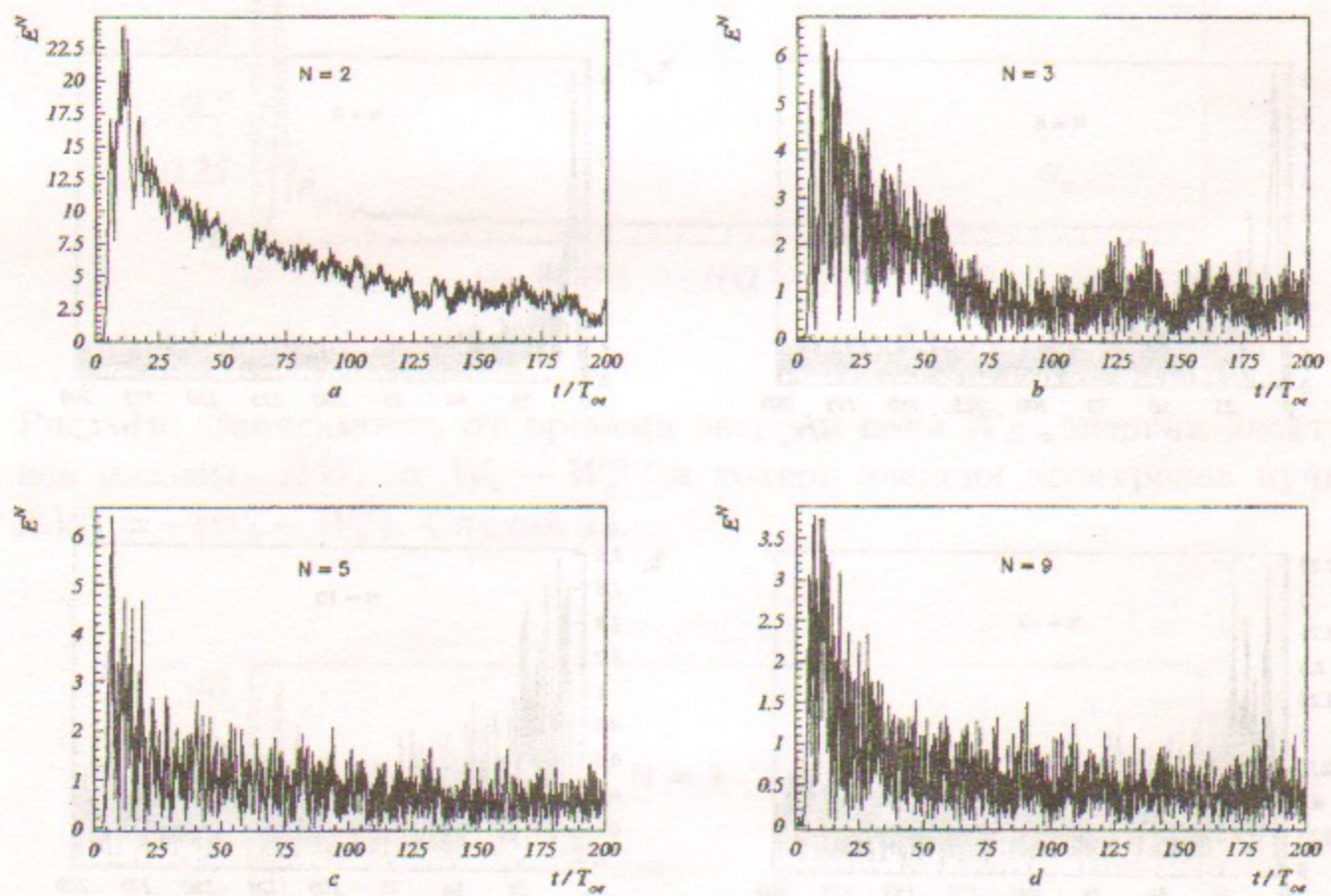


Рис. 22: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников  $N_e = 2$  и  $3$  и гармоник конверсии спутника  $N_e = 2$ . Случай 13.

