

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

ВОЛНЫ БГК И МОДУЛЯЦИОННАЯ  
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
ХОЛОДНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
С ПЛАЗМОЙ. VI

ИЯФ 2002-5

НОВОСИБИРСК  
2002

Болны БГК и модуляционная неустойчивость при  
взаимодействии холодного электронного пучка с плазмой. VI

*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  $V_o/V_T = 31, 8$ ,  $n_b/n_o = (2.5, 3.0 \text{ и } 4.0) \cdot 10^{-3}$  в одномерной бесстолкновительной плазме с подвижными ионами ( $M/m = 10^2$ ) в системе длиной  $L/r_d = 200$ .

Показано, что развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию волны БГК. При малых  $n_b/n_o$  и малых амплитудах волна БГК стабильна и имеет квазистационарный характер. При увеличении  $n_b/n_o$  и амплитуды волны выше некоторого порога  $E^2/8\pi n_o T \geq 0.2$  развивается модуляционная неустойчивость. Развитие неустойчивости приводит к коллапсу, затуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы. После сброса части энергии формируется волна БГК с амплитудой меньше пороговой.

**Interaction of cold electron beam with plasma.  
BGK waves and modulational instability. VI**

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

**Abstract**

The instability of a cold electron beam  $V_o/V_T = 31, 8$ ,  $n_b/n_o = (2.5, 3.0 \text{ and } 4.0) \cdot 10^{-3}$  in one-dimensional collisionless plasma with mobile ions ( $M/m = 10^2$ ) in a system with the length  $L/r_d = 200$ , was studied in numerical experiments (PIC-method).

It was shown that the evolution of the beam-plasma instability leads to the formation of the BGK-wave. If  $n_b/n_o$  and the wave amplitude is low the BGK-wave is stable and has a quasistationary character. If  $n_b/n_o$  and the BGK-wave amplitude is increased above a threshold  $E^2/8\pi n_o T \geq 0.2$  the modulational instability of the BGK-wave becomes essential. The evolution of the modulational instability leads to the collapse and the damping of the electric field due to the absorption of the field energy by the plasma electrons. When a part of the energy is absorbed, the BGK-wave with the amplitude lower than the threshold of the modulational instability is formed.

© *Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН*

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного (монохроматического) пучка электронов большой скорости в одномерной бесстолкновительной плазме с подвижными ионами. Работа является продолжением работ [1-3], в которых исследовалась неустойчивость пучка со скоростью  $V_o/V_T = 15.9$  и плотностью ( $n_b^o/n_o \sim (0.5 \div 30) \cdot 10^{-2}$ ) в системе длиной  $L/r_d = 100$  [1,2] или ( $n_b^o/n_o \sim (0.05 \div 0,5) \cdot 10^{-2}$ ) в системе с  $L/r_d = 300$  [3].

В работах [1-3] показано, что пучковая неустойчивость приводит к развитию основной волны – гармонике с максимальным инкрементом. Параметры пучка и системы выбраны так, чтобы длина волны этой гармонике  $L/r_d = 100$  была кратна длине системы:  $L/\lambda = 1$  в работах [1,2] и  $L/\lambda = 3$  в работе [3].

Нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка возбуждающейся волной. Максимальная амплитуда волны увеличивается при увеличении плотности пучка. При малых плотностях пучка и малых амплитудах волны, когда нет сателлитной неустойчивости [4,5], дальнейшее развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию квазистационарной волны БГК-типа [1,3]. При увеличении плотности пучка и амплитуды волны становится существенной сателлитная неустойчивость. Возбуждение гармоник сателлитов приводит к модуляции волны и модуляционной неустойчивости [2,3]. Развитие модуляционной неустойчивости приводит к затуханию волны в результате развития сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы [6]. Однако, полного затухания волны не происходит – после сброса части энергии затухание прекращается или замедляется и формируется квазистационарная или медленно затухающая волна БГК [2,3].

