

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. VIII.

ИЯФ 2004-14

НОВОСИБИРСК
2004

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

**Неустойчивость холодного электронного пучка
в неоднородной плазме. VIII.**

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

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с параметрами $V_o/V_T = 31.8$; $n_b/n_o \sim (0.5; 1.0; 4.0) \cdot 10^{-2}$ в неоднородной плазме с коротковолновым возмущением плотности ($\lambda_i/r_d = 20$ и 14.3 ; $N_i = L/\lambda_i = 10$ и 14 ; $L/r_d = 200$) большой амплитуды ($\tilde{n}/n_o = 0, 20$ и $0, 40$). Ионы неподвижные.

Показано, что так же, как в случаях с $V_o/V_T = 15.9$, рассмотренных ранее, основную роль играют пучковая неустойчивость, неустойчивость сателлитов, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов, конверсия на возмущении плотности, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии, затухание электрического поля при развитии этой неустойчивости и поглощение его энергии электронами плазмы.

Найдено, что в случаях с $V_o/V_T = 31.8$; $n_b/n_o \geq 0.01$ энергию поглощают практически все электроны плазмы, в случаях с $V_o/V_T = 15.9$ - только ограниченное число электронов. Энергия, поглощенная электронами плазмы $\Delta W_e/W_e^o$, и эффективная температура электронов растут при увеличении скорости V_o и плотности пучка n_b/n_o , и амплитуды возмущения плотности \tilde{n}/n_o .

The instability of cold electron beam in inhomogeneous plasma. VIII.

N.S. Buchelnikova, V.E. Carlin
Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, RF

Abstract

The instability of a cold electron beam ($V_o/V_T = 31.8$; $n_b/n_o \sim (0.5; 1.0; 4.0) \cdot 10^{-2}$) in inhomogeneous plasma with short-wavelength large-amplitude density perturbation ($\lambda_i/r_d = 20$ and 14.3 ; $N_i = L/\lambda_i = 10$ and 14 ; $L/r_d = 200$; $\tilde{n}/n_o = 0.20$ and 0.40) and immobile ions was studied in numerical experiments (PIC-method).

It was shown that like the cases with $V_o/V_T = 15.9$, which were studied earlier, the main role play beam-plasma instability, the sideband instability, the large scale stochasticity of the beam electrons motion in the region of the trapping regions of the main wave and the sideband-modes, the conversion on the density perturbation, the large scale stochasticity of the plasma electron motions in the region of trapping regions of the conversion modes, the damping of the electric field due to the evolution of the stochasticity and the absorption of the electric field energy by the plasma electrons. In the cases with $V_o/V_T = 31.8$; $n_b/n_o \geq 0.01$ all the plasma electrons absorb the energy of the electric field, in the cases with $V_o/V_T = 15.9$ - only a part of the electrons. The energy, absorbed by the electrons $\Delta W_e/W_e^o$ and the effective temperature of the plasma electrons increase with increasing of the beam density n_b/n_o , the beam velocity V_o and the amplitude of the plasma density perturbation \tilde{n}/n_o .

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 [1-4], в которых исследовалась неустойчивость пучка электронов со скоростью $V_o/V_T = 15.9$ в однородной [1] и неоднородной [2-4] плазме. В работах [1-4] показано, что во всех случаях начальная стадия взаимодействия пучок-плазма определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению ленгмюровской волны – гармоник 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 [1,2].

При достаточно больших плотностях пучка на нелинейной стадии пучковой неустойчивости развивается неустойчивость сателлитов [5], которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн – гармоник основной волны с близкими к ней фазовыми скоростями.

В неоднородной плазме параллельно с пучковой неустойчивостью развивается конверсия основной волны и гармоник-сателлитов на возмущении плотности, которая приводит к возбуждению более коротковолновых прямых и обратных ленгмюровских волн с номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$ [2-4, 6-8].

Дальнейшее развитие определяется сильной стохастической неустойчивостью движения электронов пучка в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов и сильной стохастической неустойчивостью движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии, которая приводит к загуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы.

Во всех случаях развитие этих процессов приводит к формированию квазистационарных областей стохастического движения в разных областях фазовой плоскости. В районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов формируется многоволновая структура БГК-типа

[4]. В районе областей захвата гармоник конверсии с фазовыми скоростями $V_{\Phi}^N > 0$ и $V_{\Phi}^N < 0$ формируются две квазистационарные области [3,4]. Квазистационарный характер структур БГК-типа поддерживается за счет притока энергии при "размешивании" 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 "размешивании" и ускорении электронов плазмы. В результате энергия, потерянная пучком, практически полностью поглощается электронами плазмы.

Энергия поглощается в областях стохастического движения в районе $V_{\Phi}^N > 0$ и $V_{\Phi}^N < 0$. Это приводит к уширению функции распределения электронов плазмы по скорости, несимметричному в области $V > 0$ и $V < 0$, причем существуют граничные скорости $V_{гр1} > 0$ и $V_{гр2} < 0$. 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 \tilde{n}/n_o . В области $V < V_{гр1}$, $|V| < |V_{гр2}|$ температура плазмы во всех случаях, рассмотренных в работах [3,4], остается близкой к начальной.

В настоящей работе задается пучок электронов со скоростью $V_o/V_T = 31.8$, в два раза большей, чем в случаях, рассмотренных в работах [1-4]. Рассматриваются случаи с коротковолновыми возмущениями плотности ($\lambda_i/r_d = 20$ и 14.3) и большими амплитудами возмущения ($\tilde{n}/n_o \sim 0.20$ и 0.40), аналогичные случаям с $V_o/V_T = 15.9$, рассмотренным в работах [3,4].

Найдено, что в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ основную роль играют те же процессы, что и в случаях с $V_o/V_T = 15.9$. Сохраняется и характер развития этих процессов.

Основное различие связано с тем, что увеличение скорости пучка приводит к увеличению амплитуды основной волны и соответственно к увеличению амплитуды гармоник конверсии. В результате растет ширина стохастических областей и областей поглощения энергии и увеличивается эффективная температура плазмы в области $V > V_{гр1}$, $|V| > |V_{гр2}|$.

При достаточно больших плотностях пучка $n_b/n_o \geq 0.01$ и больших амплитудах основной волны и гармоник конверсии стохастические области $V > 0$ и $V < 0$ пересекаются. В результате практически все электроны плазмы поглощают энергию - функция распределения уширяется и эффективная температура растет во всей области скоростей.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной $L/r_d = 200$ с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задаётся максвелловское распределение с $T_e/T_i = 30$, обрезанное на скорости $V \sim \pm 2.8 V_T$ из за ограниченности числа счетных частиц ($N^e \sim 2 \cdot 10^5$). Ионы неподвижные ($M/m = 10^{10}$).

Задаётся холодный (монохроматический) пучок со скоростью $V_o/V_T \sim 31.8$. Для эффективного увеличения числа частиц пучка при сохранении отношения n_b/n_o применяется метод "взвешивания". "Взвешивание" эквивалентно тому что один электрон дробится на α частицы с массой m/α и зарядом e/α , но с тем же отношением e/m как у электрона, так что движение этих частиц (назовем их b-электронами) не отличается от движения электронов.

Задаётся синусоидальное возмущение плотности плазмы. Первый максимум возмущения плотности находится на $x = 0$.

Начальные параметры пучка (число электронов N^b , плотность пучка n_b , начальная энергия пучка W_b^o) и начальные параметры возмущения плотности плазмы (длина волны λ_i , номер гармоники $N_i = L/\lambda_i$, амплитуда \tilde{n}/n_o) для случаев 20-25 с $V_o/V_T \sim 31.8$ и для случаев с $V_o/V_T = 15.9$ из работы [3,4] приведены в таблице.

В соответствующих случаях, рассмотренных в настоящей работе и в работах [3,4], плотность пучка одинакова, скорость пучка различается в два раза, а энергия W_b^o/W_e^o , соответственно, в четыре раза. Параметры возмущения плотности λ_i, \tilde{n} одинаковы, различаются только номера гармоник $N_i = L/\lambda_i$.

Для сокращения времени счета в начальный момент задается затравочная ленгморовская волна малой амплитуды $E_o/(\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}) = 1$ с длиной волны $\lambda/r_d = 200$, номером гармоники $N_e = L/\lambda = 1$, и фазовой скоростью $V_\phi/V_T = 32.04$.

В начальный момент задается 100 пробных частиц ($e = m = 0, e/m$ то же, что и у электрона). Задаются распределения пробных частиц на фазовой плоскости: 20 частиц с $V_N^o = 31.8V_T = V_o$, равномерно распределенные в интервале $x/r_d \sim 40 - 120$; 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 в интервале $x/r_d \sim 0 - 200$.

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

Отметим, что в тексте и на рисунках напряженность поля E и амплитуда гармоник E^N нормируется на mr_d/eT_{oe}^2 .

Начальные параметры.

$$L/r_d = 200; V_o/V_T \sim 31.83; N^{b'} = 2 \cdot 10^4$$

Случай	20	21	22	23	24	25
N^b	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
W_b^o/W_e^o	5.187	5.187	10.375	10.375	41.498	41.498
λ_i/r_d	20	20	14.3	14.3	14.3	14.3
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40

Эти случаи сравниваются со случаями, рассмотренными в работе [3,4].

$$L/r_d = 100; V_o/V_T \sim 15.92; N^{b'} = 1 \cdot 10^4$$

Случай	6[3]	7[3]	10[4]	11[4]	14[4]	15[4]
N^b	$0.5 \cdot 10^3$	$0.5 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
W_b^o/W_e^o	1.297	1.297	2.594	2.594	10.375	10.375
λ_i/r_d	20	20	14.3	14.3	14.3	14.3
N_i	5	5	7	7	7	7
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40

V_o - начальная скорость пучка; $N^b, N^{b'}$ - число электронов и число b-электронов пучка; n_b - плотность электронов пучка; $\lambda_i, N_i, \tilde{n}$ - длина волны, b - номер гармоники и амплитуда возмущения плотности.

Рассмотрим случаи 20 ÷ 25. В этих случаях задан пучок с $V_o/V_T = 31.8$

Кривые, описывающие случай 20, приведены на Рис.1 ÷ 5, случай 21 - на Рис.6 ÷ 12, случай 22 - на Рис.13 ÷ 18, случай 23 - на Рис.19 ÷ 25, случай 24 - на Рис.26 ÷ 31, случай 25 - на Рис.32 ÷ 38.

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_{omax} , в линейном и логарифмическом масштабе.

Подобно случаям, рассмотренным в работах [1-4], в случаях 20-25 начальная стадия определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению основной волны -гармоники $N_e = 1$ с длиной волны $L/r_d = 200$ (Рис 2,7,14,20,27,33). Нелинейная стадия неустойчивости определяется захватом электронов пучка, что видно по фазовым плоскостям электронов (Рис 4,10,17,23,30,36).

В таблице 1 приведены t_{max}^I, E_{max}^I – время достижения первого максимума кривой $E^I(t)$ и максимальная амплитуда, максимальные значения $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в первом максимуме ($t_{max} \sim t_{max}^I$), а также V_{zmax}^I ($V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$), $T_B = 2\lambda/V_{zmax}^I$ и плотность энергии $E_{max}^2/8\pi n_o T$.

Таблица 1. Амплитуда волны $N_e = 1$ и энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в первом максимуме кривой $E^N(t)$ или $W(t)$. $V_o/V_T = 31.8$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
W_b^o/W_e^o	5.187	5.187	10.375	10.375	41.498	41.498
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
t_{max}^I/T_{oe}	8.5	9.0	7.4	7.6	5.9	6.1
E_{max}^I	43.6	34.6	66.1	53.5	143.7	128.6
V_{zmax}^I/V_T	11.86	10.56	14.60	13.14	21.53	20.37
T_B/T_{oe}	5.4	6.0	4.4	4.9	3.0	3.1
$E_{max}^2/8\pi n_o T$	0.61	0.38	1.39	0.91	6.59	5.28
$\Delta W_b/W_e^o$	1.61	1.82	3.76	3.72	20.22	19.70
W_E/W_e^o	0.66	0.48	1.53	1.12	8.32	6.86
$\Delta W_e/W_e^o$	0.94	1.34	2.22	2.76	11.94	13.20
$\Delta W_b/W_b^o$	0.31	0.35	0.36	0.36	0.49	0.48
W_E/W_b^o	0.13	0.09	0.15	0.11	0.20	0.17
$\Delta W_e/W_b^o$	0.18	0.26	0.21	0.27	0.29	0.32

n_b, W_b^o - начальная плотность и энергия электронов пучка; E_{max}^I - максимальная амплитуда волны $N_e = 1$ в $t = t_{max}^I$; E - нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$, $V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$; $T_B = \frac{2\pi}{k\sqrt{e\phi/m}} = 2\lambda/V_z$ - период оборота захваченных электронов; $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ - потери энергии электронов пучка; W_E - энергия электрического поля; $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ - энергия электронов плазмы.

В таблице 2 сравниваются случаи 20-25 с $V_o/V_T = 31.8$ со случаями, рассмотренными в работах [3,4], которые отличаются только скоростью пучка $V_o/V_T = 15.9$. В таблице 2 приводятся отношения $(t_{max}^I)_r$, $(E_{max}^I)_r, \dots$ величин из таблицы 1 к соответствующим величинам в соответствующих случаях с $V_o/V_T = 15.9$. Например, $(E_{max}^I)_r$ в первом столбце таблицы 2 соответствует отношению E_{max}^I в случае 20 к E_{max}^I в случае 6 из работы [3].

Таблица 2. Отношение параметров из таблицы 1 в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].
 $(V_o/V_T)_r = 31.8/15.9 = 2.0$; $(W_b^o/W_e^o)_r = 4.0$

Случай	20/6[3]	21/7[3]	22/10[4]	23/11[4]	24/14[4]	25/15[4]
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
λ_i/r_d	20	20	14.3	14.3	14.3	14.3
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
$(t_{max}^I/T_{oe})_r$	1.12	1.11	1.12	1.13	1.09	1.09
$(E_{max}^I)_r$	2.03	1.89	2.03	1.98	2.08	2.26
$(W_b^o/W_e^o)_r$	4.03	3.85	4.09	3.88	3.99	3.92
$(W_E/W_e^o)_r$	4.13	3.20	4.14	3.86	4.22	4.34
$(\Delta W_e/W_e^o)_r$	4.09	3.91	4.04	3.94	3.86	3.73
$(\Delta W_b/W_b^o)_r$	1.0	0.97	1.0	0.97	1.0	0.97
$(W_E/W_b^o)_r$	1.07	0.84	1.06	0.98	1.05	1.10
$(\Delta W_e/W_b^o)_r$	1.0	0.96	1.0	0.99	0.96	0.94

$(t_{max}^I/T_{oe})_r, (E_{max}^I)_r, \dots$ - отношение $t_{max}^I/T_{oe}, E_{max}^I, \dots$ в случае $V_o/V_T = 31.8$ к $t_{max}^I/T_{oe}, E_{max}^I, \dots$ в случае с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]; и см Пояснения к таблице 1.

Из таблицы 2 видно, что при изменении скорости пучка в два раза t_{max}^I меняется незначительно, а E_{max}^I во всех случаях возрастает примерно в два раза, то есть примерно пропорционально V_o . Отметим, что это согласуется с теорией [9,10], согласно которой $E_{max} \sim V_o(n_b/n_o)^{2/3}$.

Из таблицы 2 видно, что доля энергии, потерянная пучком $\Delta W_b/W_b^o$ в первом максимуме, практически не зависит от V_o , а $\Delta W_b/W_b^o$, пропорциональная W_b^o , меняется примерно в 4 раза, т.е. пропорционально V_o^2 .

Подобно случаям, рассмотренным в работах [3,4], в случаях 20-25 параллельно с пучковой неустойчивостью развивается 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 20,21 с $N_i = 10$ это гармоники $N_e \pm N_i = -9$ и 11, $N_e \pm 2N_i = -19$ и 21. В случаях 22-25 $N_i = 14$ и

гармоники конверсии $N_e \pm N_i = -13$ и 15 , $N_e \pm 2N_i = -27$ и 29 (знаком “-” обозначены обратные волны).