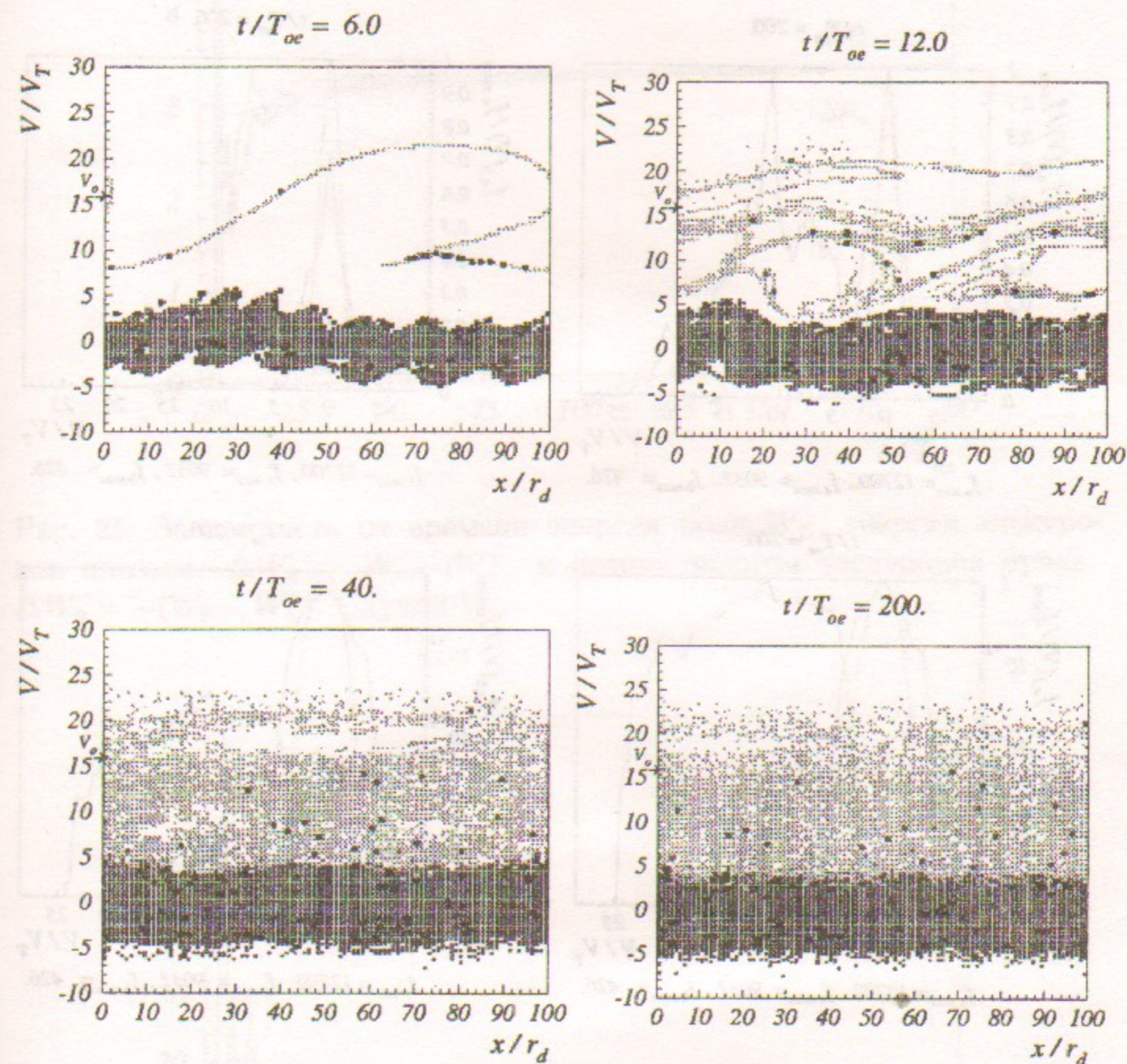


Рис. 23: Фазовые плоскости электронов. Случай 13.

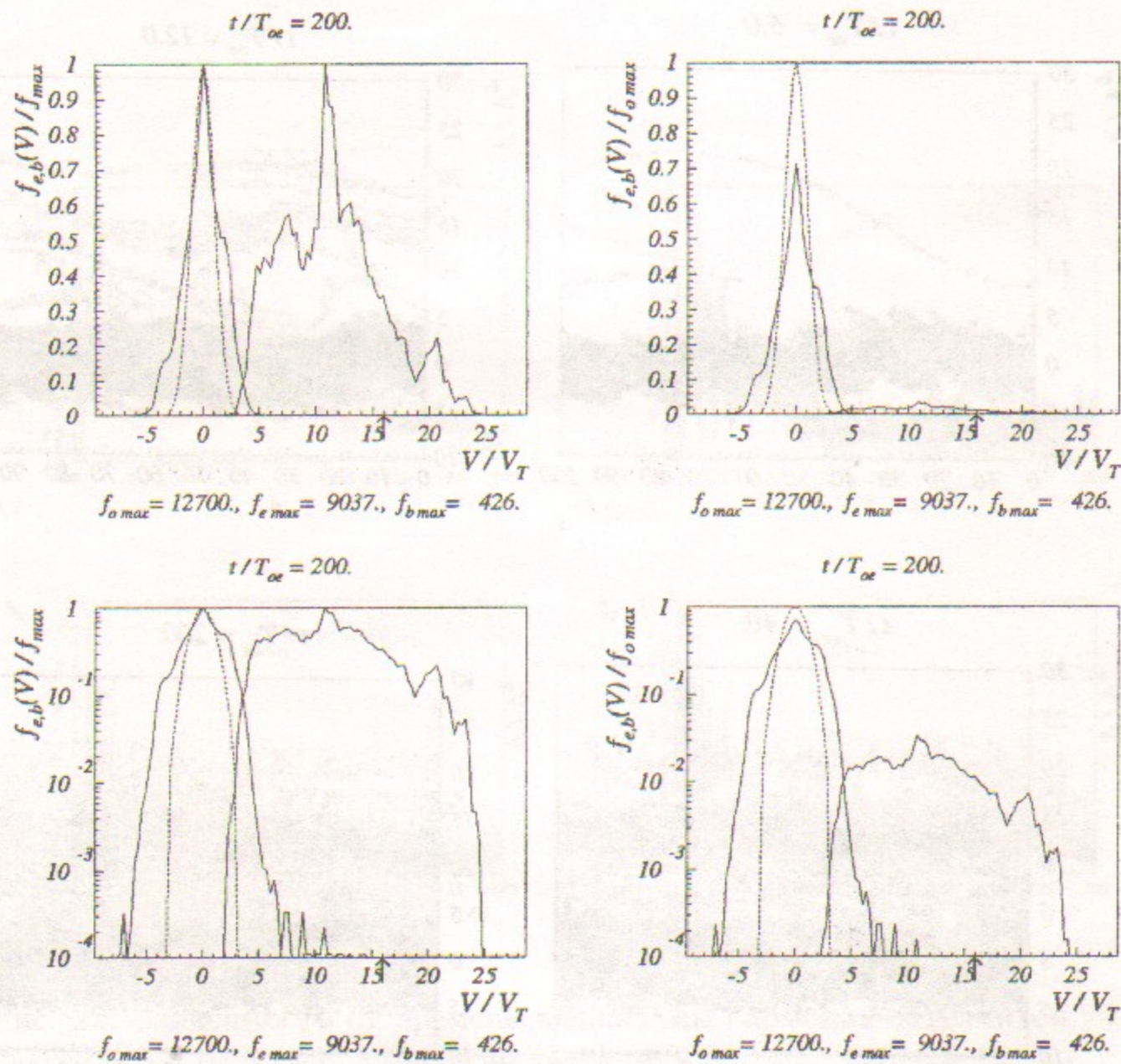


Рис. 24: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 13.

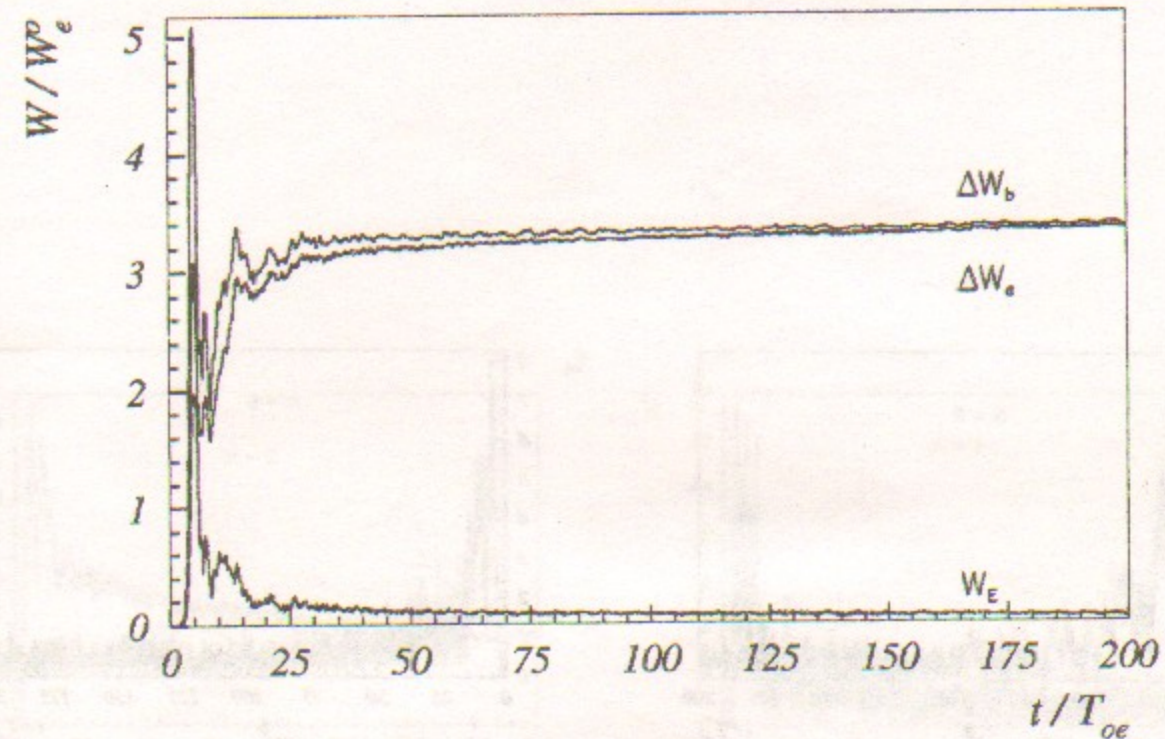


Рис. 25: Зависимость от времени энергии поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^o$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ . Случай 14.