В настоящей работе исследуется неустойчивость пучка с большей скоростью  $V_o/V_T = 31.8$  и плотностью  $n_b^o/n_o \sim (0.25 \div 1) \cdot 10^{-2}$ . При такой скорости пучка гармоника с максимальным инкрементом имеет длину волны  $\lambda/r_d = 200$ , так что в системе длиной  $\lambda/r_d = 200$   $L/\lambda = 1$ . Найдено, что во всех случаях (кроме случая с  $n_b^o/n_o = 1 \cdot 10^{-2}$ ) сателлитная неустойчивость не развивается и развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию волны БГК. При малых плотностях пучка  $n_b/n_o = 0,25 \cdot 10^{-2}$  волна БГК имеет квазистационарный характер. При увеличении плотности пучка ( $n_b^o/n_o \geq 0.3 \cdot 10^{-2}$ ) и амплитуды волна БГК становится неустойчивой относительно модуляционной неустойчивости и в отсутствие модуляции от сателлитов. Найден порог развития модуляционной неустойчивости по амплитуде волны БГК –  $E^2/8\pi n_o T \geq 0.2$ . Показано, что скорость развития модуляционной неустойчивости растет с ростом плотности пучка и амплитуды формирующейся волны БГК. Так же, как в случаях с сателлитной неустойчивостью [2,3], модуляционная неустойчивость приводит к сбросу значительной части энергии. После этого формируется квазистационарная или медленно затухающая волна БГК с амплитудой, меньшей порога возбуждения модуляционной неустойчивости.

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  $T_e/T_i = 30$ ,  $M/m = 10^2$ , обрезанное на скорости  $V \sim \pm 2.8 V_T$  из-за ограниченности числа счетных частиц ( $N^e \sim 10^5$  на длине  $100r_d$ ).

Задаётся холодный (монохроматический) пучок со скоростью  $V_o/V_T = 31,8$ . Для эффективного увеличения числа частиц пучка при сохранении отношения  $n_b/n_o$  применяется метод "взвешивания". "Взвешивание" эквивалентно тому, что один электрон дробится на  $\alpha$  частиц с массой  $m/\alpha$  и зарядом  $e/\alpha$ , но с тем же отношением  $e/m$  как у электрона, так что движение этих частиц (назовем их b-электронами) не отличается от движения электронов.

Начальные параметры пучка в разных случаях приведены в таблице.

**Начальные параметры пучка.**

$$\lambda/r_d = 200; V_o/V_T = 31.8; N^e = 2.002 \cdot 10^5; N^{b'} = 2 \cdot 10^4.$$

Случай	3-1	3-2	3-3	3-4	3-5
$N^b$	500	600	800	1000	2000
$n_b^o/n_o \cdot 10^{-2}$	0.25	0.30	0.40	0.50	1.0
$W_b^o/W_e^o$	2.594	3.112	4.150	5.187	10.375

$L$  - длина системы;  $V_o$  - скорость пучка,  $N^e$ ,  $N^b$ ,  $N^{b'}$  - число электронов плазмы, электронов пучка и "взвешенных" б-электронов на длине  $L$ ;  $n_b^o$ ,  $n_o$  - плотность электронов пучка и плазмы;  $W_b^o$ ,  $W_e^o$  - начальная энергия электронов пучка и тепловая энергия электронов плазмы.

Во всех случаях в начальный момент времени задается затравочная ленгмюровская волна малой амплитуды  $E_o/\frac{mr_d}{eT_{oe}^2} = 1$  с длиной волны  $L/r_d = 200$ , номером гармоники  $N = L/\lambda = 1$  и фазовой скоростью  $V/V_T = 32.04$ .