Кривые $E^N(N)$ для этих гармоник приведены на Рис.3,8,15,21,28,34. В таблице 3 приведены t_{max}^N , E_{max}^N – время достижения максимума и максимальная амплитуда основных гармоник конверсии, а также

$$V_{зmax}^N = 2\sqrt{\frac{eE^N \lambda^N}{m \cdot 2\pi}}.$$

Таблица 3. Амплитуда основной волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии в максимуме кривой $E^N(t)$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
t_{max}^I/T_{oe}	8.5	9.0	7.4	7.6	5.9	6.1
E_{max}^I	43.6	34.6	66.1	53.5	143.7	128.6
$N = N_e + N_i$	11	11	15	15	15	15
t_{max}^N/T_{oe}	10.0*; 21.3	10.4	8.2	7.7	6.0	5.2
E_{max}^N	8.0*; 10.1	11.1	7.7	10.9	11.2	13.4
$V_{зmax}^N/V_T$	1.53*; 1.72	1.80	1.29	1.53	1.55	1.70
$N = N_e + 2N_i$	21	21	29	29	29	29
t_{max}^N/T_{oe}	21.1	14.0	10.6	11.7	9.5	6.1
E_{max}^N	2.3	3.0	1.9	3.1	2.8	2.5
$V_{зmax}^N/V_T$	0.60	0.68	0.46	0.58	0.55	0.53
$N = N_e - N_i$	-9	-9	-13	-13	-13	-13
t_{max}^N/T_{oe}	14.6	13.0	11.9	8.1	9.9	5.3
E_{max}^N	15.7	15.7	12.2	11.2	13.2	19.6
$V_{зmax}^N/V_T$	2.32	2.33	1.74	1.66	1.81	2.21
$N = N_e - 2N_i$	-19	-19	-27	-27	-27	-27
t_{max}^N/T_{oe}	14.9	13.4	14.4	9.4	6.4	6.9
E_{max}^N	2.4	4.5	2.8	3.5	2.0	3.8
$V_{зmax}^N/V_T$	0.61	0.83	0.58	0.65	0.49	0.67

* первый максимум кривой $E^N(t)$. E_{max}^N максимальная амплитуда гармоники с номером N в $t = t_{max}^N$; E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$; $V_{з}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^N\lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$.

В таблице 4 приведены длины волн и фазовые скорости гармоник, а также верхняя ($V_{\Phi}^N + V_{зmax}^N$) и нижняя ($V_{\Phi}^N - V_{зmax}^N$) границы областей захвата гармоник конверсии в $t = t_{max}^N$.

Таблица 4. Длины волн, фазовые скорости и $V_{\Phi}^N \pm V_3^N$
гармоник-спутников и гармоник конверсии
 $N = N_e \pm \beta N_i$ ($N_e = 1$, $\beta = 1$ и 2 , $N_i = 10$ и 14)

N	1	2	3	4	9	11	13	15	19	21	27	29	
λ^N/r_d	200	100	66.7	50	22.2	18.2	15.4	13.3	10.5	9.5	7.4	6.9	
V_{Φ}^N/V_T	31.88	16.01	10.75	8.14	-3.94	3.37	-3.00	2.74	-2.41	2.30	-2.10	2.05	
Случай	1. $(V_{\Phi}^N + V_3^N)/V_T$ и 2. $(V_{\Phi}^N - V_3^N)/V_T$												
20	1.	43.7	19.7			-1.6	5.1			-1.8	2.9		
	2.	20.0	12.3			-6.3	1.7			-3.0	1.7		
21	1.	42.4	19.9			-1.6	5.2			-1.6	3.0		
	2.	21.3	12.1			-6.3	1.6			-3.2	1.6		
22	1.	46.5	23.0	13.3				-1.3	4.0			-1,5	2,5
	2.	17.3	9.1	8.2				-4.7	1.5			-2.7	1.6
23	1.	45.0	21.5					-1.3	4.3			-1.5	2.6
	2.	18.7	10.6					-4.7	1.2			-2.8	1.5
24	1.	53.4	28.2	15.8	11.5			-1.2	4.3			-1.6	2.6
	2.	10.4	3.8	5.7	4.7			-4.8	1.2			-2.6	1.5
25	1.	52.3	28.2	16.5	11.8			-0.8	4.4			-1.4	2.6
	2.	11.5	3.9	5.0	4.5			-5.2	1.0			-2.8	1.5

$N = L/\lambda^N$ - номер гармоники; λ^N, V_{Φ}^N - длина волны и фазовая скорость гармоники; $V_3^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eEN\lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$.

На развитие гармоник конверсии заметное влияние оказывает их затухание. По фазовым плоскостям электронов (Рис.4,10,17,23,30,36) видно, что уже в $t/T_{oe} \leq t_{max}^N$ основные гармоники конверсии начинают захватывать электроны плазмы. Ускорение электронов при захвате и приводит к затуханию. С ростом плотности пучка и амплитуды возмущения плотности растет скорость развития гармоник конверсии [2,4] и их максимальные амплитуды (таблица 3), соответственно быстрее развивается захват электронов и растет скорость затухания.

В таблице 5 сравниваются случаи 20-25 с $V_o/V_T = 31.8$ со случаями с $V_o/V_T = 15.9$, рассмотренными в работах [3,4]. В таблице 5 приводятся отношения $(t_{max}^N)_r$, $(E_{max}^N)_r$ основных гармоник конверсии в случаях 20-25 к соответствующим величинам в соответствующих случаях с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

Из таблицы 5 видно, что при увеличении V_o в два раза t_{max}^N меняется незначительно, а E_{max}^N возрастают. Поскольку E_{max}^N пропорциональна

E_{max}^I [4], можно было ожидать, что E_{max}^N будет меняться пропорционально V_o . Действительно, из таблицы 5 видно, что в случаях 20, 21 (E_{max}^N)_r близко к 2, в случаях 22,23 -лежит в пределах 1.6-2.4, но в случаях 24,25 (E_{max}^N)_r $\sim 1.2 - 1.7$ заметно меньше 2. Это обусловлено ростом скорости затухания при увеличении плотности пучка.

Таблица 5. Отношение максимальных амплитуд гармоник конверсии в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ (таблица 3) к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].
(V_o/V_T)_r = 2.0

Случай	20/6[3]	21/7[3]	22/10[4]	23/11[4]	24/14[4]	25/15[4]
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
λ_i/r_d	20	20	14.3	14.3	14.3	14.3
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
$N = N_e + N_i$						
$(t_{max}^N/T_{oe})_r$	0.81*; 1.73	1.12	0.86	1.10	1.09	1.04
$(E_{max}^N)_r$	1.90*; 2.40	1.94	1.61	1.87	1.40	1.23
$N = N_e - N_i$						
$(t_{max}^N/T_{oe})_r$	1.11	1.04	1.04	1.16	1.32	1.08
$(E_{max}^N)_r$	1.74	1.52	2.40	1.57	1.31	1.65

* по первому максимуму кривой $E^N(t)$ в случае 20. $(t_{max}^N/T_{oe})_r$, $(E_{max}^N)_r$ - отношение t_{max}^N/T_{oe} , E_{max}^N в случае с $V_o/V_T = 31.8$ к t_{max}^N/T_{oe} , E_{max}^N в случае с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

Ранее было показано, что на нелинейной стадии пучковой неустойчивости возможна неустойчивость спутников, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн - гармоник основной волны с фазовыми скоростями, близкими к фазовой скорости основной волны V_{Φ}^I [1,4].

Возбуждение спутников связано с переходом части электронов пучка (b-электронов), захваченных основной волной $N_e = 1$, в захват гармоникой-спутником. Скорость роста спутников зависит от параметра $\alpha = V_{\Phi}^I / (V_{\Phi}^I - V_{\Phi}^N)$ и растет при увеличении амплитуды волны $N_e = 1$ и уменьшении V_{Φ}^I . Развитие неустойчивости спутников приводит к сильной стохастической неустойчивости движения b-электронов в районе областей захвата основной волны и гармоник-спутников [1].

Неустойчивость спутников играет роль и в рассматриваемых случаях 20-25. Эта неустойчивость приводит к возбуждению гармоник с номерами $N_e = 2, 3, \dots$ Длины волн и фазовые скорости этих гармоник приведены в таблице 4. Конверсия гармоник-спутников приводит к возбуж-

дению соответствующих гармоник с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$. Основные гармоники конверсии для $N_e = 2$, $N_i = 10$ $N_e \pm N_i = -8$ и 12 , для $N_e = 2$, $N_i = 14$ $N_e \pm N_i = -12$ и 16 .

Кривые $E^N(t)$ для спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии $(N_e = 2) \pm N_i$ приведены на Рис.9,16,22,29,35, а t_{max}^N , E_{max}^N , $V_{зmax}^N$ гармоник-спутников приведены в таблице 6. В таблице 4 приведены верхние $V_{\Phi}^N + V_{зmax}^N$ и нижние $V_{\Phi}^N - V_{зmax}^N$ границы областей захвата гармоник-спутников.

Таблица 6. Амплитуда основной волны $N_e = 1$ и гармоник-спутников в максимуме кривой $E^N(t)$.

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
t_{max}^I/T_{oe}	8.5	9.0	7.4	7.6	5.9	6.1
E_{max}^I	43.6	34.6	66.1	53.5	143.7	128.6
$V_{зmax}^I/V_T$	11.86	10.56	14.60	13.14	21.53	20.37
t_{max}^{II}/T_{oe}	192.2	27.9	189.6	36.8	7.0	11.7
E_{max}^{II}	8.4	9.3	29.9	18.5	92.5	91.0
$V_{зmax}^{II}/V_T$	3.68	3.87	6.94	5.46	12.21	12.16
t_{max}^{III}/T_{oe}			171.9		8.6	13.7
E_{max}^{III}			6.2		23.5	31.2
$V_{зmax}^{III}/V_T$			2.58		5.03	5.79
t_{max}^{IV}/T_{oe}					16.0	15.0
E_{max}^{IV}					14.3	16.6
$V_{зmax}^{IV}/V_T$					3.40	3.66

E_{max}^N - максимальная амплитуда гармоники с номером N в $t = t_{max}^N$; E - нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$; $V_{з}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{\epsilon E^N \lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$.

При увеличении плотности пучка n_b/n_o амплитуда основной волны растет. В результате в случаях 22-25 спутник $N_e = 2$ развивается уже на начальной стадии пучковой неустойчивости, спутник $N_e = 3$ в случае 22 развивается в $t/T_{oe} > 100$, а в остальных случаях почти одновременно с $N_e = 2$ (Рис.16,22,29,35). Захват б-электронов гармониками-спутниками и развитие сильной стохастической неустойчивости движения б-электронов можно видеть по фазовым плоскостям в случаях 22,23 в $t/T_{oe} \geq 16$ (Рис.17,23), в случаях 24,25 в $t/T_{oe} \geq 10$ (Рис.30,36).

Перераспределение б-электронов между основной волной $N_e = 1$ и спутником $N_e = 2$ в случаях 22,24,25 приводит к тому, что амплитуда

гармоники $N_e = 2$ становится больше, чем у $N_e = 1$, и она начинает играть роль основной волны. Это видно из сравнения кривых $E^N(t)$ $N_e = 1$ и 2 (Рис.14,27,33 и Рис.16,29,35), а также из таблицы 7, в которой приведены средние E_{cp}^N и максимальные E_{mx}^N амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник-сателлитов в интервале времени $t/T_{oe} \sim 180 - 200$.

Таблица 7. Средние и максимальные амплитуды основной волны $N_e = 1$ и гармоник-сателлитов в $t/T_{oe} \sim 180 - 200$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
E_{cp}^I	2.8	1.5	14.8	7.2	27.5	16.0
E_{mx}^I	4.0	2.7	17.2	10.5	33.0	20.6
E_{cp}^{II}	5.0	1.0	23.3	3.0	46.5	42.0
E_{mx}^{II}	8.4	2.6	29.6	6.5	49.0	45.0
E_{cp}^{III}			4.2		2.9	5.0
E_{mx}^{III}			6.1		5.7	8.6
E_{cp}^{IV}					3.2	1.5
E_{mx}^{IV}					6.5	3.4

E_{cp}^N , E_{mx}^N - средняя и максимальная амплитуда гармоники с номером N в интервале времени $t/T_{oe} \sim 180 - 200$; E - нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$.

Ранее было показано, что развитие пучковой неустойчивости в отсутствие сателлитной приводит к формированию волны БГК, а при параллельном развитии сателлитной неустойчивости – к формированию многоволновой структуры БГК-типа [4,12]. Это наблюдается и в случаях 20-25. В этих случаях конверсия приводит к затуханию волны $N_e = 1$ и гармоник-сателлитов. Однако, полного затухания не происходит – через некоторое время амплитуда волны $N_e = 1$ и сателлитов устанавливается на некотором постоянном в среднем уровне или очень медленно затухает (кроме $N_e = 2$ в случае 20) (Рис.2,7,14,20,27,33, Рис.9,16,22,29,35; таблица 7). Это показывает что устанавливается квазистационарное состояние – многоволновая структура БГК-типа (подробнее см [4]). В работе [4] показано, что квазистационарное состояние устанавливается в результате развития сильной стохастической неустойчивости движения б-электронов и конверсии. Сильная стохастическая неустойчивость приводит к "размешиванию" на фазовой плоскости и замедлению (в среднем) б-электронов, в результате чего энергия передается в электрическое поле волны $N_e = 1$ и гармоник-сателлитов, а конверсия приводит к потере энергии волной и гармониками.

В работах [3,4] 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 (назовем их р-электроны), которая приводит к ускорению (в среднем) р-электронов и к поглощению ими энергии электрического поля. Это компенсирует приток энергии от конверсии и приводит к установлению квазистационарного состояния. Установление квазистационарного состояния наблюдается и в рассматриваемых случаях 20-25. Действительно, по кривым $E^N(t)$ (Рис.3,8,15,21,28,34) видно, что полного затухания гармоник конверсии не происходит, через некоторое время амплитуды гармоник конверсии становятся в среднем постоянными. Средние E_{cp}^N и максимальные E_{mx}^N амплитуды гармоник конверсии в интервале $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ приведены в таблице 8.

Таблица 8. Средние и максимальные амплитуды основной волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии в $t/T_{oe} \sim 180 - 200$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
E_{cp}^I	2.8	1.5	14.8	7.2	27.5	16.0
E_{mx}^I	4.0	2.7	17.2	10.5	33.0	20.6
$N = N_e + N_i$	11	11	15	15	15	15
E_{cp}^N	0.9	0.5	1.0	0.5	0.4	0.5
E_{mx}^N	1.6	1.3	1.8	1.2	1.2	0.8
$N = N_e + 2N_i$	21	21	29	29	29	29
E_{cp}^N	0.3	0.3	0.4	0.4	0.2	0.2
E_{mx}^N	0.7	0.8	1.0	1.0	0.6	0.4
$N = N_e - N_i$	-9	-9	-13	-13	-13	-13
E_{cp}^N	0.5	0.5	1.2	0.8	0.5	0.5
E_{mx}^N	1.5	1.1	2.3	1.5	1.0	1.0
$N = N_e - 2N_i$	-19	-19	-27	-27	-27	-27
E_{cp}^N	0.3	0.3	0.4	0.6	0.2	0.2
E_{mx}^N	0.7	0.8	1.0	1.0	0.7	0.5

$E_{\text{cp},\text{mx}}^N$ - средняя и максимальная амплитуда гармоники с номером N в интервале времени $t/T_{oe} \sim 180 - 200$; E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$.

В работах [2-4] показано, что в плазме формируются три области стохастического движения р-электронов на фазовой плоскости: в районе об-

ластей захвата гармоник конверсии с $V_{\Phi}^N > 0$ (назовем ее стохастическая область $V > 0$), с $V_{\Phi}^N < 0$ (назовем ее стохастическая область $V < 0$), а также в районе областей захвата возмущения плотности с $V_{\Phi}^i = 0$ (i-область). То же наблюдается и в случаях 20-25.

Границы стохастических областей можно оценить по максимальным и минимальным скоростям V_N^{max} , V_N^{min} групп пробных частиц с начальной скоростью $V_N^o/V_T = 2.84$; $V_N^o/V_T = -2.84$ и $V_N^o/V_T = 0$ (на фазовых плоскостях Рис.4,10,17,23,30,36 пробные частицы с $V_N^o/V_T = 2.84$; $V_N^o/V_T = -2.84$ показаны черными кружками). Внешние границы можно также оценить по максимальным и минимальным скоростям V_{max}^e , V_{min}^e электронов плазмы, которые приведены в таблице 9. В этой таблице приведены также максимальные и минимальные скорости V_{max}^b , V_{min}^b b-электронов, которые соответствуют верхней и нижней границе области стохастического движения b-электронов (b-области).

Таблица 9. Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы в $t/T_{oe} = 200$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
V_{max}^b/V_T	40.82	40.12	49.84	50.58	55.59	55.07
V_{min}^b/V_T	14.00	12.10	5.62	11.68	-3.46	-3.96
V_{max}^e/V_T	7.85	8.71	7.08	7.97	48.68	39.98
V_{min}^e/V_T	-8.21	-8.19	-6.37	-7.61	-9.93	-13.75

V_{max}^b , V_{min}^b - максимальная и минимальная скорость электронов пучка; V_{max}^e , V_{min}^e - максимальная и минимальная скорость электронов плазмы.