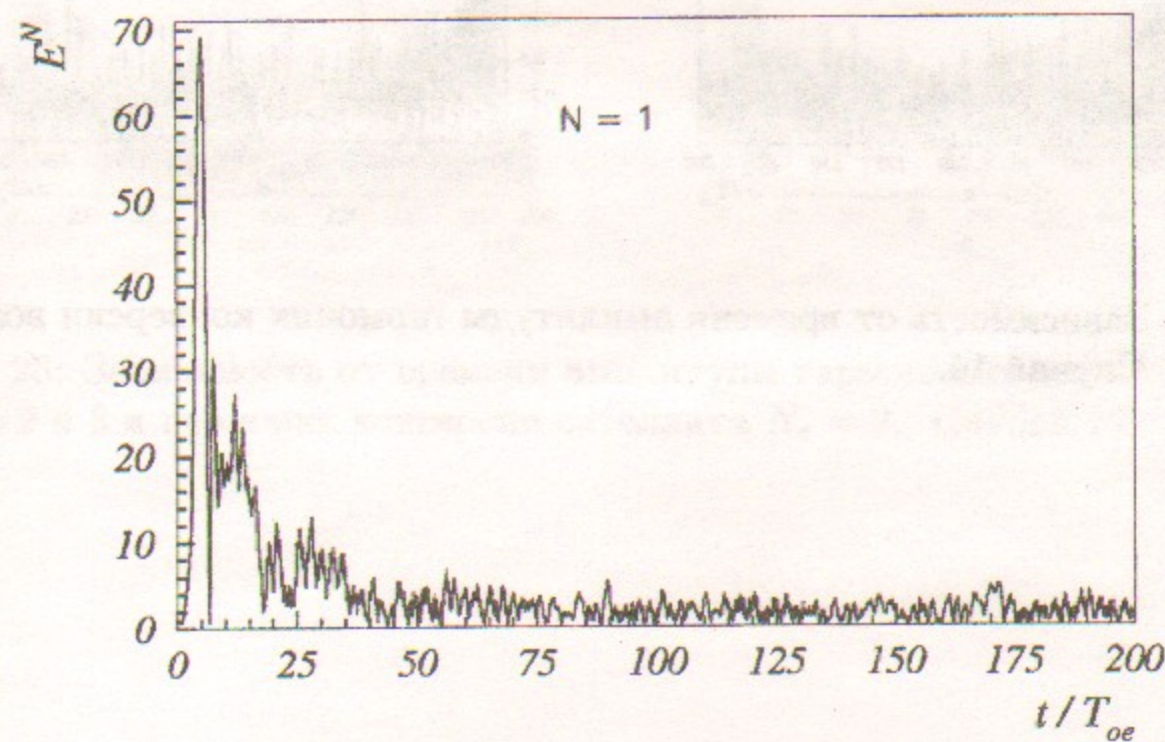


Рис. 26: Зависимость от времени амплитуды волны  $N = 1$ . Случай 14.

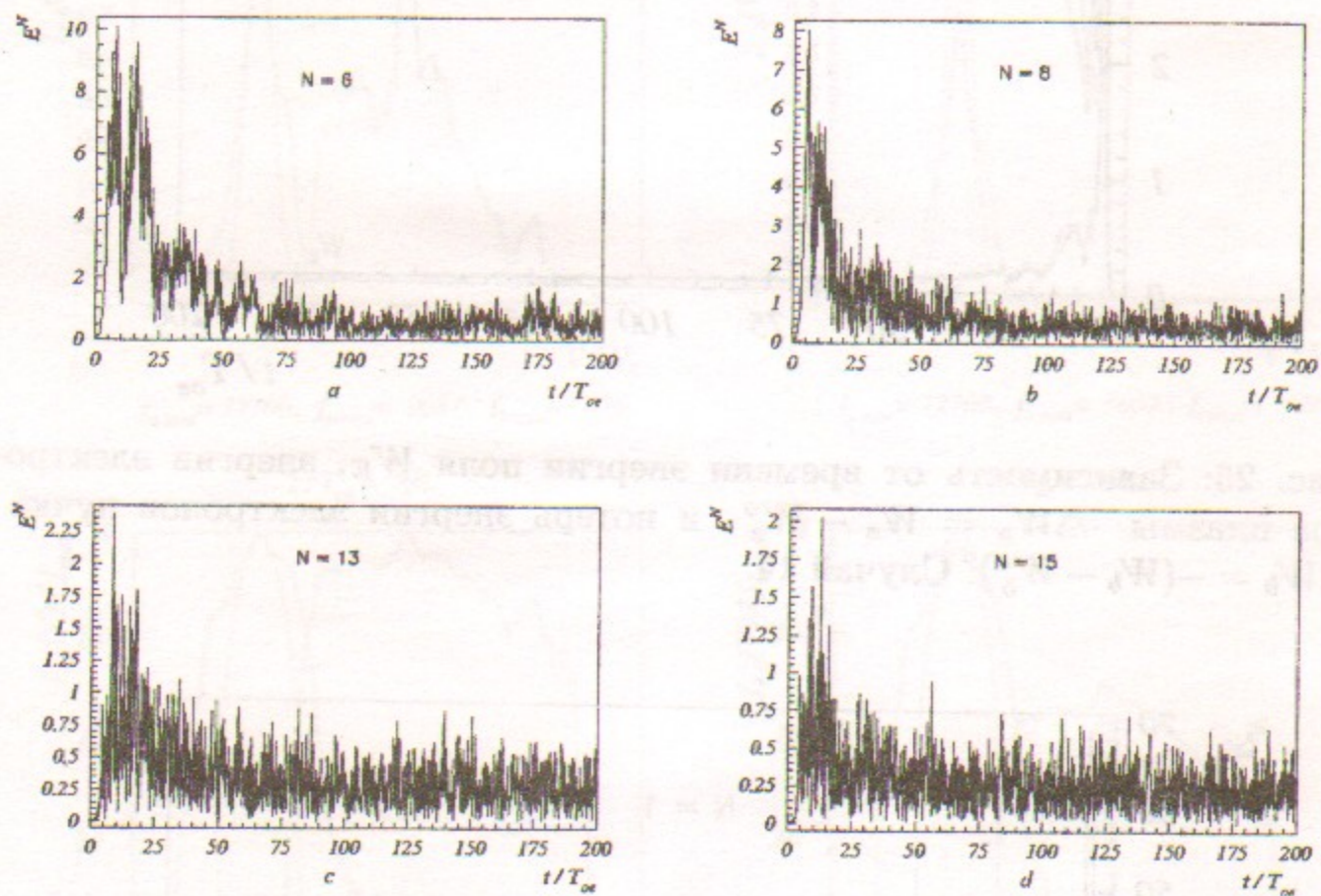


Рис. 27: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны  $N_e = 1$ . Случай 14.