Задается 100 пробных частиц ( $e = m = 0$ ,  $e/m$  то же, что и у электрона). Прослеживается 18 траекторий пробных частиц на фазовой плоскости. Задаются разные 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  $x/r_d \sim 0 \div 200$ . Фазовые плоскости приводятся для типичного распределения: 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 по  $x_N^o$  в интервале  $x/r_d \sim 0 - 200$ .

Подробности постановки и описания численного эксперимента приведены в работе [1].

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

Работа разбита на две части. В первой рассматриваются случаи 3-1, 3-2 и 3-3, во второй - случаи 3-4, 3-5 и проводится сравнение всех случаев.

Рассмотрим случаи 3-1, 3-2 и 3-3. В этих случаях задан пучок со скоростью  $V_o/V_T = 31.8$  и с плотностью  $n_b^o/n_o = 2,5 \cdot 10^{-3}$  (случай 3-1),  $n_b^o/n_o = 3,0 \cdot 10^{-3}$  (случай 3-2) и  $n_b^o/n_o = 4,0 \cdot 10^{-3}$  (случай 3-3).

Кривые, описывающие случай 3-1, приведены на Рис.1-7, случай 3-2 – на Рис.8-17, случай 3-3 – на Рис.18-27. 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  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$  (Рис.1,8,18); зависимость от времени амплитуды  $E^N$  основной волны  $N_e = 1$  и гармоник (Рис.2,3,9,10,19,20); зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов  $\tilde{n}^N$  (Рис.4,14,21); фазовые плоскости электронов (Рис.5,13,23); функции распределения электронов плазмы  $f_e(V)$  и пучка (b-электронов)  $f_b(V)$  по скорости, нормированные на свой максимум  $f_{max}$  или максимум начальной функции распределения  $f_{o max}$ , в линейном (Рис.6,14,24) и логарифмическом (Рис.15,25) масштабе; распределение поля  $E(x)$ , возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}(x)$  и возмущения плотности электронов пучка (b-электронов)  $\tilde{n}_b(x)$  (Рис.7,16,26). Кроме того, для случаев 3-2 и 3-3 показана зависимость от времени энергии ионов  $\Delta W_i = W_i - W_i^o$  ( $W_i^o$  – тепловая энергия ионов) (Рис.12,22) и фазовые плоскости ионов (Рис.17,27).

По кривым  $W(t)$  (Рис.1,8,18) и  $E^N(t)$  (Рис.2,9,19) видно, что начальная стадия пучковой неустойчивости в случаях 3-1, 3-2, 3-3 имеет тот же характер, что и в случаях, рассмотренных в работах [1-3]. Действительно, по кривым  $E^N(t)$  (Рис.2,9,19) видно, что с самого начала выделяется гармоника  $N_e = 1$  с длиной волны  $L/r_d = 200$ , имеющая максимальный инкремент. Амплитуда волны  $N_e = 1$  проходит через максимум  $E = E_{max}^I$  в  $t = t_{max}^I$ , а далее осциллирует с периодом  $T/T_{oe} \sim 6 - 7$ , соответствующим периоду оборота захваченных частиц  $T_B = 2\pi/k\sqrt{\frac{e\phi}{m}} = 2\lambda/V_z$ ,  $V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$ . Это показывает, что нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка, что подтверждается и видом фазовых плоскостей электронов.

В работах [2,3] было показано, что на нелинейной стадии пучковой неустойчивости, начиная с  $t \leq t_{max}$ , возможно развитие сателлитной неустойчивости, если амплитуда волны достаточно велика ( $V_3^I / (V_\phi^I - V_\phi^N) > 0.8$ ). Сателлитная неустойчивость приводит к возбуждению ленгмюровских волн - гармоник  $N_e = 2, 3, \dots$  с фазовыми скоростями, близкими к фазовой скорости основной волны. Из Рис.3,10,20 видно, что в рассматриваемых случаях на начальной стадии (включая  $t \geq t_{max}$ ) амплитуда гармоник  $N_e = 2, 3$  систематически не растет в отличие от случаев, рассмотренных в работах [2,3]. Это показывает, что сателлитная неустойчивость в случаях 3-1, 3-2, 3-3 не развивается. Отметим, что наблюдающийся небольшой рост амплитуды гармоник  $N = 2$  и  $3$  (Рис.3) обусловлен гармониками поля объемного заряда захваченных волной  $N_e = 1$  электронов. Это подтверждается одинаковой зависимостью от времени амплитуды гармоник  $E^N(t)$  и основной волны  $E^I(t)$ .