Границы стохастических областей $V > 0$, $V < 0$ и i-области приведены в таблице 10. В таблице 10 приведена также ширина областей стохастического движения – оценка по пробным частицам δV_N или по пробным частицам и p-электронам δV_e .

Из таблицы 10 видно, что во всех случаях i-область пересекается с областями $V > 0$ и $V < 0$. Во всех случаях, кроме случая 20, пересекаются и области $V > 0$ и $V < 0$ – частицы с $V_N^o/V_T = 2.84$ попадают в область $V < 0$, а частицы с $V_N^o/V_T = -2.84$ попадают в область $V > 0$, причем число таких частиц в случаях 22-25 $\sim 15 - 40\%$ частиц в группе ΔN_o . В случаях, рассмотренных в работах [3,4], число частиц не превышает $2.5 - 22.5\% \Delta N_o$.

Таблица 10. Границы и ширина стохастических областей в плазме

$$t/T_{oe} = 200$$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
V_o^2/V_T	0.89	1.26	0.89	1.26	0.89	1.26
Границы Область $V > 0$. $V_N^o/V_T = 2.84$						
Верхняя						
V_N^{max}/V_T	4.24	3.55	6.17	6.06	34.00	36.75
V_{max}^e/V_T	7.85	8.71	7.08	7.97	48.68	39.98
Нижняя						
V_N^{min}/V_T	-0.45	-3.66	-2.53	-3.60	-3.60	-5.06
Ширина области						
$\delta V_N/V_T$	4.69	7.21	8.70	9.66	37.60	41.81
$\delta V_e/V_T$	8.30	12.37	9.61	11.57	52.22	45.04
i-область $V_N^o = 0$						
Верхняя						
V_N^{max}/V_T	3.50	3.50	3.41	4.54	6.99	38.48*; 7.42
Нижняя						
V_N^{min}/V_T	-1.60	-5.06	-3.70	-4.05	-4.65	-6.40
Ширина области						
$\delta V_N/V_T$	5.10	8.56	7.12	8.59	11.64	44.88; 13.82
Область $V < 0$. $V_N^o/V_T = -2.84$						
Верхняя						
V_N^{max}/V_T	-1.08	1.57	2.64	3.28	4.68	5.71
Нижняя						
V_N^{min}/V_T	-6.47	-5.93	-5.17	-5.67	-6.67	-7.29
V_{min}^e/V_T	-8.21	-8.19	-6.37	-7.61	-9.93	-13.75
Ширина области						
$\delta V_N/V_T$	5.39	7.50	7.81	8.95	11.35	13.00
$\delta V_e/V_T$	7.13	9.76	9.01	10.89	14.61	19.41

* - одна частица.

$V_{zo}^i = 2\sqrt{\frac{e\phi_i}{m}} \approx 2\left(\frac{\tilde{n}}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}}V_T$. 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; $\delta V_e = (V_{max}^e - V_{min}^e)$ или $(V_N^{max} - V_{min}^e)$ - ширина области по пробным частицам и электронам.

Случай	22	23	24	25
ΔN_1	6	13	14	14
ΔN_2	11	16	13	12
Случай	10[4]	11[4]	14[4]	15[4]
ΔN_1	1	2	1	8
ΔN_2	—	3	1	9

$\Delta N_o = 40$ - число частиц в группе; ΔN_1 - число частиц с $V_N^o/V_T = 2.84$ с $V < 0$ в $t/T_{oe} = 200$; ΔN_2 - число частиц с $V_N^o/V_T = -2.84$ с $V > 0$ в $t/T_{oe} = 200$.

Пересечение стохастических областей $V > 0$ и $V < 0$ показывает, что сильная стохастическая неустойчивость движения р-электронов развивается во всей области фазовой плоскости, занятой р-электронами.

Отметим, что в случаях 24,25 стохастическая область $V > 0$ пересекается и с b-областью, так что некоторое число р-электронов ускоряется до больших скоростей, а b-электроны попадают в область $V > 0$, i-область и даже в область $V < 0$ (таблица 9,10).

Можно было ожидать, что увеличение скорости пучка V_o приведет к расширению стохастических областей. Действительно, с ростом V_o растут амплитуды основной волны (таблица 2) и гармоник конверсии (таблица 5) и соответственно растут области захвата этих гармоник и ширина областей стохастического движения. Сравнение V_N^{max} , V_N^{min} в случаях 20-25 (таблица 10) и в случаях с $V_o/V_T = 15.9$ ([3] таблица 7, [4] таблица 10) показывает, что при увеличении скорости пучка V_N^{max} во всех областях растут, V_N^{min} уменьшаются, а ширина областей соответственно растет. Это видно из таблицы 11, в которой приведены отношения ширины

Таблица 11. Отношение ширины стохастических слоев в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ (таблица 10) к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]. $(V_o/V_T)_r = 2.0$

Случай	20/6[3]	21/7[3]	22/10[4]	23/11[4]	24/14[4]	25/15[4]
Область $V > 0$.						
$(\delta V_N/V_T)_r$	1.4	1.2	1.8	1.5	2.3	1.8
$(\delta V_e/V_T)_r$	1.5	1.6	1.7	1.3	2.2	1.9
i-область						
$(\delta V_N/V_T)_r$	2.0	1.4	1.8	1.1	1.9	1.5
Область $V < 0$.						
$(\delta V_N/V_T)_r$	1.2	1.1	1.9	1.6	1.4	1.2
$(\delta V_e/V_T)_r$	1.7	1.5	2.2	1.4	1.6	1.7

δV_N , δV_e - пояснения см таблицу 10. $(\delta V_N/V_T)_r$, $(\delta V_e/V_T)_r$ - отношения соответствующих величин в случае с $V_o/V_T = 31.8$ к случаю с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

стохастических областей случаев с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ из работы [3,4]. Приводится оценка ширины области по пробным частицам $\delta V_N = (V_N^{max} - V_N^{min})$ и по пробным частицам и электронам $\delta V_e = (V_e^{max} - V_e^{min})$ для области $V > 0$ и $\delta V_e = (V_N^{max} - V_e^{min})$ для области $V < 0$.

Захват и ускорение электронов плазмы при развитии сильной стохастической неустойчивости их движения приводят к затуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы. Это видно по кривым $W(t)$ (Рис.1,6,13,19,26,32). Кривые имеют такой же характер, как в случаях, рассмотренных в работах [3,4].

По кривым $W(t)$ видно, что поле W_E быстро падает, а ΔW_e растет, в основном, в интервале времени до $t/T_{oe} \sim 10 - 15$, когда развивается захват электронов плазмы (р-электронов) гармониками конверсии – начальная стадия развития сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов. В этом интервале поглощается значительная часть энергии, потерянной пучком (b-электронами) на стадии развития пучковой неустойчивости и захвата b-электронов волной.

Заметная энергия поглощается на стадии дальнейшего развития сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов. В этом интервале поглощается энергия, потерянная b-электронами при “размещивании” b-электронов на фазовой плоскости и при развитии сильной стохастической неустойчивости движения b-электронов. В этом интервале W_E меняется мало, а ΔW_b и ΔW_e заметно растут.

В третьем интервале, те же процессы, что и во втором, развиваются более медленно и стохастические области р- и b-электронов имеют практически квазистационарный характер, хотя ΔW_b и ΔW_e продолжают расти. При этом $\Delta W_b \sim \Delta W_e$. Отметим, что второй и третий интервалы заметно различаются в разных случаях.

Сравнение кривых $W(t)$ в случаях с разными возмущениями плотности $\tilde{n}/n_o = 0.20$ и 0.40 показывает, что в случаях 21,23,25 с $\tilde{n}/n_o = 0.40$ ΔW_e растет, в основном, в двух первых интервалах, а в третьем увеличивается незначительно (Рис.6,19,32). В случаях 20,22,24 с $\tilde{n}/n_o = 0.20$ заметный рост ΔW_e наблюдается и в третьем интервале (Рис.1,13,26).

Изменение ΔW_b и ΔW_e является следствием изменения функций распределения b- и р- электронов по скорости. Анализ функций распределения по скорости электронов плазмы показывает, что характер изменения $f_e(V)$ различен в разных интервалах. Функции распределения

во всех случаях быстро меняются и уширяются в первом интервале до $t/T_{oe} \sim 10 - 15$, более медленно во втором и совсем медленно в третьем на стадии квазистационарного состояния.

На Рис.5,11,18,24,31,37 показаны функции распределения р- и b-электронов в $t/T_{oe} = 200$. В каждом случае показано четыре вида функций распределения $f(V)$: с нормировкой на свой максимум f_{max} или на максимум начальной функции распределения f_{omax} в линейном и логарифмическом масштабе. Значения f_{max}/f_{omax} приведены в таблице 12.

Из таблицы 12 видно, что f_{emax}/f_{omax} во всех случаях меньше единицы, заметно уменьшается при увеличении n_b/n_o и менее заметно при увеличении \tilde{n}/n_o . Это показывает, что р-электроны из центральной области функции распределения (области малых скоростей) дрейфуют в область больших скоростей причем эффект растет с ростом n_b/n_o и \tilde{n}/n_o . В рассматриваемых случаях с $V_o/V_T = 31.8$ этот эффект проявляется сильнее, чем в случаях с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]. Действительно, отношение $(f_{emax}/f_{omax})_r$ случаев с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4] меньше единицы и уменьшается с ростом n_b/n_o (таблица 12).

По кривым $f_e(V)/f_{omax}$ видно, что во всех случаях функции распределения уширяются по сравнению с начальной $f_o(V)/f_{omax}$, то есть наблюдается нагрев р-электронов. "Хвосты" ускоренных до больших скоростей электронов наблюдаются только в случаях 24 и 25. Чтобы охарактеризовать уширение $f_e(V)$, в таблице 12 приводятся граничные значения скорости и ширина функции распределения на уровне $f_e(V)/f_{emax} = 0.606$ ($V_1, V_2, \Delta V_{06} = V_1 - V_2$) и на уровне 0.135 ($V_3, V_4, \Delta V_{01} = V_3 - V_4$), а также оценка эффективной температуры $T_{06}/T_{06}^o = (\Delta V_{06}/\Delta V_{06}^o)^2$ и $T_{01}/T_{01}^o = (\Delta V_{01}/\Delta V_{01}^o)^2$. Для максвелловской $f_o(V)$ $\Delta V_{06}^o/V_T = 2$, $\Delta V_{01}^o/V_T = 4$, ΔV_{06}^o , ΔV_{01}^o расчетной $f_o(V)$ отличаются от этих величин не более, чем на 5%.

Следует отметить, что в случаях 22-25 $f_e(V)$ может быть немного уширена из-за возмущения скорости р-электронов, обусловленного сравнительно большими амплитудами волны $N_e = 1$ и гармоника $N_e = 2$ в $t/T_{oe} = 200$. Это может привести к завышению величины T_{06} . T_{01} менее чувствительна к уширению $f_e(V)$ из-за возмущения скорости, так как ΔV_{01} , ΔV_{01}^o больше, чем ΔV_{06} , ΔV_{06}^o , а $T \sim [(\Delta V + \tilde{V})/\Delta V^o]^2$.

Ошибка в величине эффективной температуры не должна быть большой, так как энергия остаточного поля в случаях 22-25 не превышает 11% энергии электронов ΔW_e и 10% полной энергии электронов W_e . Действительно, в работе [13] показано, что в плазме с подвижными ионами ($M/m = 10^2$) остаточное поле $W_E/\Delta W_e$ в случае 22м в 1.5 раза меньше, чем в случае 22, в случае 24м в 5 раз меньше, чем в случае 24. Однако,

T_{01}/T_{01}^o в случаях 22 и 22м, 24 и 24м практически одинаковы, T_{06}/T_{06}^o в случаях 22м, 24м даже несколько больше, чем в случаях 22 и 24 [13].

Таблица 12. Обработка функции распределения по скорости электронов пучка и плазмы. $t/T_{oe} = 200$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
V_p/V_T	21.0	19.6	26.7	22.0	28.7	29.3
f_{bmax}/f_{bo}	0.10	0.11	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$
f_{emax}/f_{omax}	0.70	0.68	0.51	0.44	0.30	0.25
$(f_{emax}/f_{omax})_r$	0.70	0.70	0.66	0.52	0.42	0.49
$f_e(V)/f_{emax} = 0.606; \Delta V_{06}^o/V_T \sim 2.00$						
V_1/V_T	1.32	0.88	2.00	2.58	4.13	5.14
V_2/V_T	-1.11	-0.84	-2.59	-2.71	-3.38	-4.06
$\Delta V_{06}/V_T$	2.43	1.72	4.59	5.29	7.51	9.20
T_{06}/T_{06}^o	1.44	0.72	5.13	6.78	13.80	20.70
$(T_{06}/T_{06}^o)_r$	1.69	0.97	3.05	8.69	13.14	5.59
$f_e(V)/f_{emax} = 0.135; \Delta V_{06}^o/V_T \sim 4.00$						
V_3/V_T	3.75	3.65	3.93	4.22	6.94	7.32
V_4/V_T	-2.28	-3.29	-3.81	-4.49	-5.09	-5.81
$\Delta V_{01}/V_T$	6.03	6.94	7.74	8.71	12.03	13.13
T_{01}/T_{01}^o	2.14	2.82	3.51	4.45	8.22	9.81
$(T_{01}/T_{01}^o)_r$	2.04	1.84	2.58	2.70	2.55	2.39

V_p - положение максимума f_{bmax} функции распределения электронов пучка (б-электронов) $f_b(V)$; f_{emax}, f_{omax} - максимальное значение функции распределения электронов плазмы $f_e(V)$ и начальной функции распределения $f_o(V)$; $V_1, V_2, \Delta V_{06} = V_1 - V_2$ - граничные скорости и ширина функции распределения $f_e(V)$ на уровне $f_e(V)/f_{emax} = 0.606$; $V_3, V_4, \Delta V_{01} = V_3 - V_4$ - то же на уровне $f_e(V)/f_{emax} = 0.135$; $T_{06}/T_{06}^o = (\Delta V_{06}/\Delta V_{06}^o)^2$, $T_{01}/T_{01}^o = (\Delta V_{01}/\Delta V_{01}^o)^2$ - эффективная температура электронов плазмы; $(T_{06}/T_{06}^o)_r$, $(T_{01}/T_{01}^o)_r$, $(f_e/f_{emax})_r$ - отношение $(T_{06}/T_{06}^o), \dots$ в случае с $V_o/V_T = 31.8$ к $(T_{06}/T_{06}^o), \dots$ в случае с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

Сравнение случаев с $V_o/V_T = 31.8$ и 15.9 [3,4] показывает, что уширение $f_e(V)$ на уровне $f_e(V)/f_{emax} \geq 0.606$ наблюдается только в случаях 22-25 с $V_o/V_T = 31.8$ и $n_b/n_o \geq 0.01$. В случаях 20, 21 и в случаях с

$V_o/V_T = 15.9$ [3,4] уширения $f_e(V)$ в этой области нет и эффективная температура T_{06}/T_{06}^o близка к 1.

Сравнение ширины функции распределения ΔV_{01} , ΔV_{06} и эффективной температуры T_{01} , T_{06} в разные моменты времени показывает, что во всех случаях ΔV_{01} и T_{01} растут, в основном, до $t/T_{oe} \sim 15 - 20$. В случаях 20,22,23 небольшой рост (на $0.5 - 1T_{01}^o$) продолжается до $t/T_{oe} \sim 200$, в случаях 21,24,25 в $t/T_{oe} > 20 - 40$ T_{01} практически постоянна. По другому меняется T_{06} - в случаях 22,24 ($\tilde{n}/n_o = 0.20$) заметный рост T_{06} продолжается до $t/T_{oe} = 200$, а в случаях 23,25 ($\tilde{n}/n_o = 0.40$) T_{06} растет только до $t/T_{oe} \sim 40 - 60$, а далее меняется незначительно.

Из таблицы 12 видно, что ширина $f_e(V)$ и эффективная температура заметно растут при увеличении n_b/n_o и \tilde{n}/n_o . В таблице 12 приведены также отношения $(T_{01}/T_{01}^o)_r$ и $(T_{06}/T_{06}^o)_r$ случаев с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]. Видно, что эффективная температура заметно растет при увеличении скорости пучка V_o . В случаях 20,21 в $t/T_{oe} \sim 200$ амплитуды гармоник поля $N_e = 1, 2..$ малы, соответственно мало и возмущение скорости р-электронов, так что оценка эффективной температуры более надежна. Из таблицы 12 видно, что отношение $(T_{01}/T_{01}^o)_r$ в этих случаях ~ 2 , так что T_{01}/T_{01}^o меняется пропорционально скорости пучка V_o . В случаях 22-25 отношение $(T_{01}/T_{01}^o)_r \sim 2.4 - 2.7$.