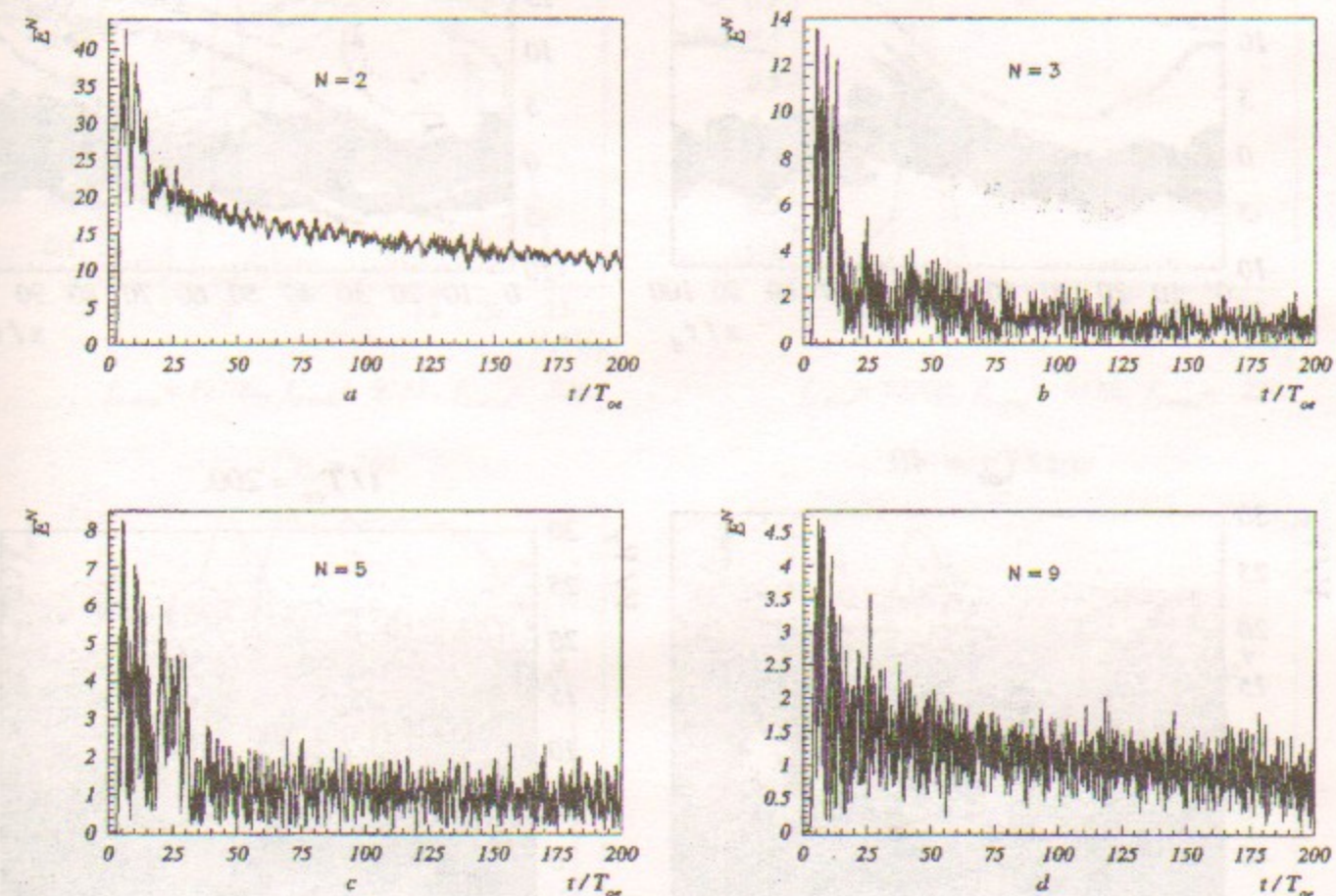


Рис. 28: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников  $N_e = 2$  и 3 и гармоник конверсии спутника  $N_e = 2$ . Случай 14.