В случае 3-1 с  $n_b^o/n_o = 2,5 \cdot 10^{-3}$  первый максимум кривой  $E^I(t)$  достигает в  $t_{max}^I/T_{oe} = 9.6$ , при этом  $E_{max}^I = 29.4$ ;  $V_{зmax}^I = 2\sqrt{\frac{e\phi_{max}}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE_{max}^I}{m} \frac{\lambda}{2\pi}} = 9.74V_T$ ;  $T_B = 2\pi/k\sqrt{\frac{e\phi_{max}}{m}} = 2\lambda/V_{зmax}^I = 6.5T_{oe}$ ; энергия поля  $W_E = 0.29W_e^o = 0.11W_b^o$ ; энергия электронов плазмы  $\Delta W_e$  близка к  $W_E - \Delta W_e = 0.32W_e^o = 0.12W_b^o$ , а потери энергии пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o) = 0,61W_e^o = 0.23W_b^o$  равны сумме ( $W_E + \Delta W_e$ ).

Дальнейшее развитие неустойчивости в случае 3-1, так же, как в случае 1-1 [1], приводит к формированию квазистационарной волны БГК. Действительно, "размешивание" захваченных электронов пучка на фазовой плоскости в области захвата волны  $N_e = 1$  приводит к образованию характерной структуры, сохраняющейся в течение длительного времени (Рис.5). При этом практически не меняется во времени вид функции распределения электронов пучка по скорости  $f_b(V)$  (Рис.6), распределение плотности электронов пучка  $\tilde{n}_b(x)$ , а также распределение поля  $E(x)$  (Рис.7). По кривой  $E^I(t)$  (Рис.2) видно, что средняя амплитуда волны  $N_e = 1$  остается практически постоянной - в  $t/T_{oe} \sim 200 - 500$   $E_{cp}^I \sim 18.3 - 17.4$ , а  $V_{3cp}^I/V_T \sim 7.7 - 7.5$ . При этом колебания амплитуды с пери-

одом  $T/T_{oe} \sim 6 - 7$  сохраняются. Максимальная по огибающей  $E^I(t)$  амплитуда  $E_{mx}^I$  в  $t/T_{oe} \sim 200 - 500$  меняется незначительно  $E_{mx}^I \sim 22 - 20$ , а  $V_{zmx}^I \sim 8.4 - 8.0$ .

Таким образом, формирующаяся волна БГК имеет стационарный характер и в течение длительного времени сохраняет стабильность в том числе и относительно модуляционной неустойчивости. Действительно, из Рис 7 видно, что распределение  $E(x)$  не модулируется, а распределение плотности  $\tilde{n}(x)$  определяется шумами, амплитуда которых не превосходит величины  $\tilde{n}_m/n_o \sim 7 \cdot 10^{-2}$ , а впадин плотности не образуется. Это подтверждается и кривыми  $\tilde{n}^N(t)$  (Рис.4), по которым видно, что выделенных гармоник плотности нет, а максимальная амплитуда гармоник не превосходит величины  $\tilde{n}^N/n_o \sim 1 \cdot 10^{-2}$ . Отметим, что небольшое затухание волны БГК, так же, как в работе [1], определяется конверсией на паразитных шумах.