В работах [3,4] наблюдалось, что функции распределения $f_e(V)/f_{emax}$ заметно отличаются от $f_o(V)/f_{omax}$ в некоторых ограниченных областях по скорости. Было показано, что области изменения функции распределения связаны с областями стохастического движения. Это наблюдается и в случаях 20,21. Действительно, из Рис.5,11 по кривым $f_e(V)/f_{emax}$ видно, что $f_e(V)$ заметно отличается от $f_o(V)$ в области $V > 0$ и $V < 0$, когда $f_e(V)/f_{emax}$ меньше некоторых граничных $(f_e(V)/f_{emax})_{гр}$. Значения этих величин и соответствующих им граничных скоростей $V_{гр}$ приведены в таблице 13. Области $f_e(V)$ с $|V| > |V_{гр}|$ соответствуют областям, где в основном поглощается энергия и растет температура. В областях $V < |V_{гр}|$ функции распределения $f_e(V)/f_{emax}$ мало отличаются от начальных. В таблице 13 приведены также границы стохастических областей из таблицы 10 - V_{max}^e , V_N^{min} для области $V > 0$ и V_{min}^e , V_N^{max} для области $V < 0$. Для сравнения со случаями 20,21 с $V_o/V_T = 31.8$ приведены данные для случаев 6,7 с $V_o/V_T = 15.9$ из работы [3].

Сравнение $V_{гр}$ и границ стохастических областей показывает, что во всех случаях области поглощения энергии $|V| > |V_{гр}|$ лежат в пределах стохастических областей: в области $V > 0$ $V_N^{min} < V_{гр} < V_{max}^e$, в области $V < 0$ $V_{min}^e > V_{гр} > V_N^{max}$.

Таблица 13

Случай	Область $V > 0$				Область $V < 0$			
	$\left(\frac{f_e(V)}{f_{e,max}}\right)_{гр 1}$	$\frac{V_{гр 1}}{V_T}$	$\frac{V_N^{min}}{V_T}$	$\frac{V_{max}^e}{V_T}$	$\left(\frac{f_e(V)}{f_{e,max}}\right)_{гр 2}$	$\frac{V_{гр 2}}{V_T}$	$\frac{V_N^{max}}{V_T}$	$\frac{V_{min}^e}{V_T}$
20	0.48	1.21	-0.45	7.85	0.10	-2.14	-1.08	-8.21
6[3]	0.13	2.02	0.94	6.44	$7 \cdot 10^{-3}$	-3.15	-2.03	-6.29
21	0.50	1.17	-3.66	8.71	0.48	-1.21	1.57	-8.19
7[3]	0.26	1.64	-2.05	5.54	0.16	-1.92	-0.92	-7.67

Сравнение случаев 20,21 с $V_o/V_T = 31.8$ со случаями 6,7 с $V_o/V_T = 15.9$ [3] показывает, что при увеличении V_o стохастические области расширяются – границы V_N^{min} в области $V > 0$, $|V_N^{max}|$ в области $V < 0$ сдвигаются в сторону меньших скоростей, а V_{max}^e , $|V_{min}^e|$ - в сторону больших. Из таблицы 13 четко видно, что и $|V_{гр}|$ сдвигаются в сторону меньших скоростей, а $\left(\frac{f_e(V)}{f_{e,max}}\right)_{гр}$ растут. Это показывает, что при увеличении скорости пучка области, где поглощается энергия, расширяются.

В случаях 22-25 функции распределения имеют другой характер (Рис.18,24,31,37). В этих случаях нет граничных $\left(\frac{f_e(V)}{f_{e,max}}\right)_{гр}$, $V_{гр}$. Вся функция распределения, включая область малых скоростей, сильно уширяется и отличается от $\left(\frac{f_o(V)}{f_{o,max}}\right)$. Таким образом, практически все электроны плазмы в этих случаях участвуют в поглощении энергии. Это неудивительно, так как в этих случаях все стохастические области р-электронов пересекаются (таблица 10) и практически все электроны плазмы вовлекаются в сильную стохастическую неустойчивость.

В случаях 22,23 функции распределения близки к максвелловским. Действительно, по $\left(\frac{f_e(V)}{f_{e,max}}\right)$ (Рис 18, 24) видно, что $f_e(V)$ уширяется практически симметрично, так что близки скорости V_3 , $|V_4|$ и V_1 , $|V_2|$ (кроме V_1 , $|V_2|$ в случае 22) (таблица 12). Однако, эффективная температура T_{06} больше, чем T_{01} .

В случаях 24,25 функции распределения несколько отличаются от максвелловских из-за большего уширения в области $V > 0$, чем в области $V < 0$ (Рис.31,37). Из таблицы 12 видно, что в этих случаях $V_3 > |V_4|$, $V_1 > |V_2|$. Кроме того, как уже отмечалось, в этих случаях небольшое число электронов ускоряется до больших скоростей, образуя "хвосты" функции распределения.

Можно ожидать, что рост температуры электронов в плазме с неподвижными ионами приведет к росту амплитуды электрического поля возмущения плотности. Поскольку в такой плазме возмущение плотности постоянно $\tilde{n}/n_o = const$, то и $e\phi/T \sim \tilde{n}/n_o \sim const$, следовательно, с ростом температуры должен расти потенциал и соответствующая амплитуда поля. Это действительно наблюдается. На Рис.12,25,38 приведены кривые $E^N(t)$ для $N = N_i$ в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ и соответствующих случаях с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]. Видно, что в случае 6[3] (Рис.12с), в котором температура T_{01} , T_{06} практически не отличается от начальной ([3], таблица 8), средняя амплитуда $E_{cp}^{N_i}$ остается практически постоянной. Во всех остальных случаях средние амплитуды растут, причем эффект особенно четко виден в случаях с $\tilde{n}/n_o = 0.40$ и $V_o/V_T = 31.8$.

Сравнение кривых $E^N(t)$ (Рис.12,25,38) и соответствующих кривых $\Delta W_e(t)$ показывает, что они имеют сходный характер. В случаях с $\tilde{n}/n_o = 0.20$ рост $E_{cp}^{N_i}$ в первых двух интервалах сравнительно невелик, но заметный рост продолжается в третьем интервале. В случаях с $\tilde{n}/n_o = 0.40$ $E_{cp}^{N_i}$ быстро растет в первом интервале и незначительно меняется в третьем. Как отмечалось выше, такая зависимость от времени характерна для эффективной температуры T_{06} .

Таблица 14. Средние и максимальные амплитуды гармоники $N = N_i$ в $t/T_{oe} \sim 180 - 200$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
V_{zo}^i/V_T	0.89	1.26	0.89	1.26	0.89	1.26
$E_{cp}^{N_i}$	3.6	10.0	5.8	19.0	13.0	29.0
$V_{zcp}^{N_i}/V_T$	1.08	1.80	1.16	2.09	1.73	2.58
$V_{mx}^{N_i}$	4.1	10.7	6.4	19.5	13.6	30.0
$\overline{E_{mx}^{N_i}}/V_T$	1.15	1.86	1.21	2.12	1.77	2.63
$V_{zcp}^{N_i}/V_{zo}^i$	1.21	1.42	1.30	1.65	1.93	2.04
$(E_{cp}^{N_i})_r$	1.67	2.17	1.41	2.44	3.51	1.87
$(E_{mx}^{N_i})_r$	1.28	2.02	1.39	2.32	2.96	1.86

$V_{zo}^i = 2\sqrt{\frac{e\phi_i}{m}} \sim 2(\tilde{n}/n_o)^{1/2}V_T$; $E_{cp}^{N_i}$, $E_{mx}^{N_i}$ - средние и максимальные амплитуды гармоники с номером $N = N_i$ в интервале времени $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ и соответствующие им $V_{zcp}^{N_i}$, $V_{zmx}^{N_i}$; $V_z^{N_i} = 2\sqrt{\frac{e\phi^{N_i}}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^{N_i}}{m} \frac{\lambda^{N_i}}{2\pi}}$; E - нормировано на $\frac{mT_d}{eT_{oe}^2}$; $(E_{cp}^{N_i})_r$, $(E_{mx}^{N_i})_r$ отношение $E_{cp}^{N_i}$, $E_{mx}^{N_i}$ в случае с $V_o/V_T = 31.8$ к $E_{cp}^{N_i}$, $E_{mx}^{N_i}$ в случае с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

При увеличении скорости пучка эффективная температура возрастает (таблица 12). Сравнение случаев с $V_o/V_T = 31.8$ и 15.9 (Рис.12,25,38) показывает, что при увеличении V_o растет и средняя амплитуда $E_{\text{cp}}^{N_i}$. В таблице 14 приведены средние и максимальные значения амплитуды E^{N_i} гармоники $N = N_i$ и соответствующие им $V_3^{N_i}$ в $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ в случаях 20-25. Приведены также отношения $(E_{\text{cp}}^{N_i})_r$, $(E_{\text{mx}}^{N_i})_r$ случаев с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

Сравнение $E_{\text{cp}}^{N_i}$ (таблица 14) и T_{01} , T_{06} (таблица 12) показывает, что средние амплитуды $E_{\text{cp}}^{N_i}$, так же, как эффективная температура, растут при увеличении плотности и скорости пучка, а также при увеличении амплитуды возмущения плотности \tilde{n}/n_o , хотя зависимость $E_{\text{cp}}^{N_i}$ и температуры от этих параметров различна.

В таблице 15 приведены потери энергии пучка ΔW_b , энергия электрического поля W_E , энергия, поглощенная электронами плазмы, ΔW_e и полная энергия электронов плазмы $W_e = \Delta W_e + W_e^o$ в $t/T_{oe} = 200$. В таблице 16 приведены отношения этих величин в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4].

Таблица 15. Средняя амплитуда волны $N_e = 1$ в $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ и энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в $t/T_{oe} = 200$

Случай	20	21	22	23	24	25
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
N_i	10	10	14	14	14	14
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
E_{cp}^I	2.8	1.5	14.8	7.2	27.5	16.0
V_3^I/V_T	3.00	2.20	6.91	4.82	9.42	7.18
$\Delta W_b/W_e^o$	2.05	2.90	2.92	3.41	10.44	12.42
W_E/W_e^o	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	0.25	0.14	1.10	0.95
$\Delta W_e/W_e^o$	2.05	2.87	2.71	3.28	9.87	11.76
$\Delta W_b/W_b^o$	0.40	0.56	0.28	0.33	0.25	0.30
$W_E/W_b^o \cdot 10^{-2}$	0.40	0.81	2.4	1.3	2.6	2.3
$\Delta W_e/W_b^o$	0.40	0.55	0.26	0.32	0.24	0.28
$W_E/\Delta W_e \cdot 10^{-2}$	1.0	1.5	9.1	4.2	11.1	8.1
W_e/W_e^o	3.05	3.87	3.71	4.28	10.87	12.76
T_{01}/T_{01}^o	2.14	2.82	3.51	4.45	8.22	9.81
T_{06}/T_{06}^o	1.44	0.72	5.13	6.78	13.80	20.70

Пояснения - см таблицу 1 и 12.

Из таблицы 15 и кривых $W(t)$ (Рис 1,6,13,26,32) видно, что ΔW_e в $t/T_{oe} = 200$ практически совпадает с ΔW_b (случаи 20,21) или незначительно отличается от ΔW_b . Таким образом, практически вся энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы. Энергия поля в $t/T_{oe} = 200$ составляет малую долю от $\Delta W_e \sim 1 - 1.5\%$ в случаях 20,21 и не превышает 11% в случаях 22-25 (таблица 15).

Из таблицы 15 видно, что ΔW_b , ΔW_e заметно больше начальной энергии плазмы, причем $\Delta W_b/W_e^o$, $\Delta W_e/W_e^o$ растут при увеличении плотности пучка n_b/n_o и увеличении амплитуды возмущения плотности \tilde{n}/n_o . Однако, доля энергии, потерянная пучком и поглощенная электронами плазмы, $\Delta W_b/W_b^o$, $\Delta W_e/W_b^o$ практически не зависит от n_b/n_o (случай 20-25) и немного растет при увеличении \tilde{n}/n_o .

Сравнение случаев с $V_o/V_T = 31.8$ и 15.9 [3,4] (таблица 16) показывает, что при увеличении скорости пучка $\Delta W_b/W_e^o$, $\Delta W_e/W_e^o$ и полная энергия плазмы W_e/W_e^o заметно растут, но доля энергии пучка $\Delta W_b/W_b^o$, $\Delta W_e/W_b^o$ меняется незначительно.

Таблица 16. Отношение параметров из таблицы 15 в случаях с $V_o/V_T = 31.8$ к случаям с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]. $t/T_{oe} = 200$.
 $(V_o/V_T)_r = 31.8/15.9 = 2.0$; $(W_b^o/W_e^o)_r = 4.0$

Случай	20/6 [3]	21/7 [3]	22/10 [4]	23/11 [4]	24/14 [4]	25/15 [4]
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	1.0	1.0	4.0	4.0
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40
$(\Delta W_b/W_e^o)_r$	5.98	4.69	3.47	3.12	3.12	3.34
$(W_E/W_e^o)_r$	4.33	4.99	23.64	5.77	27.20	11.61
$(\Delta W_e/W_e^o)_r$	6.03	4.68	3.22	3.06	2.97	3.20
$(\Delta W_b/W_b^o)_r$	1.50	1.17	0.87	0.78	0.78	0.84
$(W_E/W_b^o)_r$	1.08	1.25	5.91	1.45	6.79	2.88
$(\Delta W_e/W_b^o)_r$	1.51	1.17	0.81	0.77	0.74	0.80
$(W_e/W_e^o)_r$	2.28	2.40	2.02	2.07	2.51	2.73
$(T_{01}/T_{01}^o)_r$	2.04	1.84	2.58	2.70	2.55	2.39
$(T_{06}/T_{06}^o)_r$	1.69	0.97	3.05	8.69	13.14	5.59

$(W_b^o/W_e^o)_r$, $(W_E^o/W_e^o)_r$... - отношение W_b^o/W_e^o , W_E^o/W_e^o ,... в случае с $V_o/V_T = 31.8$ к W_b^o/W_e^o , W_E^o/W_e^o ,... в случае с $V_o/V_T = 15.9$ [3,4]; и см Пояснения к таблицам 1 и 12.

Список литературы

- [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] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринт ИЯФ 2000-58, Новосибирск, 2000.
- [5] *Н.Г.Мациборко, И.Н.Онищенко, Я.Б.Файнберг, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко.* ЖЭТФ, 63, 874, 1972.
- [6] *P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson.* Phys. Fluids, 16, 1967, 1973.
- [7] *Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин.* Препринты ИЯФ 80-192, Новосибирск, 1980; Препринты ИЯФ 81-04, 81-40, 81-43, 81-88, 81-89, Новосибирск, 1981.
- [8] *N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin.* Physica Scripta, 24, 566, 1981.
- [9] *T.M. O'Neil, J.H. Winfrey, J.H. Malmberg.* Phys. Fluids, 14, 1204, 1971; *T.M. O'Neil, J.H. Winfrey.* Phys. Fluids, 15, 1514, 1972.
- [10] *И.Н. Онищенко, А.Р. Линецкий, Н.Г. Мациборко, В.Д. Шапиро, В.И.Шевченко.* Письма ЖЭТФ, 12, 407, 1970; *N.G. Matsiborko, I.N. Onishchenko, V.D. Shapiro, V.I. Schevchenko.* Plasma Phys., 14, 591, 1972.
- [11] *Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев.* Препринты ИЯФ 94-48, 94-49, 94-50, Новосибирск, 1994.
- [12] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова.* Препринт ИЯФ 98-79, Новосибирск, 1998.
- [13] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринт ИЯФ 2004, Новосибирск, 2004.

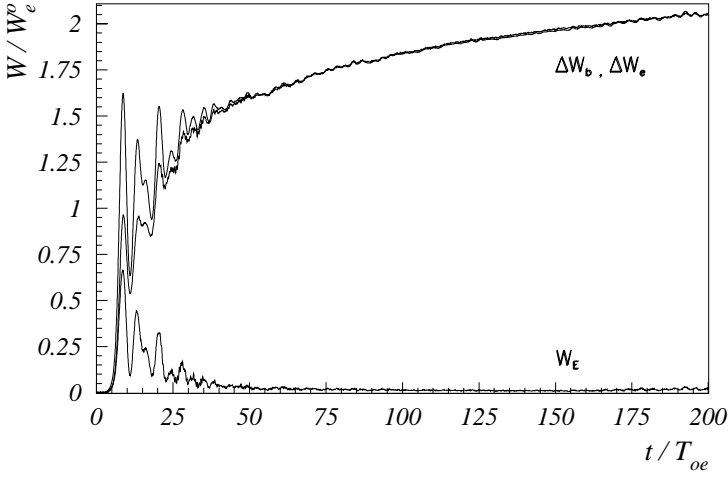


Рис. 1: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 20.