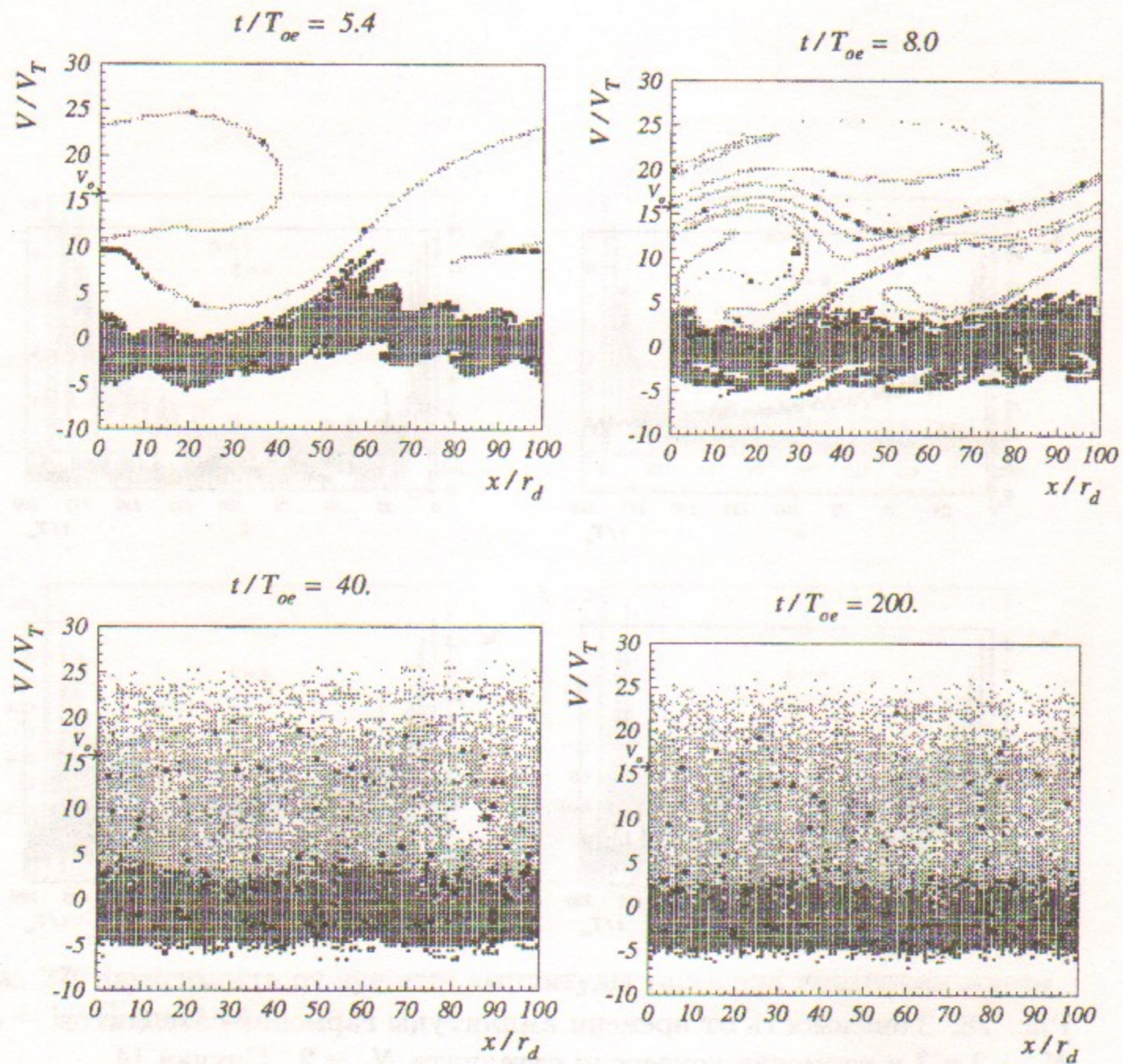


Рис. 29: Фазовые плоскости электронов. Случай 14.

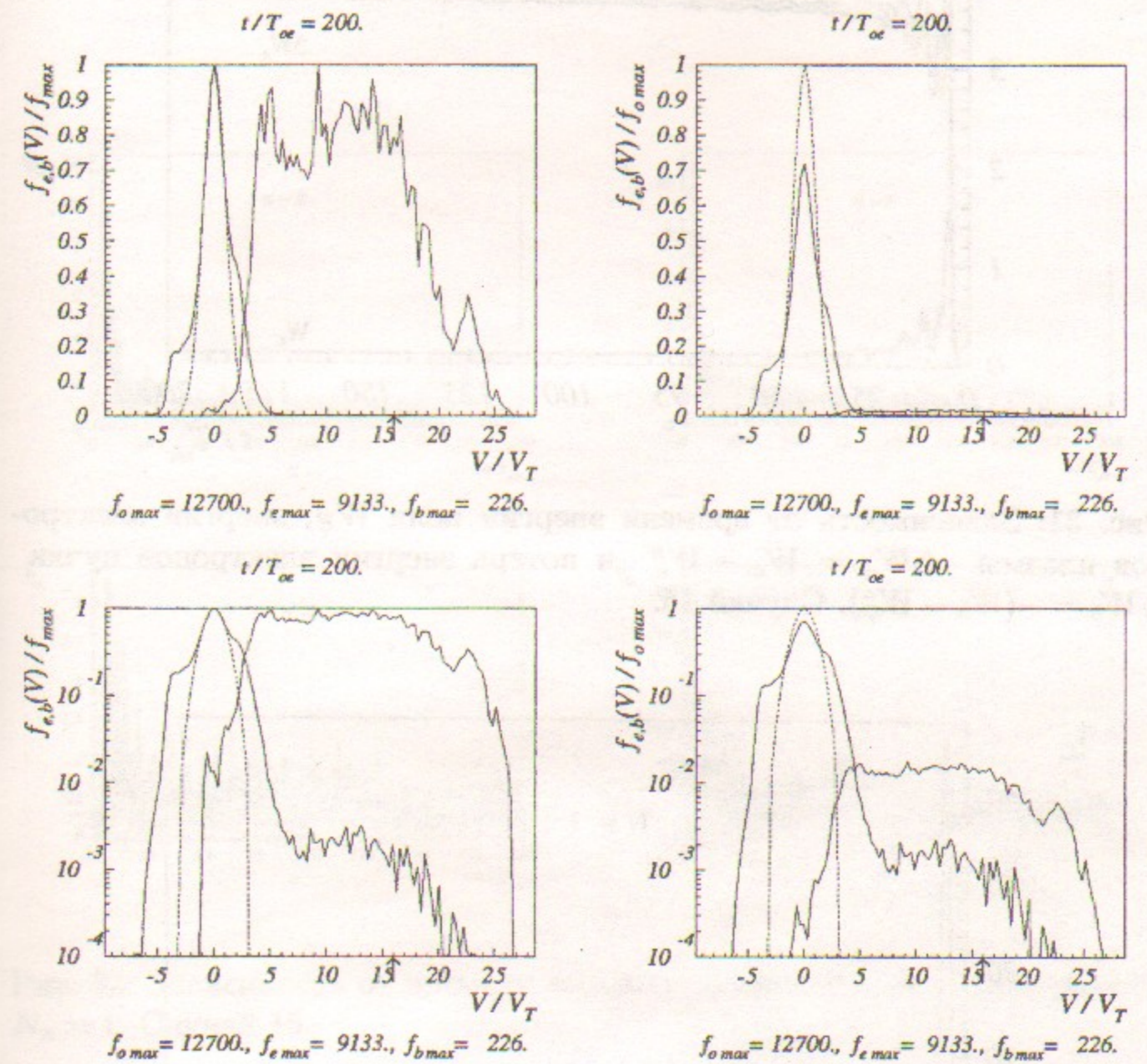


Рис. 30: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 14.