В работе [1] в случае 1-1 с параметрами пучка  $V_o/V_T = 15.9$ ;  $n_b^o/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$  детально исследовалась структура волны БГК. Было показано, что волна БГК, формирующаяся в результате развития пучковой неустойчивости, имеет довольно сложную структуру. Она содержит ядро захваченных частиц, окруженное на фазовой плоскости стохастическим слоем. Ядро также неоднородно – на фоне практически однородного распределения частиц существуют долгоживущие медленно расплывающиеся сгустки частиц. Основной сгусток движется на фазовой плоскости по орбите, близкой к центру области захвата (дну потенциальной ямы волны). Этому сгустку соответствует основной пик на функции распределения электронов пучка  $f_b(V)$ . Движение сгустков на фазовой плоскости определяет колебания с периодом  $\sim T_B$  и огибающую колебаний амплитуды волны  $E^I(t)$ , а колебания  $E^I(t)$  приводят к формированию стохастического слоя в районе сепаратрисы волны.

В настоящей работе детального исследования структуры волны БГК не проводилось. Однако, не вызывает сомнений, что она имеет такой же характер, как в случае 1-1 [1]. Действительно, из Рис.2 видно, что в течение длительного времени сохраняются колебания амплитуды волны  $E^I(t)$  с периодом  $\sim T_B$ , а на функции



распределения  $f_b(V)$  (Рис.6) четко выделен пик, соответствующий основному сгустку. В работе [1] показано, что скорость  $V_p$ , соответствующая максимуму пика  $f_b(V)$ , в разные моменты времени в течение  $\sim T_B$  колеблется относительно фазовой скорости волны и незначительно отличается от нее  $(V_p - V_\phi) \leq \pm(0.5 - 1.3)V_T$ . Так что по максимальной и минимальной скорости  $V_p^{max}$  и  $V_p^{min}$  в течение  $T_B$  можно оценить фазовую скорость волны БГК –  $V_\phi \sim V_p^{min} + (V_p^{max} - V_p^{min})/2$ . В настоящей работе моменты вывода  $f_b(V)$  не привязывались к  $T_B$  и  $V_p^{max}$ ,  $V_p^{min}$  брались в случайные относительно  $\sim T_B$  моменты, но в большом интервале времени. В случае 3-1 в  $T/T_{oe} \sim 200 - 500$  такая оценка дает фазовую скорость  $V_\phi/V_T \sim 29.1 - 29.4$ .

В случае 3-2 с  $n_b^o/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$  первый максимум кривой  $E^I(t)$  достигается в  $t_{max}^I/T_{oe} = 9.3$ , при этом  $E_{max}^I = 33.1$ ;  $V_{3max}^I/V_T = 10.33$ ;  $T_B/T_{oe} = 6.2$ ;  $W_E = 0.36W_e^o = 0.12W_b^o$ ;  $\Delta W_e = 0.40W_e^o = 0.13W_b^o$ ;  $\Delta W_b = 0.77W_e^o = 0.25W_b^o$ .

В случае 3-3 с  $n_b^o/n_o = 4 \cdot 10^{-3}$ ;  $t_{max}^I/T_{oe} = 8.8$ ; при этом  $E_{max}^I = 39.7$ ;  $V_{3max}^I/V_T = 11.32$ ;  $T_B/T_{oe} = 5.6$ ;  $W_E = 0.52W_e^o = 0.13W_b^o$ ;  $\Delta W_e = 0.59W_e^o = 0.14W_b^o$ ;  $\Delta W_b = 1.12W_e^o = 0.27W_b^o$ .

В случаях 3-2 и 3-3 в  $t > t_{max}^I$  характер развития в начале существенно не отличается от случая 3-1. Действительно, кривые  $W(t)$  (Рис 8,18),  $E^I(t)$  (Рис.9,19), фазовые плоскости электронов (Рис.13,23), функции распределения по скорости (Рис.14,24), распределения  $E(x)$ ,  $\tilde{n}_b(x)$  (Рис.16,26) до  $t/T_{oe} \sim 350$  в случае 3-2 и до  $t/T_{oe} \sim 200$  в случае 3-3 имеют тот же характер, что и в случае 3-1. Это показывает, что на этой стадии развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию волны БГК. Амплитуда волны БГК в этих случаях несколько больше, чем в случае 3-1.