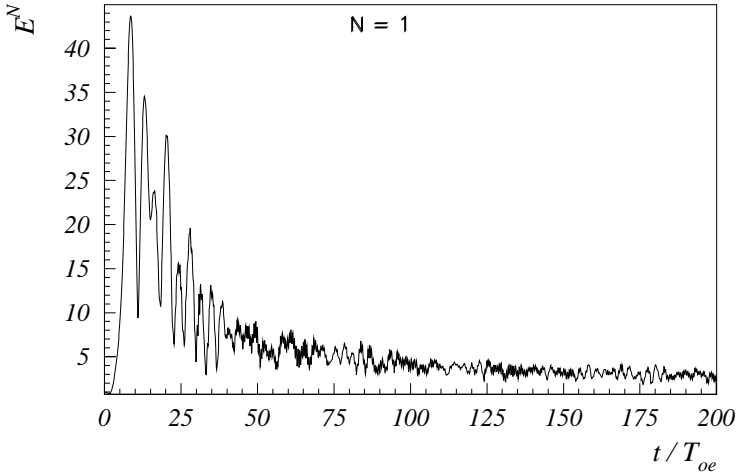


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 20.

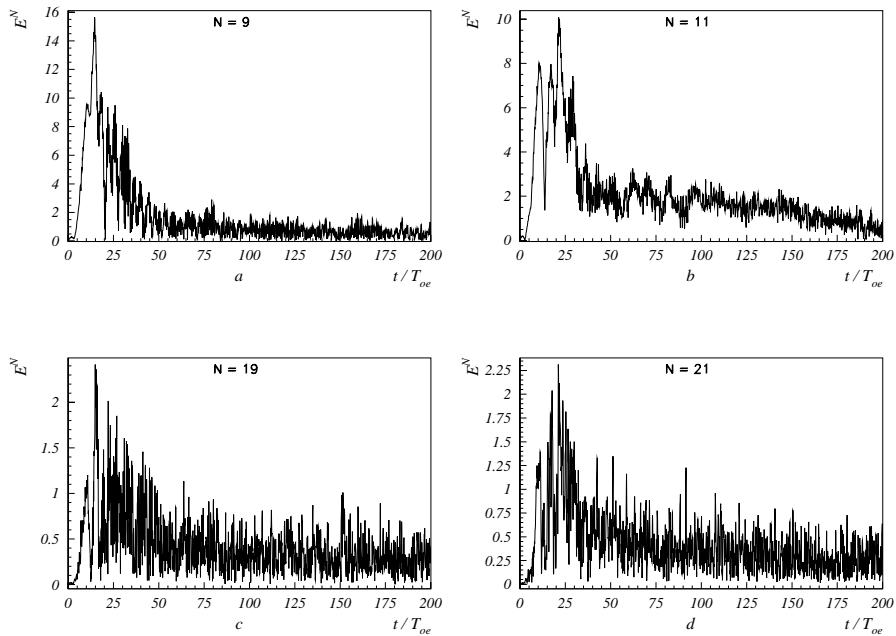


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 20.

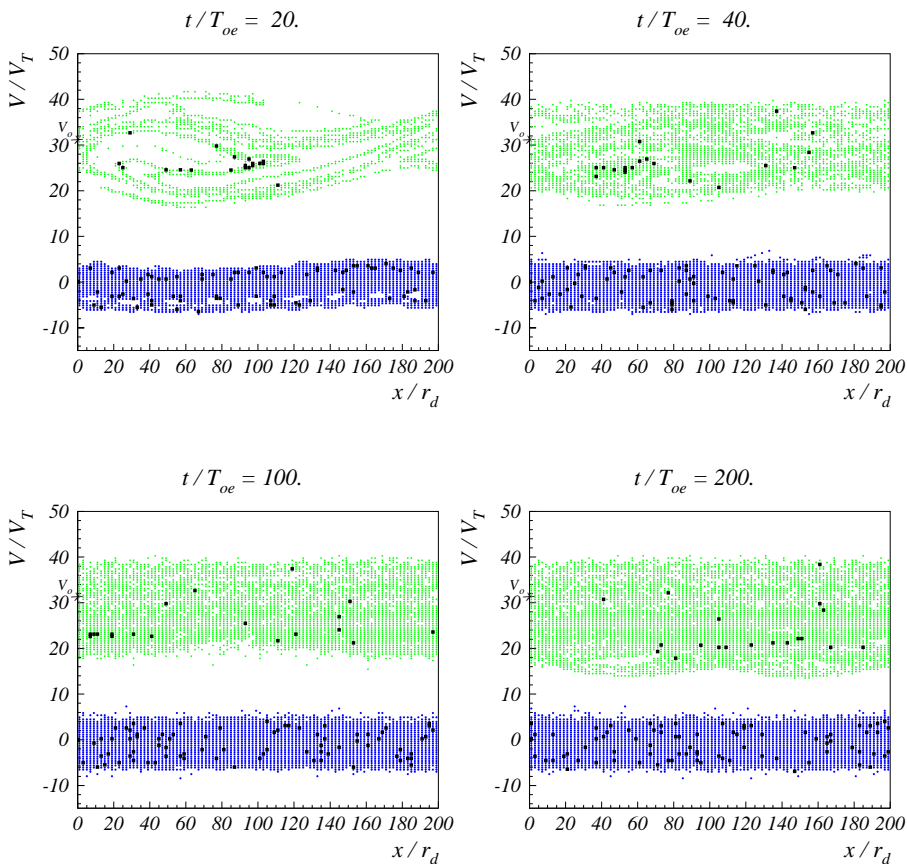


Рис. 4: Фазовые плоскости электронов. Случай 20.

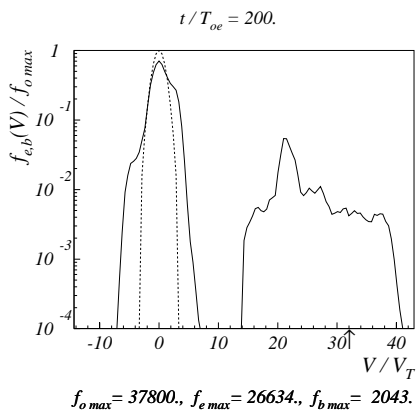
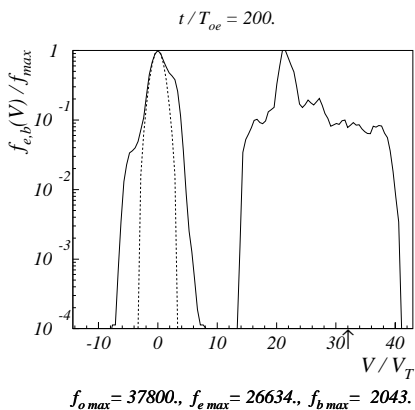
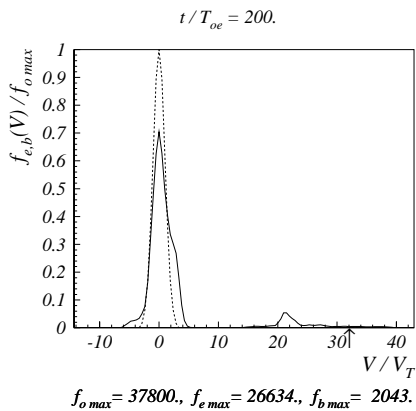
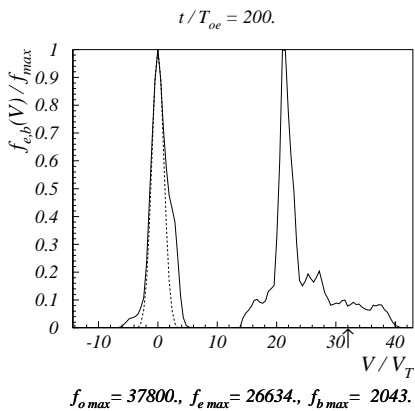


Рис. 5: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 20.

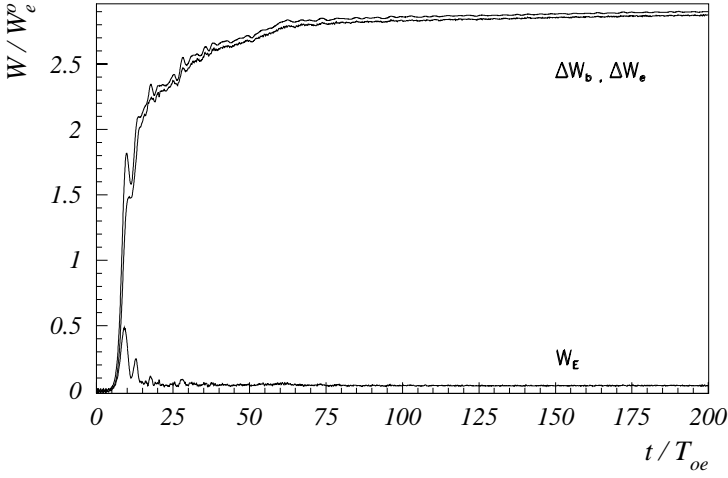


Рис. 6: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 21.

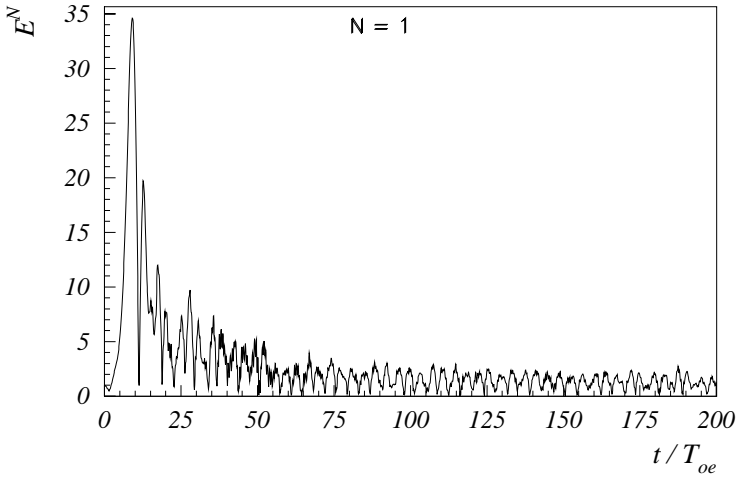


Рис. 7: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 21.

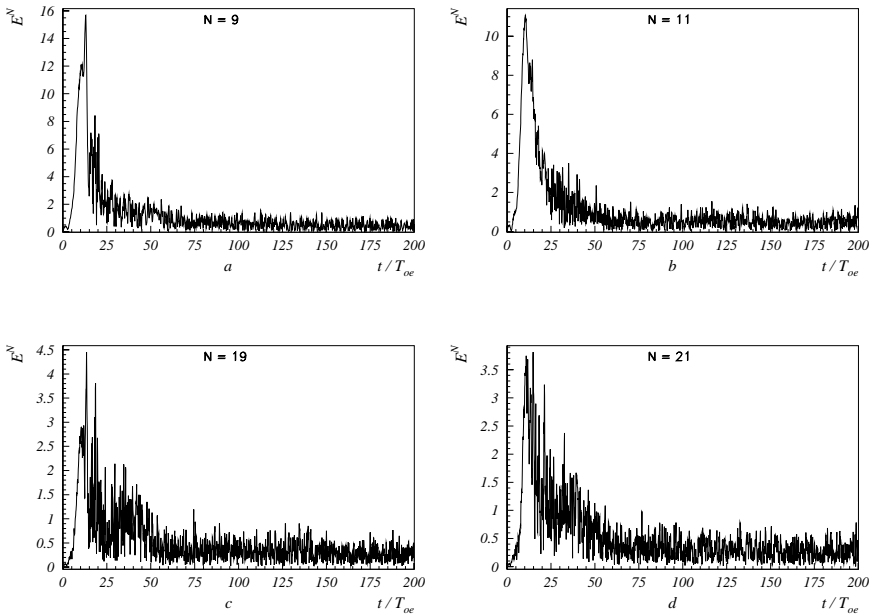


Рис. 8: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 21.

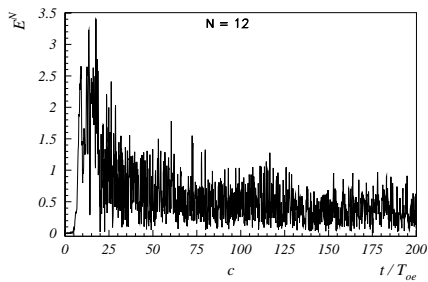
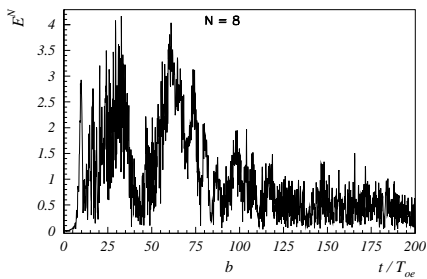
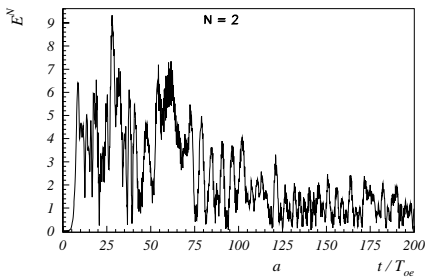


Рис. 9: Зависимость от времени амплитуды гармоники-спутника $N_e = 2$ и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 21.

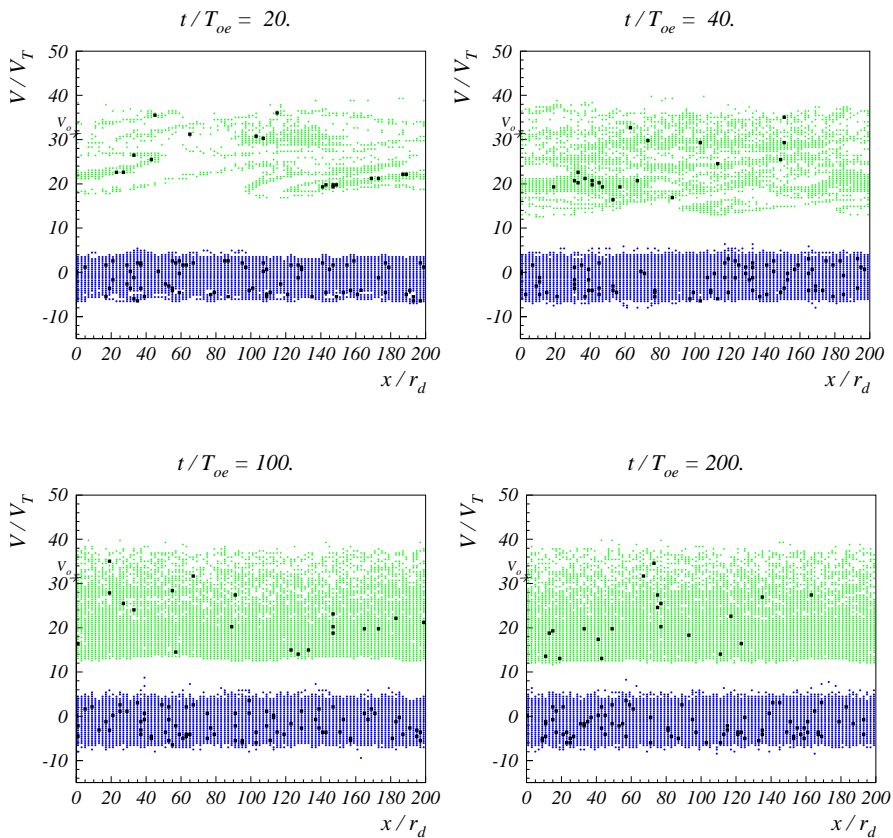


Рис. 10: Фазовые плоскости электронов. Случай 21.