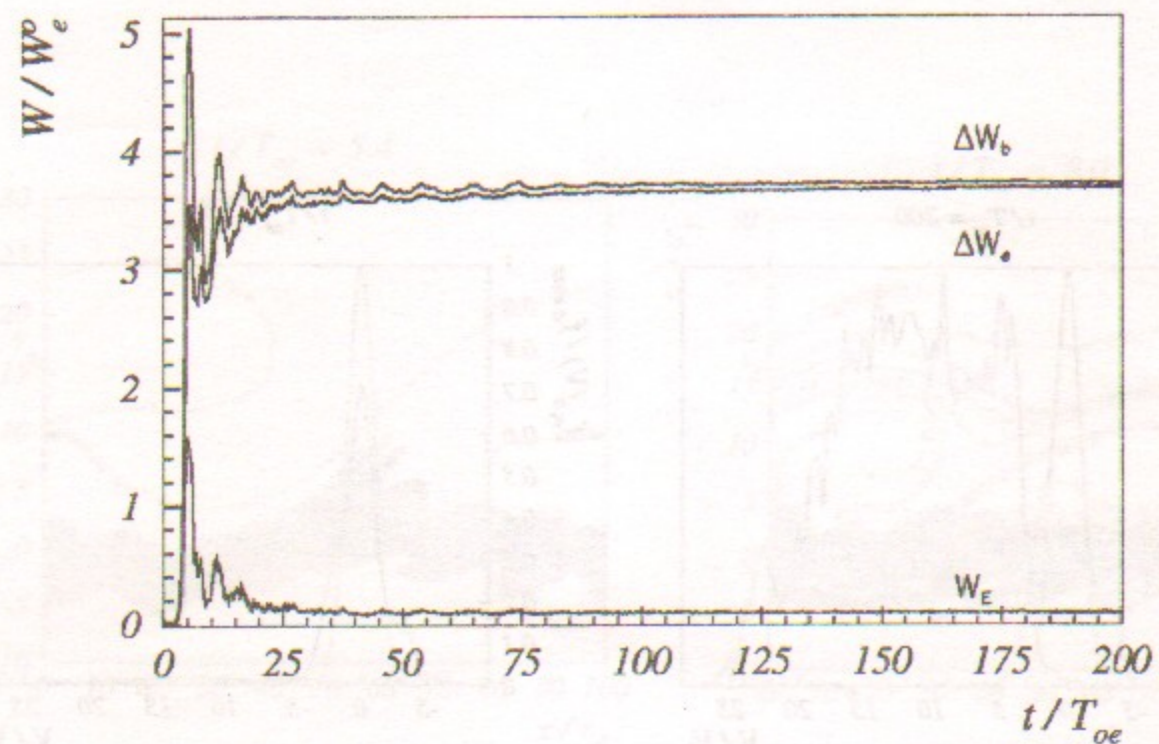


Рис. 31: Зависимость от времени энергии поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ . Случай 15.

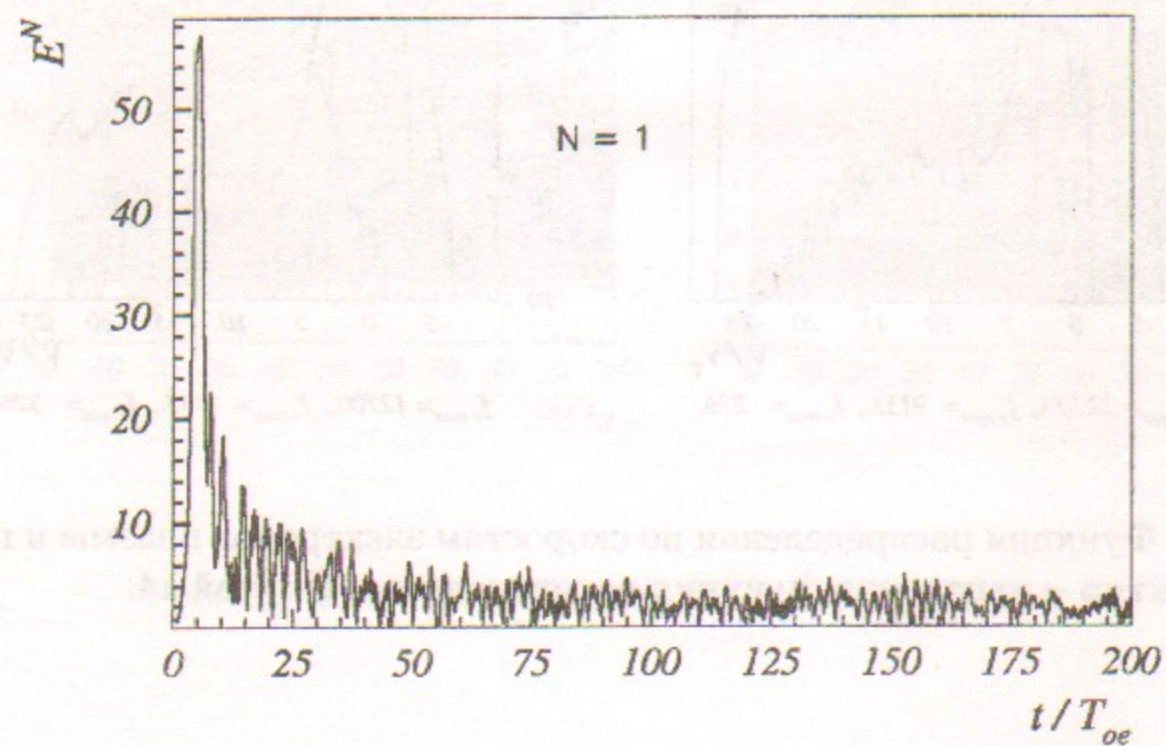


Рис. 32: Зависимость от времени амплитуды волны  $N = 1$ . Случай 15.

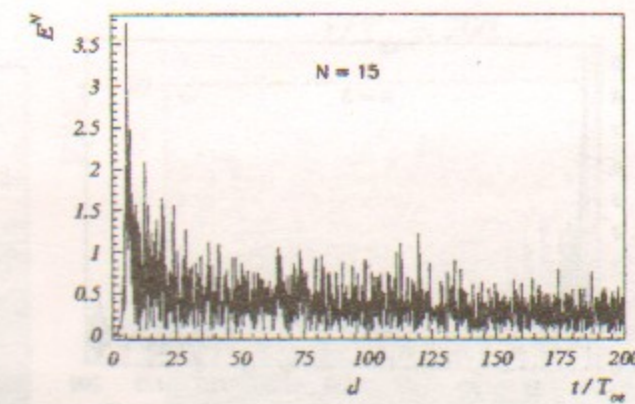
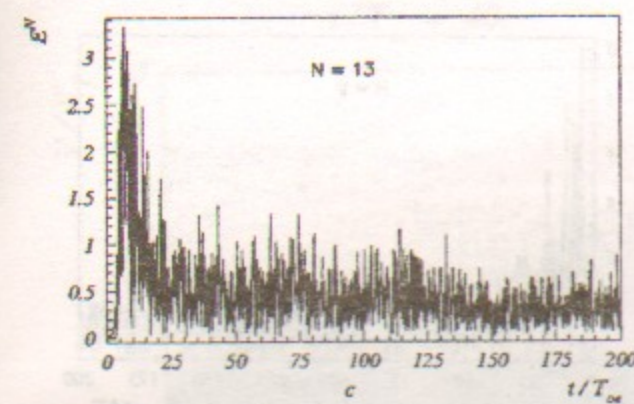
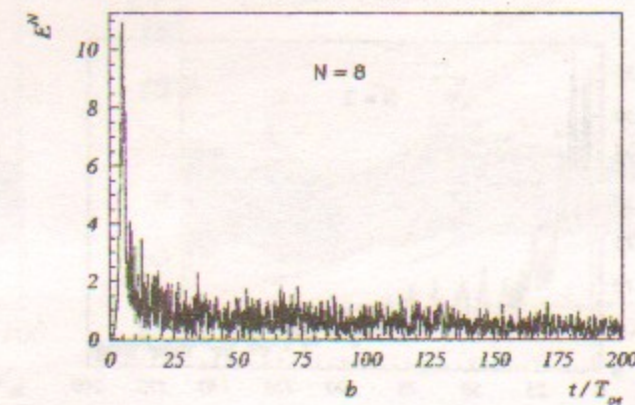
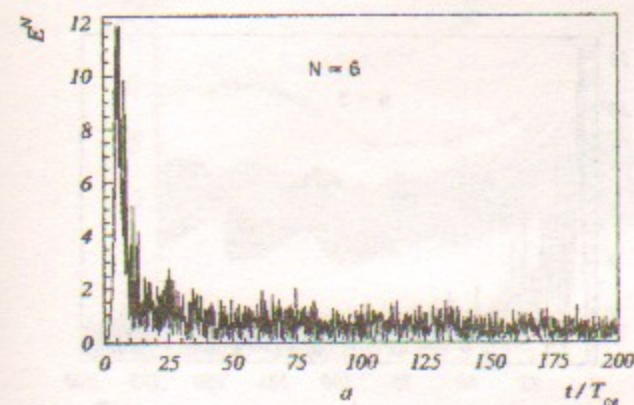