В случае 3-2 в  $t/T_{oe} \sim 200 - 350$  средняя амплитуда  $E_{cp}^I \sim 20.8 - 19.8$ ;  $V_{3cp}^I/V_T \sim 8.2 - 8.0$ . Максимальная по огибающей  $E^I(t)$  амплитуда  $E_{mx}^I \sim 25.0 - 24.6$ ;  $V_{3mx}^I/V_T \sim 9.0 - 8.9$ ; оценка фазовой скорости по  $V_p$  пика  $f_b(V)$  дает  $V_\phi^I/V_T \sim 29.2$ .

В случае 3-3 в  $t/T_{oe} \sim 100 - 200$   $E_{cp}^I \sim 25.6 - 25.0$ ;  $V_{3cp}^I/V_T \sim 9.1 - 9.0$ .  $E_{mx}^I \sim 31.0 - 30.6$ ;  $V_{3mx}^I/V_T \sim 10.0 - 9.9$ ;  $V_\phi^I/V_T \sim 30.1$ .

Дальнейшее развитие волны БГК в случаях 3-2, 3-3 кардинально отличается от случая 3-1. Действительно, по кривым  $E^N(t)$  (Рис.10,20),  $n^N(t)$  (Рис.11,21) видно, что уже в  $t/T_{oe} > 100 - 150$  начинают расти выделенные гармоники  $E^N$  и  $\tilde{n}^N$ . Напомним, что в случае 3-1 выделенных гармоник нет до  $t/T_{oe} \sim 600$  (Рис 3,4). По Рис 16,26 видно, что росту гармоник  $E^N$  и  $\tilde{n}^N$  соответствует модуляция поля  $E(x)$  и появление впадин плотности, а в дальнейшем (в случае 3-2 в  $t/T_{oe} > 350$ , в случае 3-3 в  $t/T_{oe} > 200$ ) быстрый рост впадин и концентрация в них электрического поля. Это однозначно показывает, что развивается модуляционная неустойчивость и коллапс. Поскольку сателлитной неустойчивость в случаях 3-2 и 3-3 нет, нет и начальной модуляции волны гармониками-сателлитами, которая могла бы послужить затравкой модуляционной неустойчивости подобно случаям рассмотренным в работах [2,3]. Таким образом, возбуждающаяся неустойчивость является модуляционной неустойчивостью собственно волны БГК.

Затравкой для развития модуляционной неустойчивости в рассматриваемых случаях, по-видимому, являются шумовые возмущения плотности плазмы. До начала модуляционной неустойчивости в  $t/T_{oe} < 100 - 150$  в случаях 3-2 и 3-3 эти шумы практически одинаковы и имеют максимальный уровень  $\tilde{n}_m/n_o \leq 4 \cdot 10^{-2}$ . Такой же уровень имеют шумы в  $t/T_{oe} < 100 - 150$  и в случае 3-1. К  $t/T_{oe} \sim 500$  в случае 3-1 шумы достигают уровня  $\tilde{n}_m/n_o \leq 7 \cdot 10^{-2}$ . Однако модуляционная неустойчивость в случае 3-1 с  $n_b^o/n_o = 2,5 \cdot 10^{-3}$  не развивается. Не развивается модуляционная неустойчивость и в случае с  $n_b^o/n_o = 2,0 \cdot 10^{-3}$  (в настоящей работе не описан).

Таким образом, в случаях с  $n_b^o/n_o \leq 2,5 \cdot 10^{-3}$  модуляционной неустойчивости нет, а в случаях 3-2, 3-3 с  $n_b^o/n_o \geq 3,0 \cdot 10^{-3}$  – есть, так что случаи 3-1 и 3-2 позволяют определить границу устойчивости волны БГК относительно модуляционной неустойчивости.