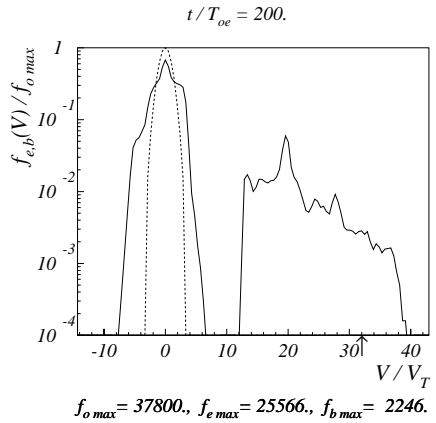
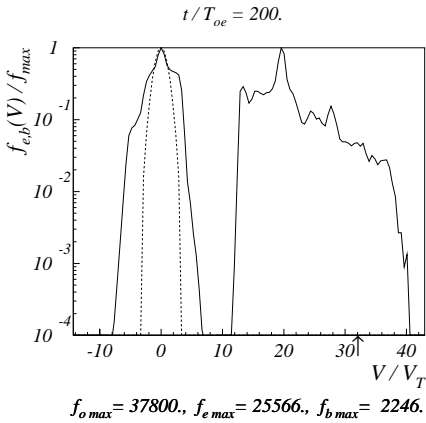
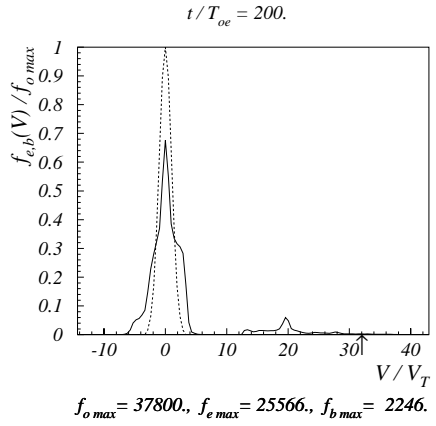
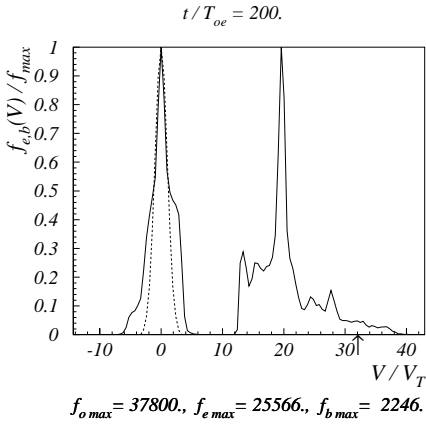


Рис. 11: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 21.

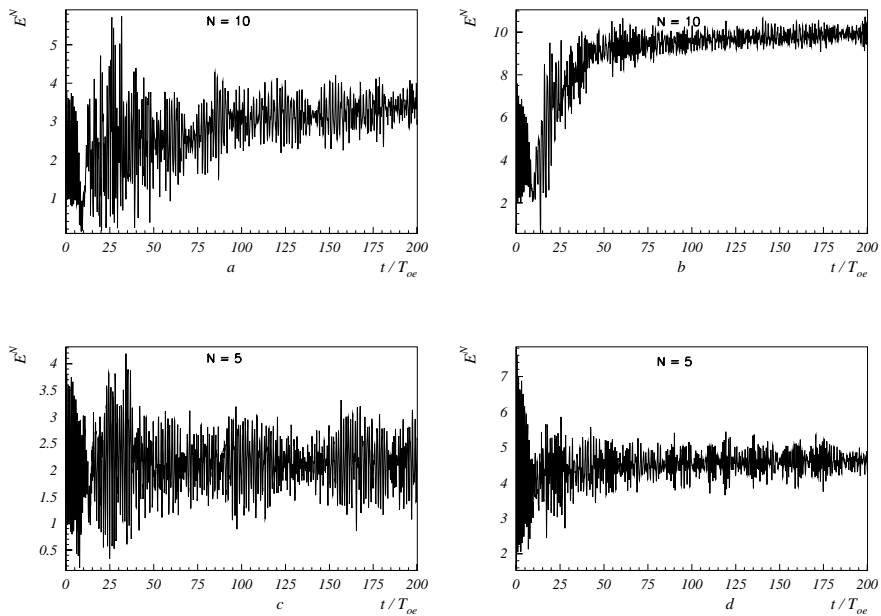


Рис. 12: Зависимость от времени амплитуды E^N гармоники $N = N_i$. а. Случай 20; б. Случай 21; с. Случай 6 [3]; д. Случай 7 [3].

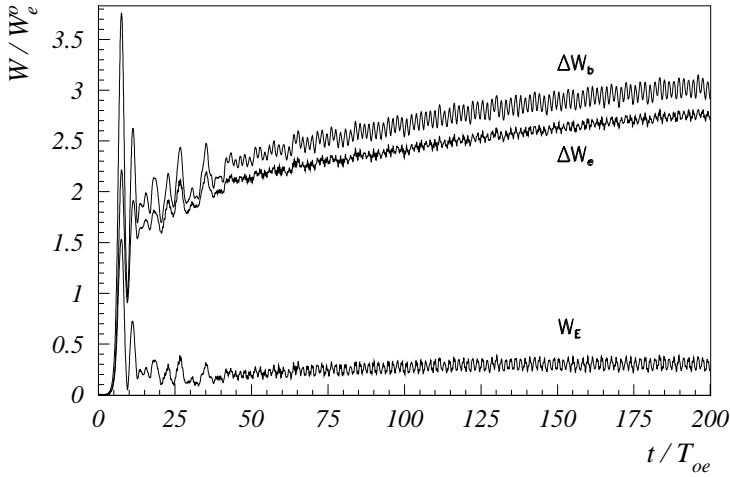


Рис. 13: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 22.

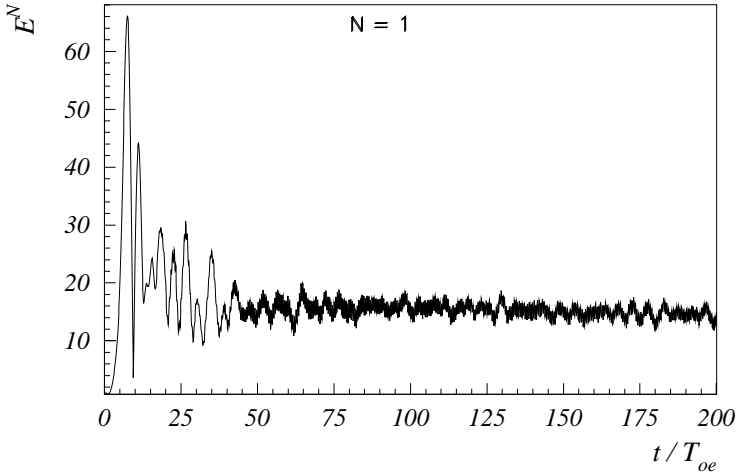


Рис. 14: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 22.

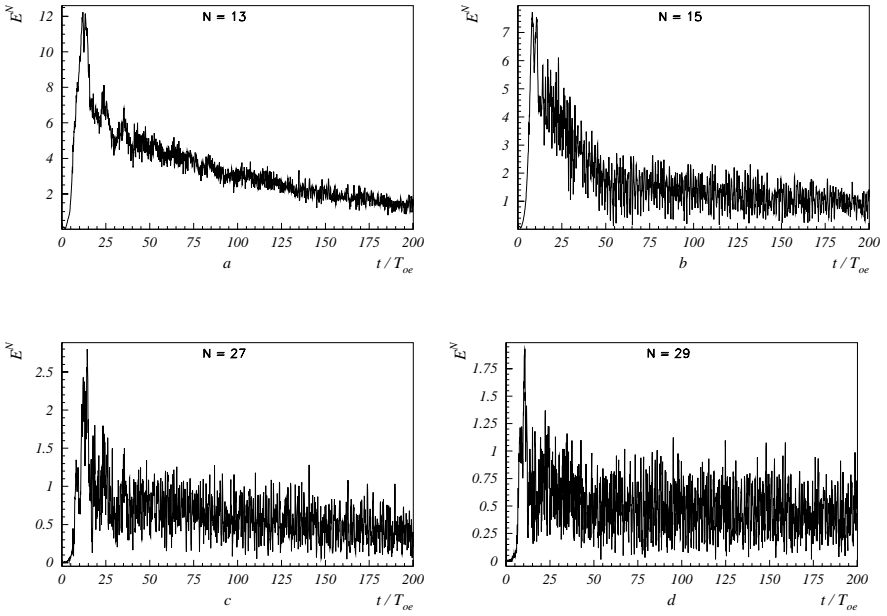


Рис. 15: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 22.

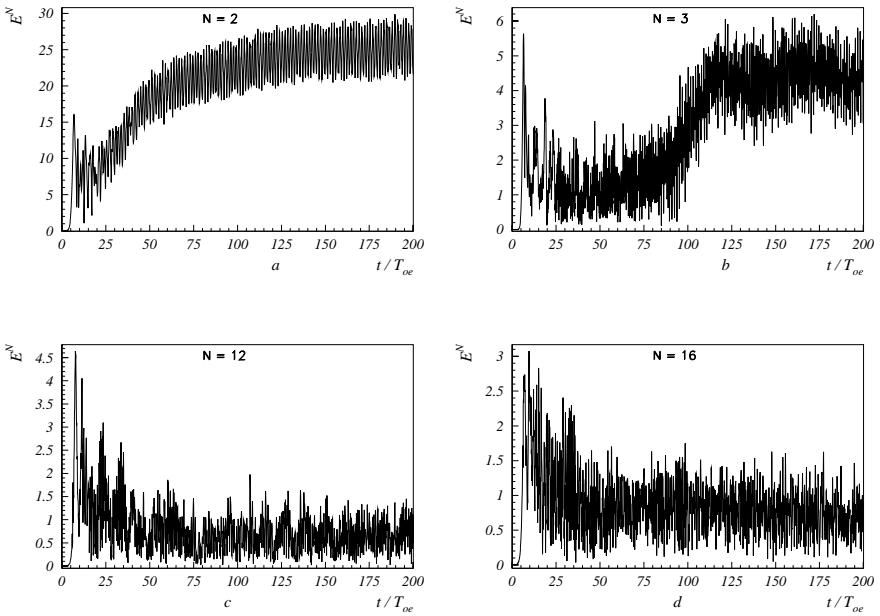


Рис. 16: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 22.

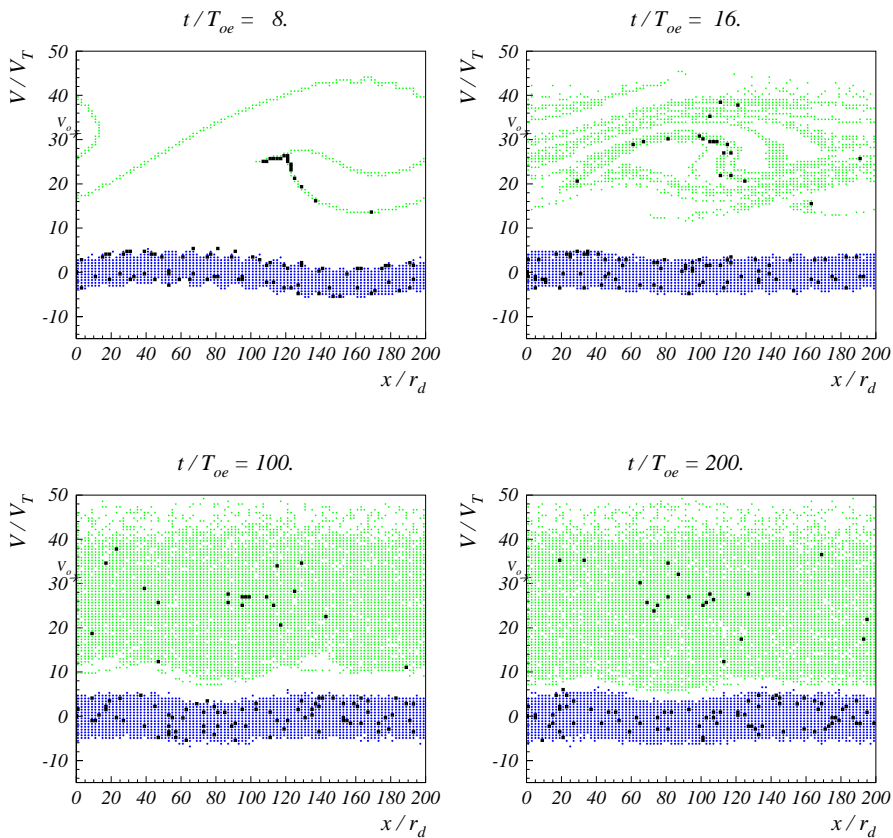


Рис. 17: Фазовые плоскости электронов. Случай 22.

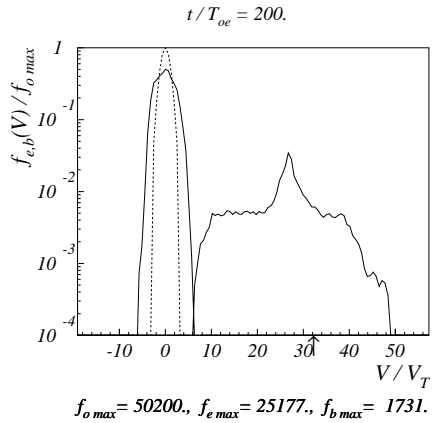
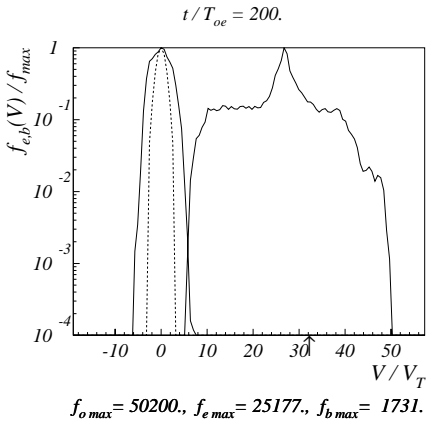
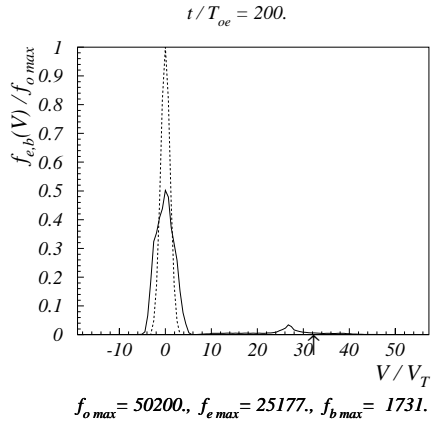
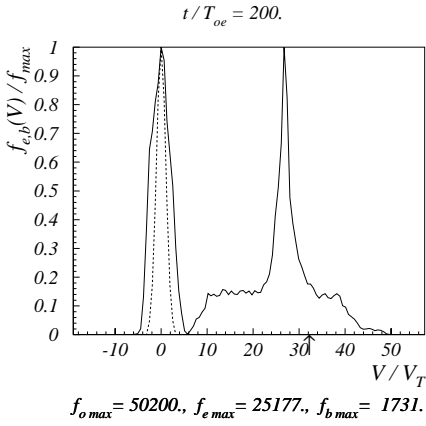


Рис. 18: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 22.

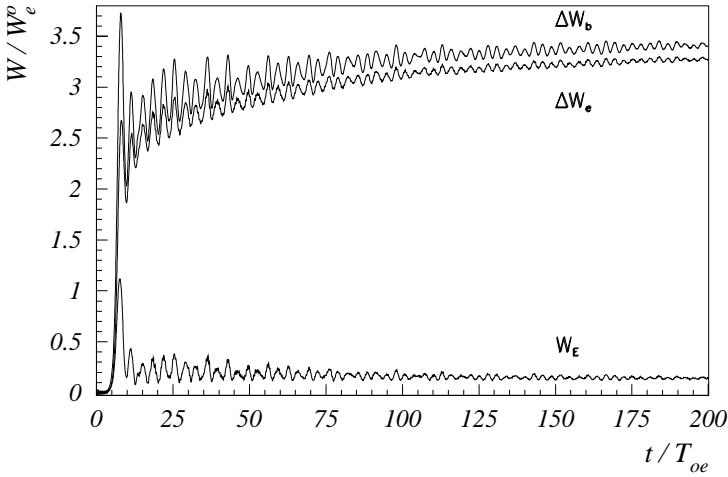


Рис. 19: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 23.

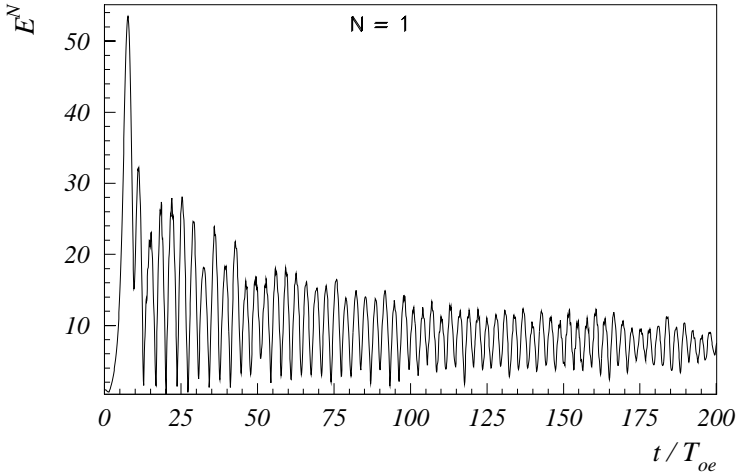


Рис. 20: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 23.