Рис. 33: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны  $N_e = 1$ . Случай 15.



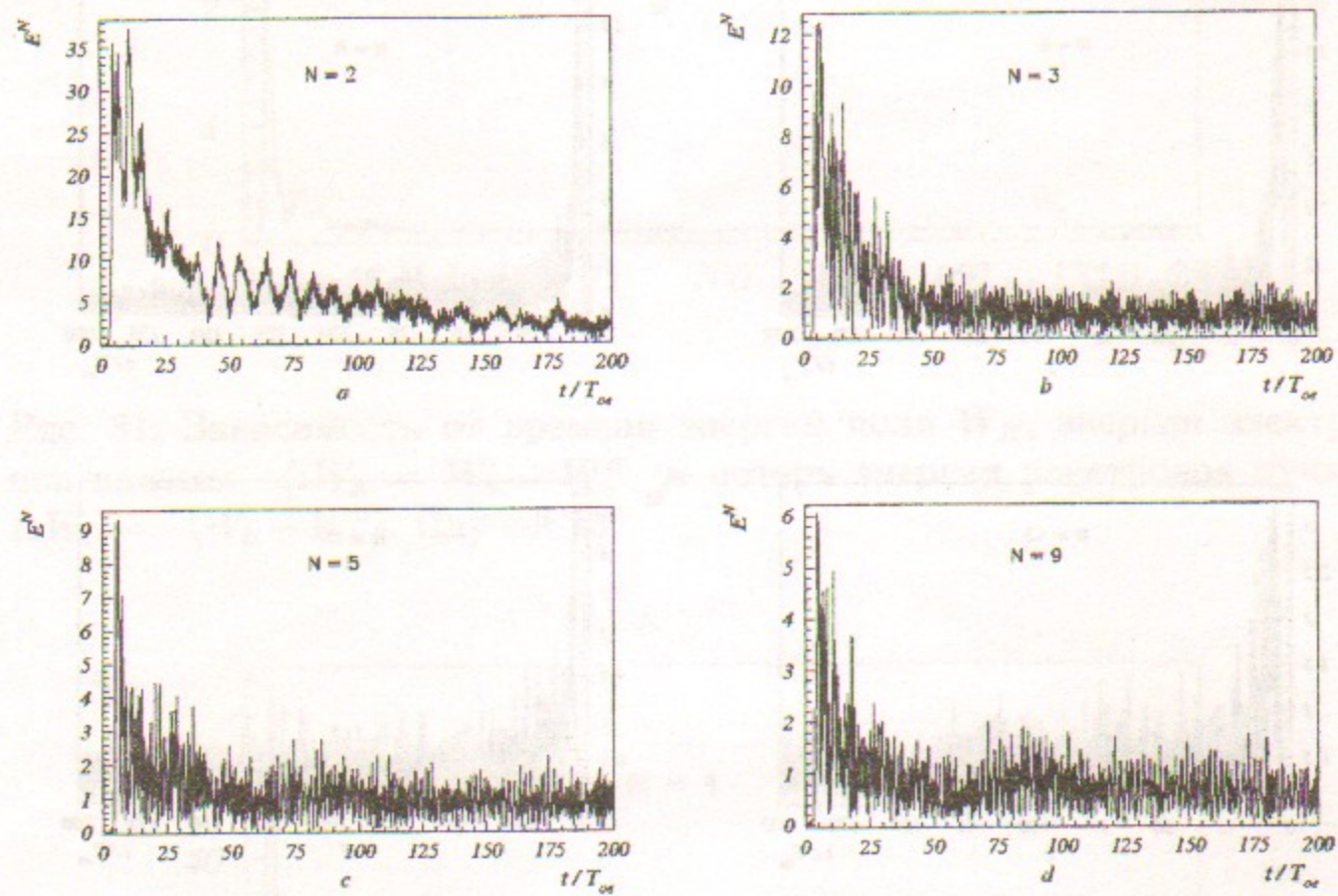


Рис. 34: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников  $N_e = 2$  и  $3$  и гармоник конверсии спутника  $N_e = 2$ . Случай 15.