Как было показано выше, фазовые скорости волны БГК в случаях 3-1 и 3-2 практически одинаковы ( $V_\phi^I/V_T \sim 29$ ), так что основное различие в этих случаях определяется амплитудой волны БГК. Сравним средние и максимальные по огибающей  $E^I(t)$  амплитуды волны БГК и соответствующие плотности энергии в случаях 3-1 и

3-2 в одинаковом интервале времени  $t/T_{oe} \sim 200 - 350$ , в котором в обоих случаях волна БГК уже установилась, а модуляционная неустойчивость в случае 3-2 только начинается.

В случае 3-1

$$E_{cp}^I \sim 18.3 - 17.5; (E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \sim 0.11 - 0.10.$$

$$E_{mx}^I \sim 22.0 - 21.0; (E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \sim 0.15 - 0.14.$$

В случае 3-2

$$E_{cp}^I \sim 20.8 - 19.8; (E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \sim 0.14 - 0.13.$$

$$E_{mx}^I \sim 25.0 - 24.6; (E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \sim 0.20 - 0.19.$$

Таким образом, условие (граница, порог) модуляционной неустойчивости волны БГК с  $\lambda/r_d = 200$ , формирующейся при пучковой неустойчивости, по средней амплитуде

$$(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \geq 0.14.$$

по максимальной амплитуде  $E^I(t)$

$$(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \geq 0.20.$$

А условие устойчивости волны БГК относительно модуляционной неустойчивости по средней амплитуде

$$(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \leq 0.11.$$

по максимальной амплитуде

$$(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \leq 0.15.$$

Отметим, что в устойчивой волне БГК в случае 3-1 плотность энергии  $(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \sim 0.15 - 0.14$  и  $(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \sim 0.11 - 0.10$  много больше, чем  $(kr_d)^2 = 9.87 \cdot 10^{-4}$  и  $kr_d = 3.14 \cdot 10^{-2}$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ).

Рассмотрим развитие модуляционной неустойчивости в случаях 3-2 и 3-3. По кривым  $E(x)$  (Рис.16,26) видно, что максимальная концентрация поля в этих случаях достигается в разные моменты времени  $t = t_{max}$ . При этом максимальная величина поля  $E(x) = E_{max}$ , а плотность плазмы во впадине  $n/n_o = 1 - \tilde{n}/n_o$ .

В случае 3-2  $t_{max}/T_{oe} = 378.3$ ;  $E_{max} = 63.4$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.33$ ;  
 $n/n_o = 0.67$ ;  $(E_{max})^2/8\pi n_o T = 1.28$ ;  $(E_{max})^2/8\pi n T = 1.92$ .

В случае 3-3  $t_{max}/T_{oe} = 218.2$ ;  $E_{max} = 74.8$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.30$ ;  
 $n/n_o = 0.70$ ;  $(E_{max})^2/8\pi n_o T = 1.78$ ;  $(E_{max})^2/8\pi n T = 2.55$ .

По кривым Рис.10,20 видно, что в  $t \leq t_{max}$  начинают быстро расти гармоники основной волны. По фазовым плоскостям электронов (Рис.13,23) видно, что в  $t \leq t_{max}$  появляются "хвосты" ускоренных электронов. Это показывает, что гармоники модуляционной неустойчивости с  $V_{\Phi}^N > 0$  захватывают электроны плазмы. Появление "хвостов" ускоренных электронов в области скоростей  $V < 0$  показывает, что существенную роль играет конверсия основной волны и гармоник на возмущении плотности, которая приводит к генерации более коротковолновых гармоник и обратных волн с номерами  $N = N_e \pm \beta N_i$ ,  $\beta = 1, 2, 3...$  [7,8]. Это неудивительно, так как возмущение плотности быстро растет при модуляционной неустойчивости (Рис 16,26).