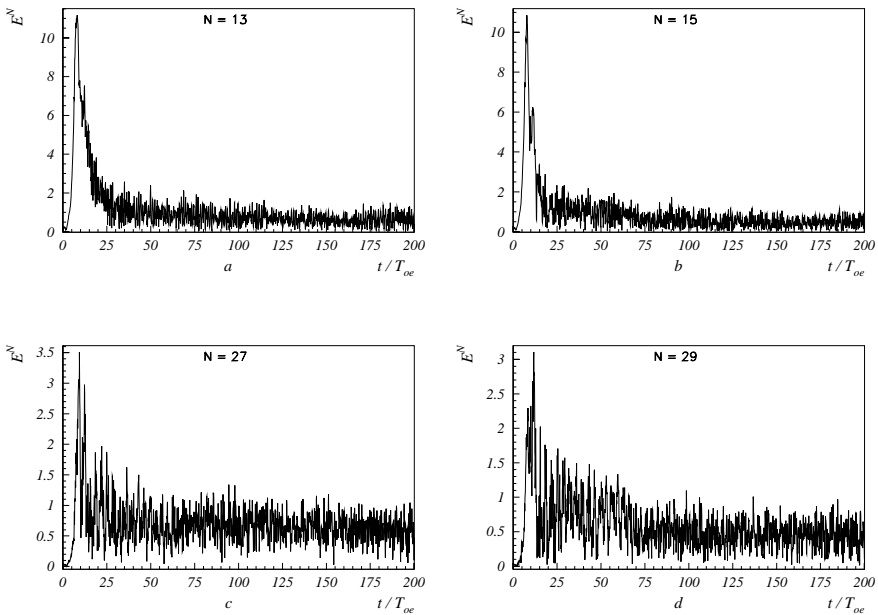


Рис. 21: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 23.

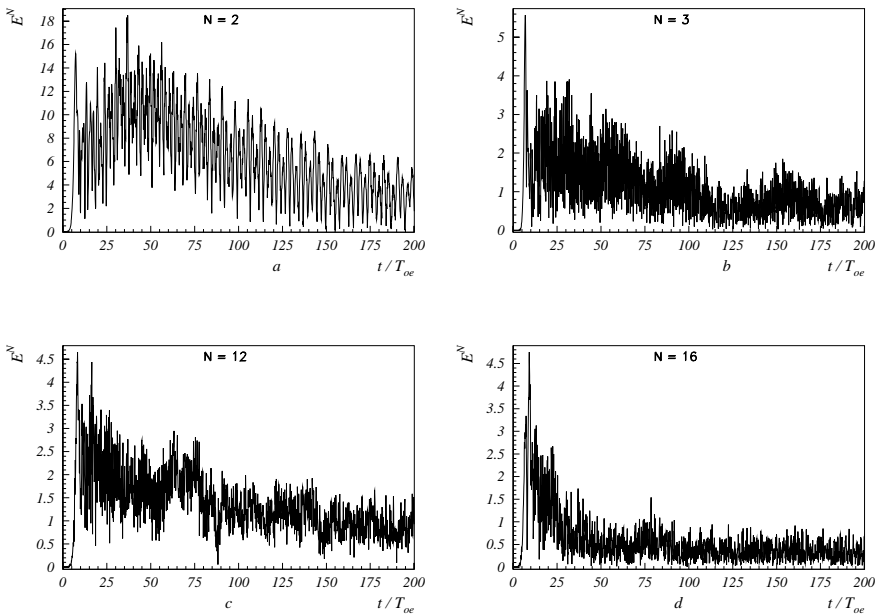


Рис. 22: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 23.

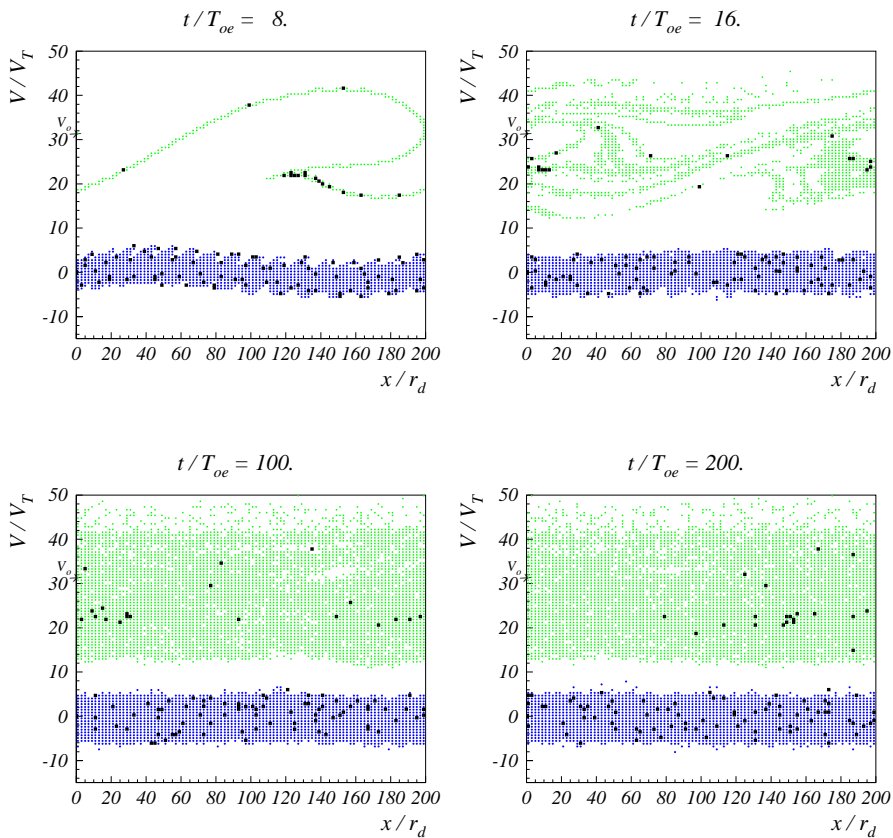


Рис. 23: Фазовые плоскости электронов. Случай 23.

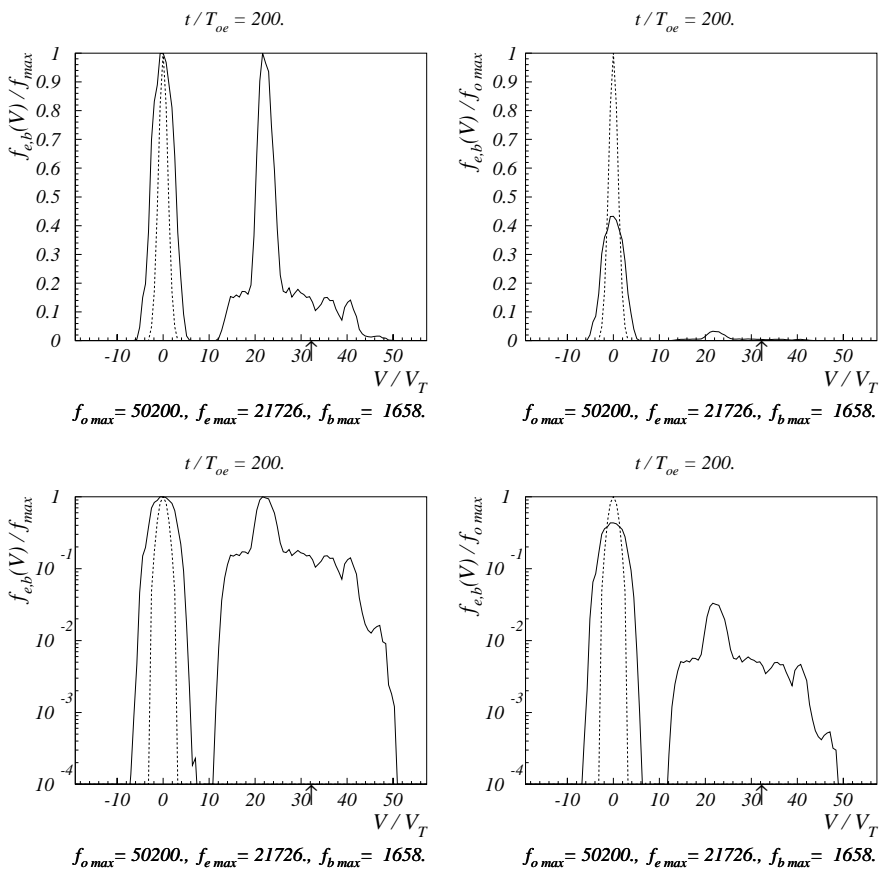


Рис. 24: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 23.

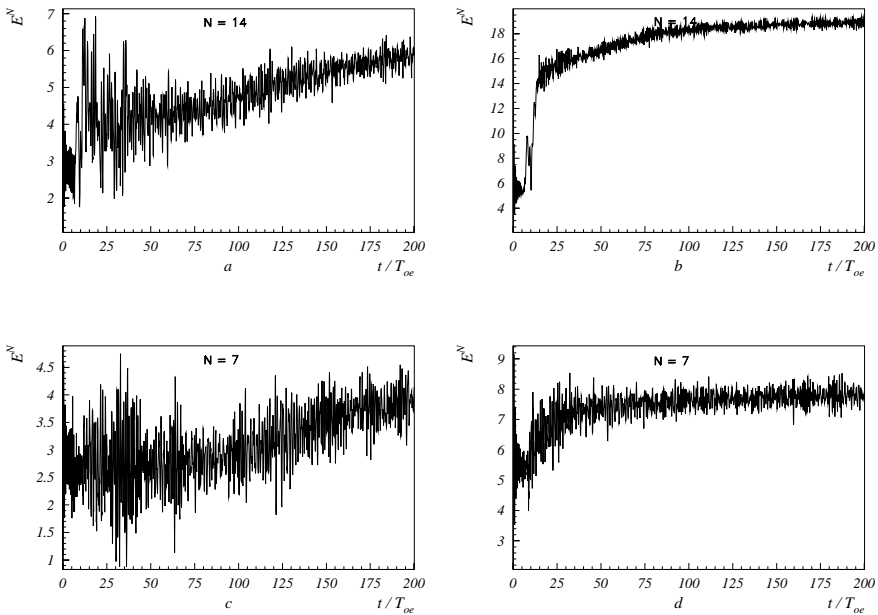


Рис. 25: Зависимость от времени амплитуды E^N гармоники $N = N_i$. а. Случай 22; б. Случай 23; с. Случай 10 [4]; д. Случай 11 [4].

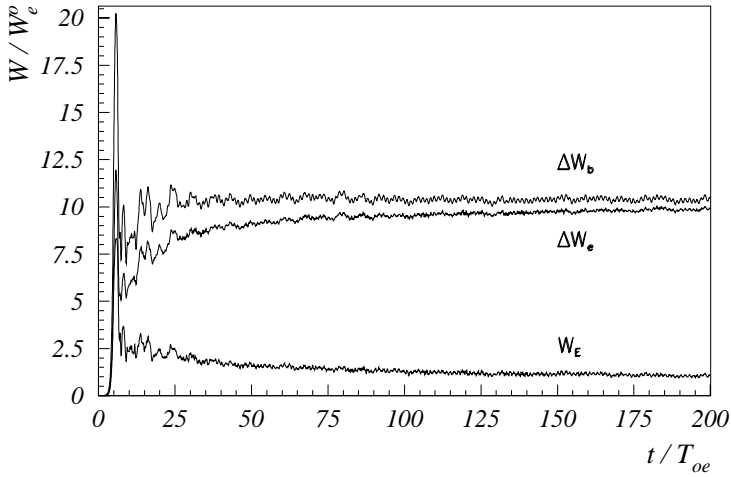


Рис. 26: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 24.

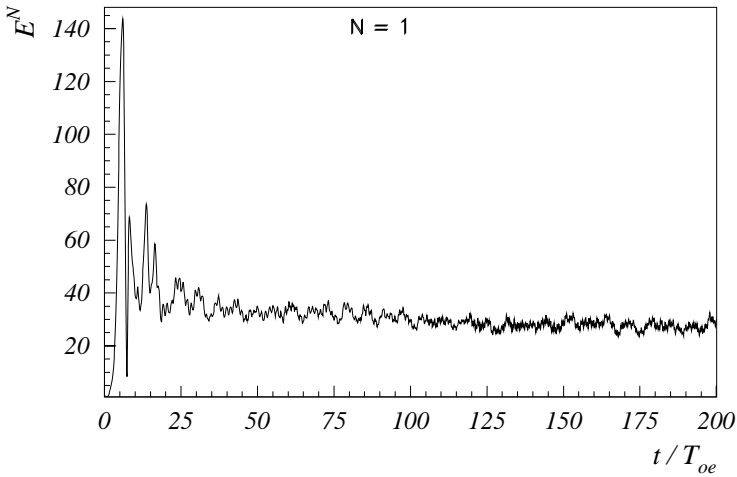


Рис. 27: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 24.

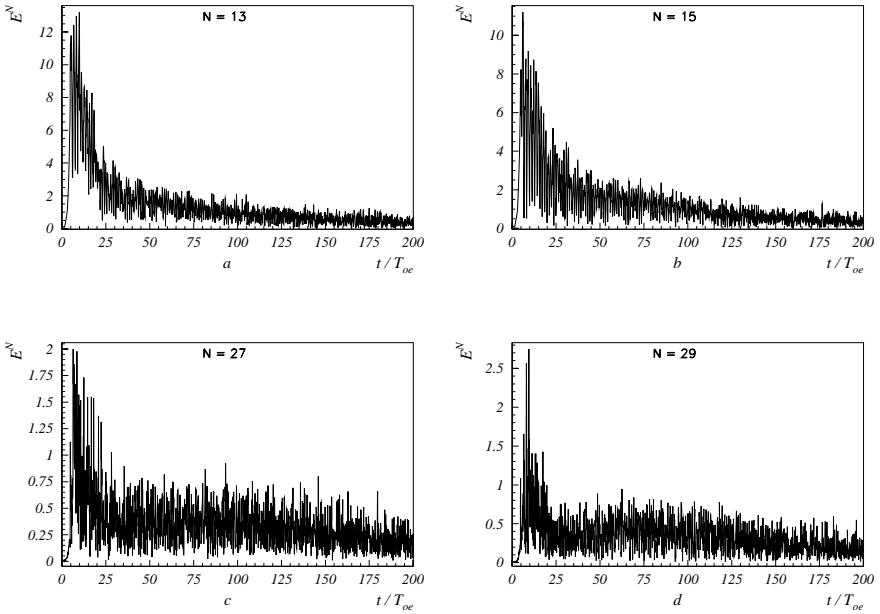


Рис. 28: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 24.

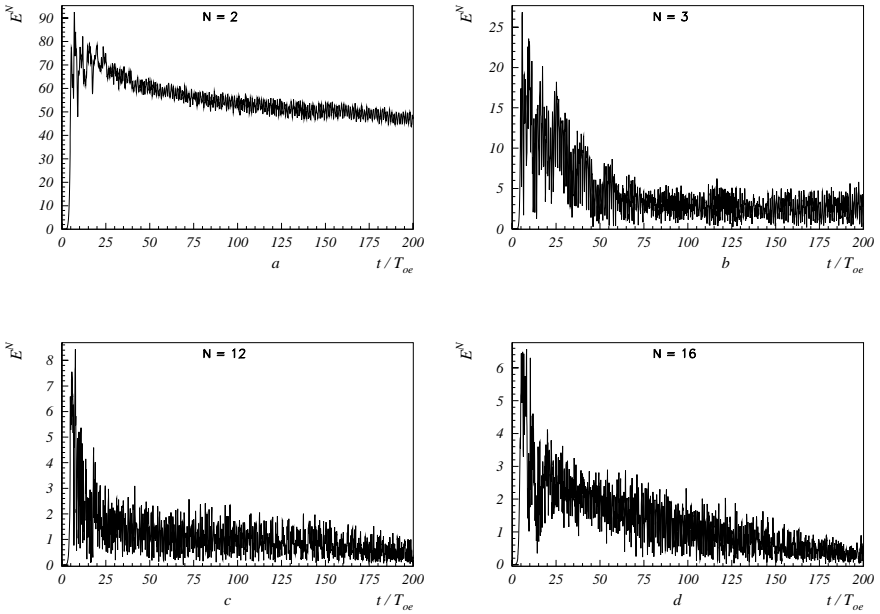


Рис. 29: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 24.