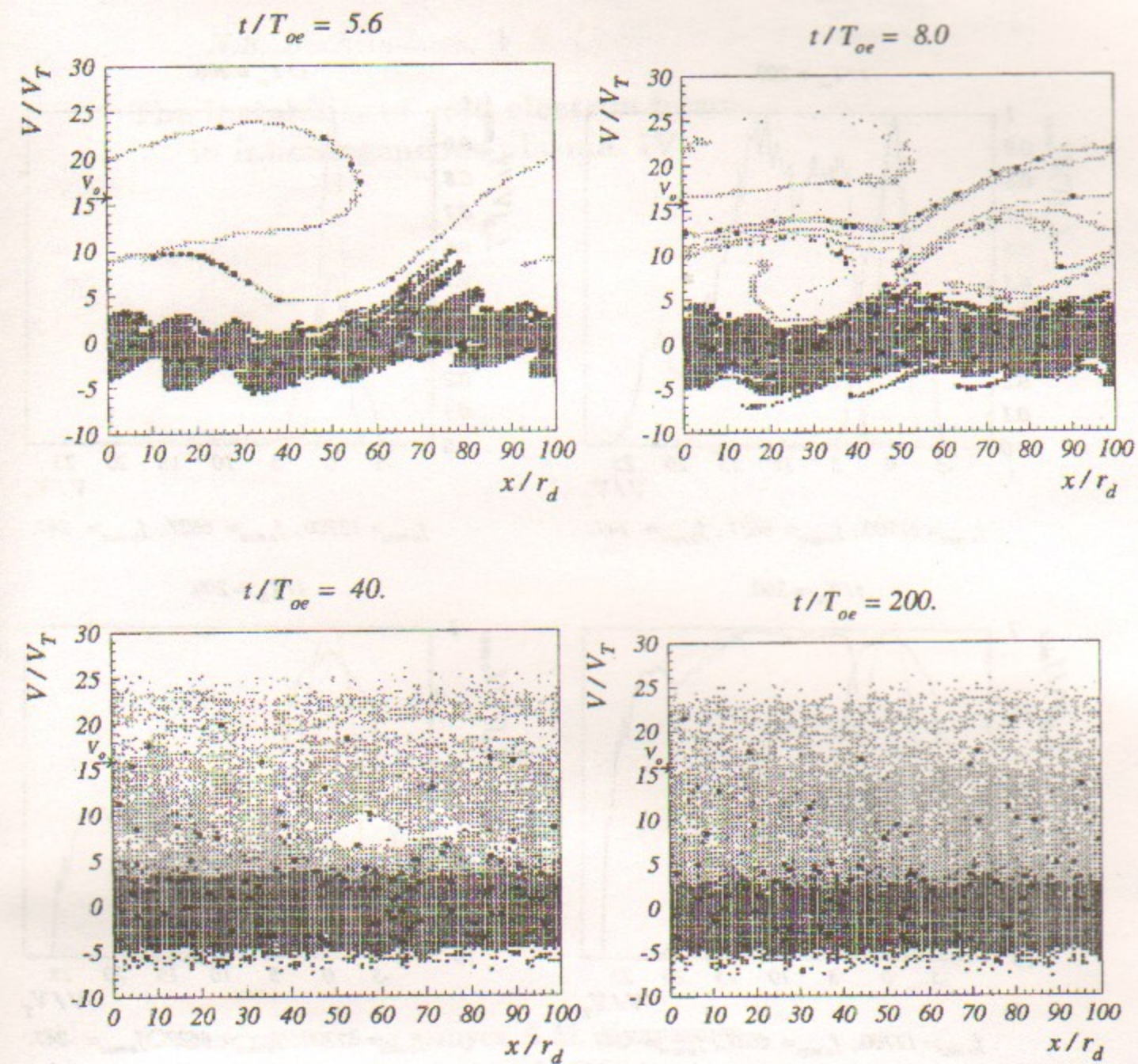


Рис. 35: Фазовые плоскости электронов. Случай 15.

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

Неустойчивость холодного электронного пучка  
в неоднородной плазме. IV

N.S. Buchelnikova, V.E. Carlin

The instability of cold electron beam  
in inhomogeneous plasma. IV

ИЯФ 2000-58

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 14.06.2000 г.

Сдано в набор 16.06.2000 г.

Подписано в печать 19.06.2000 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4.1 печ.л., 3.0 уч.-изд.л.

Тираж 130 экз. Бесплатно. Заказ № 58

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

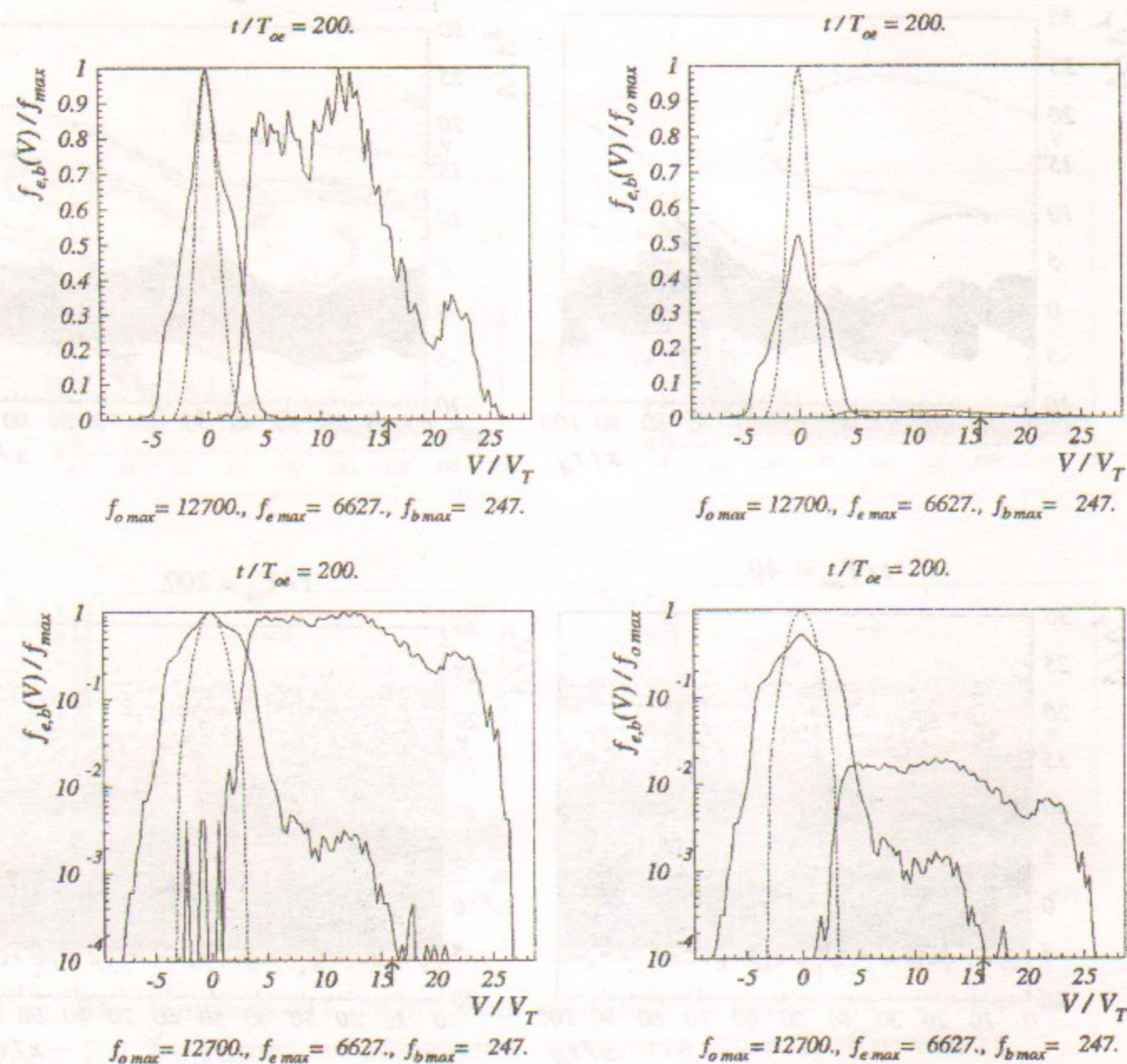


Рис. 36: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 15.