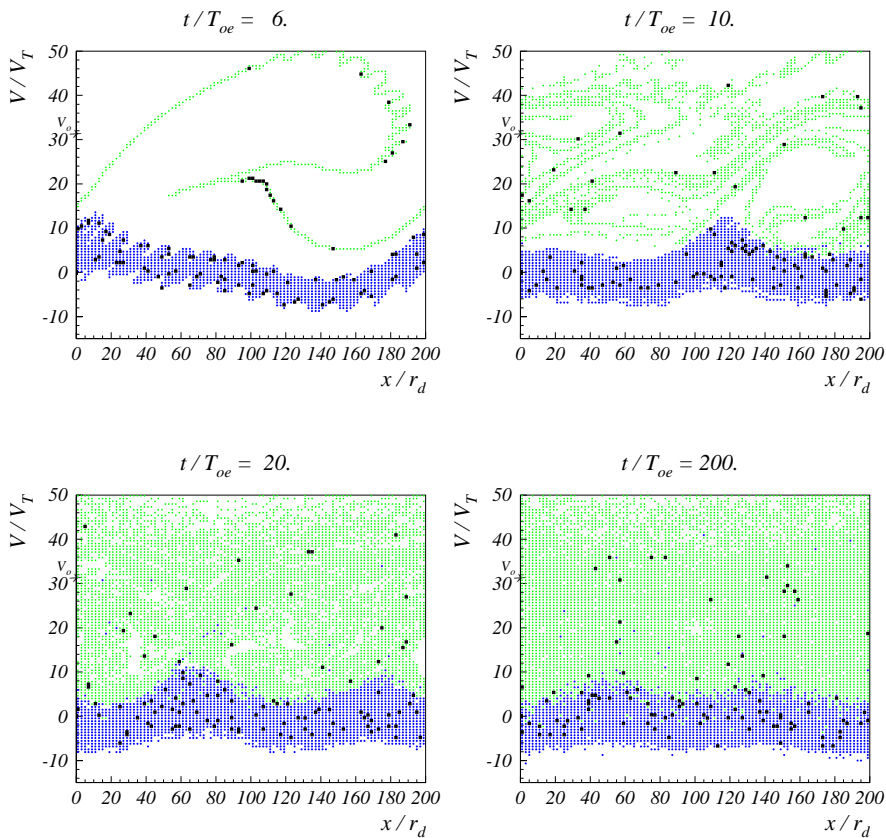


Рис. 30: Фазовые плоскости электронов. Случай 24.

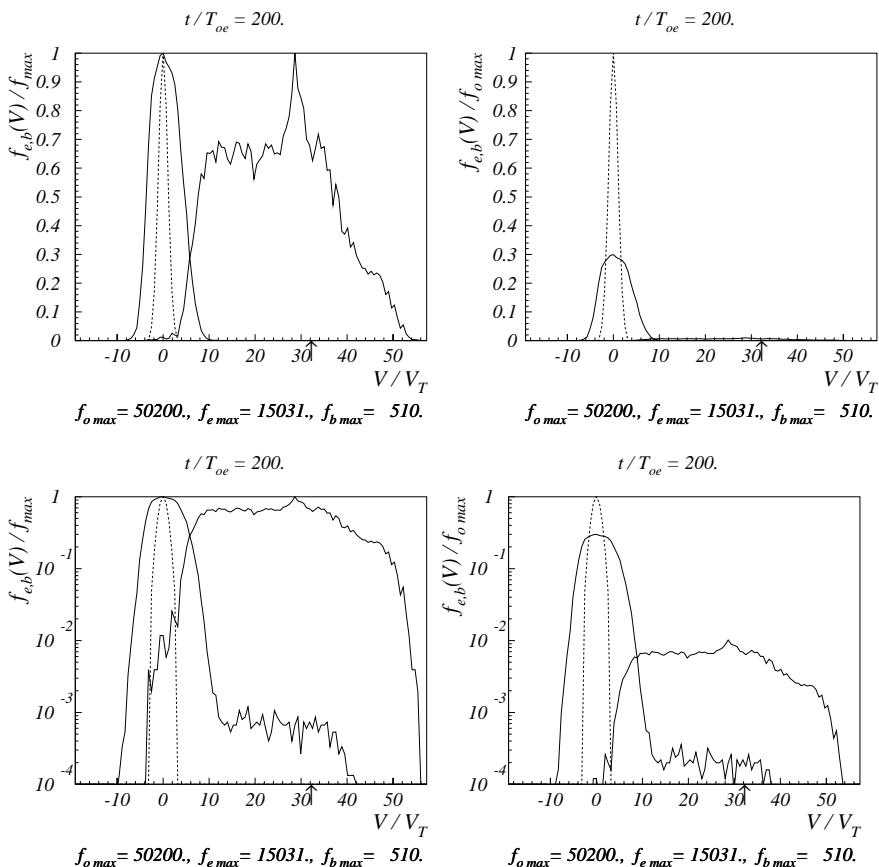


Рис. 31: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 24.

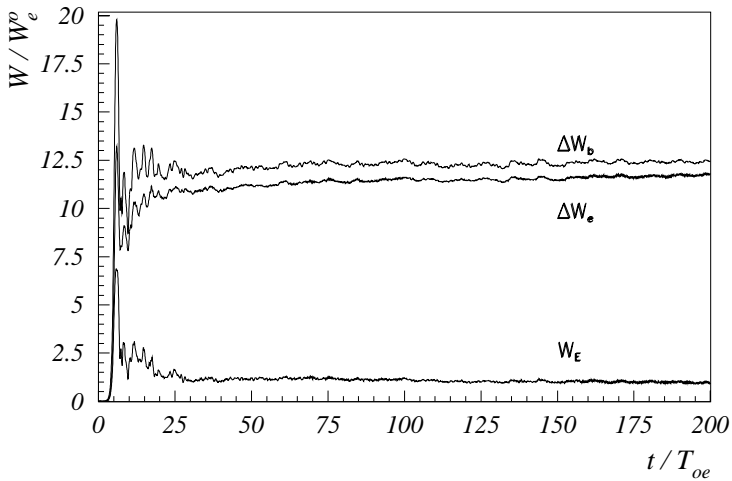


Рис. 32: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 25.

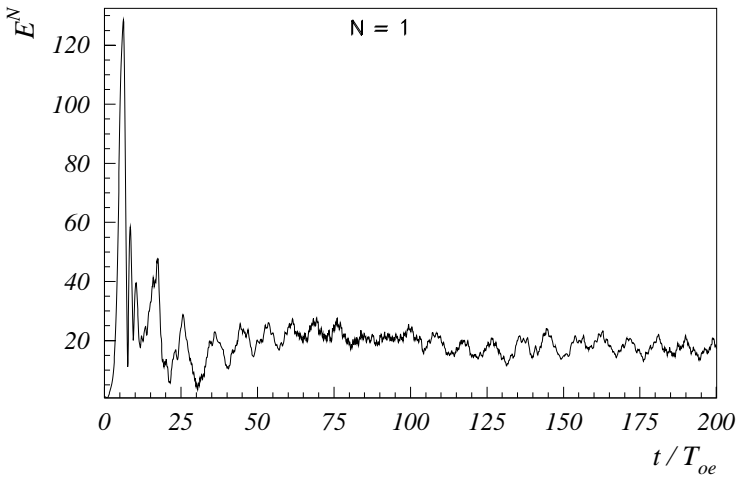


Рис. 33: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 25.

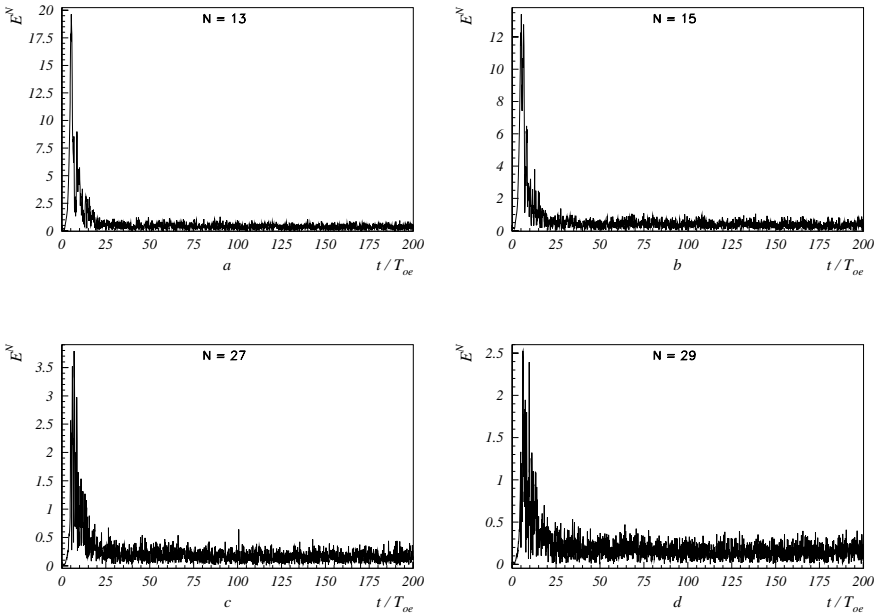


Рис. 34: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 25.

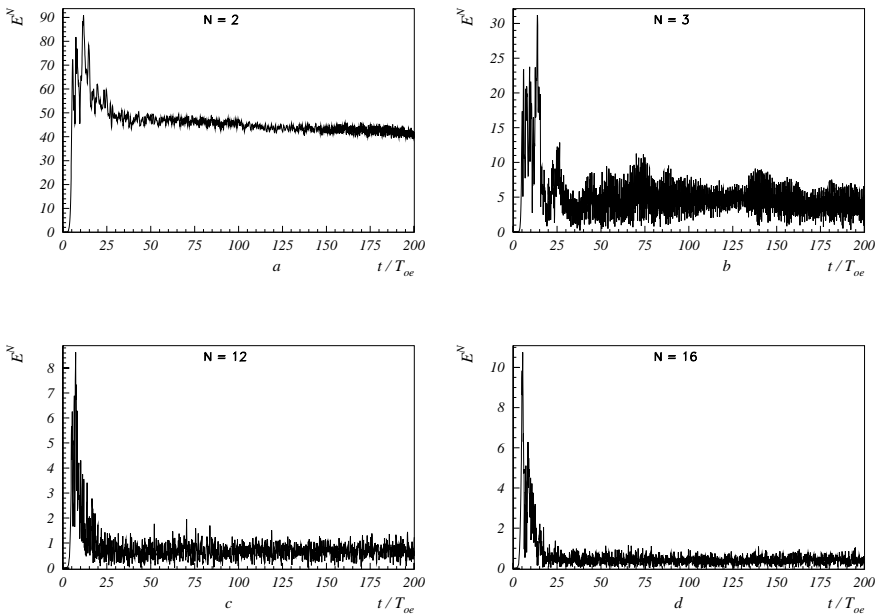


Рис. 35: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 25.

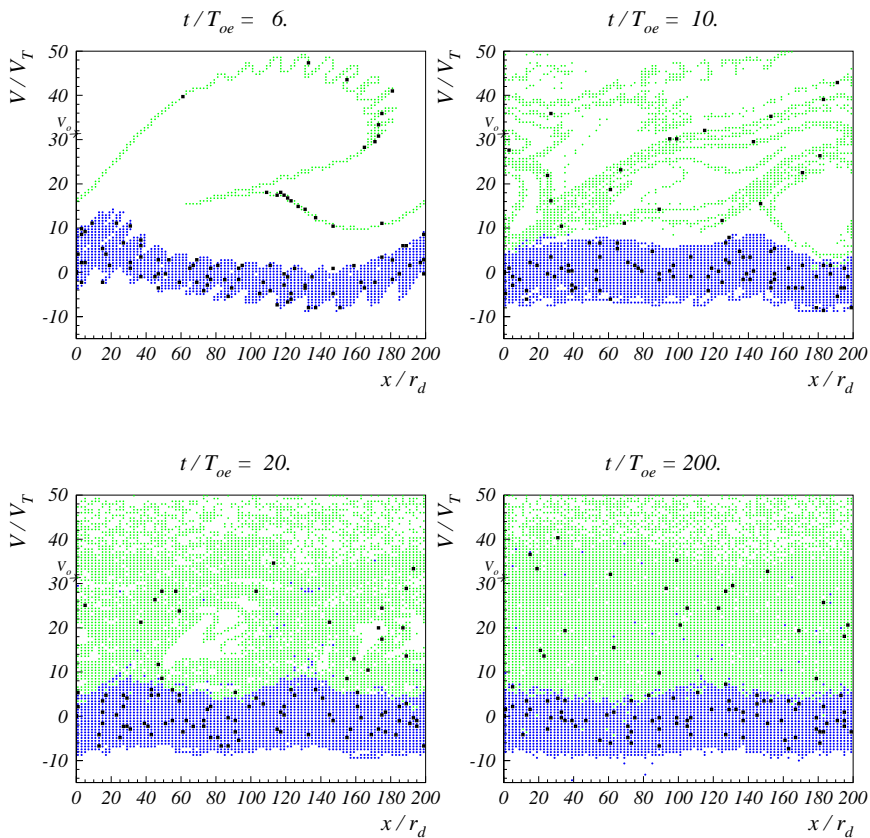


Рис. 36: Фазовые плоскости электронов. Случай 25.

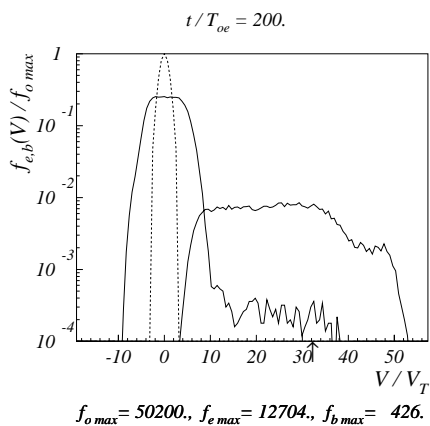
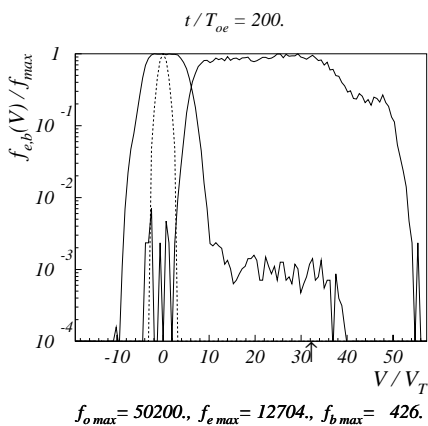
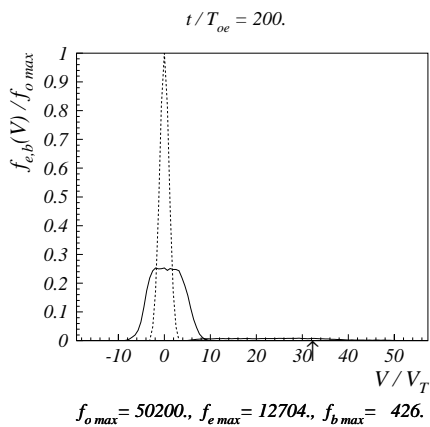
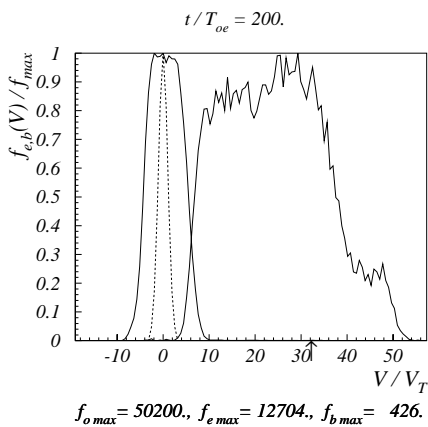


Рис. 37: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 25.

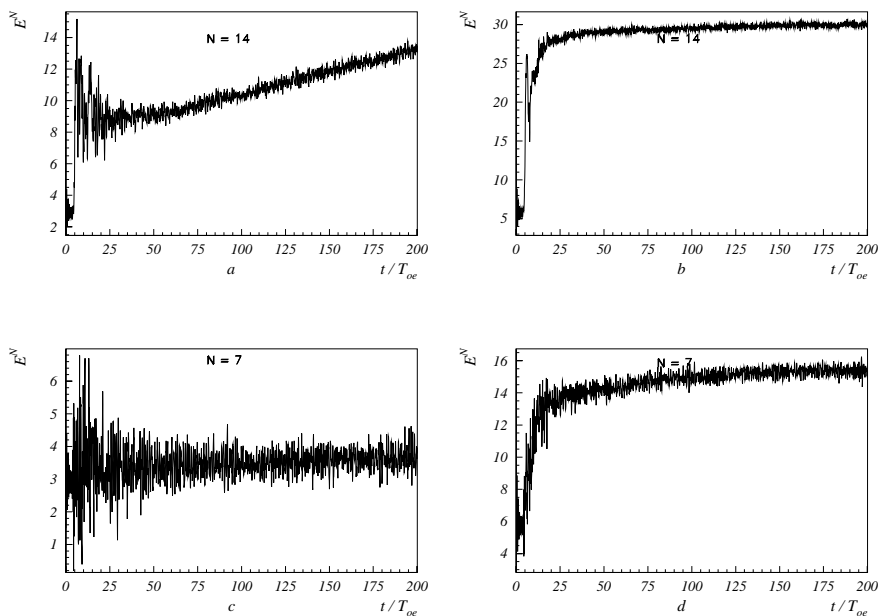


Рис. 38: Зависимость от времени амплитуды E^N гармоники $N = N_i$. а. Случай 24; б. Случай 25; с. Случай 14 [4]; д. Случай 15 [4].