Как было показано ранее [6], в районе областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости и конверсии развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы. По функциям распределения электронов плазмы в случаях 3-2 и 3-3 (Рис.15,25) видно, что эта неустойчивость приводит к ускорению заметного числа электронов. В результате энергия электрического поля поглощается электронами плазмы и поле затухает (Рис 8,18).

По кривым  $\tilde{n}(x)$  (Рис 16,26) видно, что на стадии затухания поля впадины плотности еще некоторое время продолжают расти и достигают максимальной глубины в  $t = t_{min}$ . При этом возмущение плотности  $\tilde{n}_{min}/n_o$  и минимальная плотность во впадинах  $n_{min}/n_o = 1 - \tilde{n}_{min}/n_o$ .

В случае 3-2  $t_{min}/T_{oe} = 392$ ;  $\tilde{n}_{min}/n_o = 0.53$ ;  $n_{min}/n_o = 0.47$ ;

В случае 3-3  $t_{min}/T_{oe} = 230$ ;  $\tilde{n}_{min}/n_o = 0.58$ ;  $n_{min}/n_o = 0.42$ ;

По фазовым плоскостям ионов (Рис.17,27) видно, что в  $t/T_{oe} > 350$  в случае 3-2 и в  $t/T_{oe} > 200$  в случае 3-3 появляется характерное для модуляционной неустойчивости возмущение скорости ионов. В это же время начинает быстро расти энергия ионов (Рис.12,22). После затухания волны в  $t > t_{min}$  впадины плотности схлопываются и развивается ионная турбулентность с широким спектром ионно-звуковых волн. По фазовым плоскостям ионов видно, что при этом происходит захват и ускорение ионов этими волнами и развивается стохастическая неустойчивость движения ионов.

В результате энергия ионов достигает максимальных значений.

В случае 3-2  $\Delta W_{imax}/W_e^o = 1.12 \cdot 10^{-2}$ ;  $\Delta W_{imax}/W_i^o = 0.33$   
 $(W_i^o/W_e^o = 3.34 \cdot 10^{-2})$ ;

В случае 3-3  $\Delta W_{imax}/W_e^o = 1.80 \cdot 10^{-2}$ ;  $\Delta W_{imax}/W_i^o = 0.54$   
 $(W_i^o/W_e^o = 3.35 \cdot 10^{-2})$ ;

Развитие сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы приводит к быстрому затуханию поля. Однако, полного затухания поля не происходит. По кривым  $E^I(t)$  (Рис.9,19) видно, что после основного затухания средняя амплитуда волны  $N_e = 1$  устанавливается на некотором постоянном уровне или очень медленно уменьшается. Это показывает, что формируется квазистационарная волна.

В случае 3-2 в  $t/T_{oe} \sim 450 - 500$  средняя амплитуда  $E_{cp}^I \sim 4$ ;  $V_{з\ cp}^I \sim 3.6$ ; максимальная по огибающей  $E^I(t)$  амплитуда  $E_{mx}^I \sim 6 - 5$ ;  $V_{з\ mx}^I/V_T \sim 4.4 - 4.0$ .

В случае 3-3 в  $t/T_{oe} \sim 400 - 500$   $E_{cp}^I \sim 4$ ;  $V_{з\ cp}^I/V_T \sim 3.6$ ;  
 $E_{mx}^I \sim 5$ ;  $V_{з\ mx}^I/V_T \sim 4.0$ .

По функциям распределения  $f_b(V)$  (Рис.14,24) видно, что и после затухания в  $t > t_{min}$  на функциях  $f_b(V)$  сохраняется пик, свидетельствующий о сохранении сгустка захваченных частиц. Это подтверждают и кривые  $\tilde{n}_b(x)$  (Рис.16,26), по которым видно, что распределение плотности в-электронов сохраняет вид пика, хотя и с меньшей максимальной плотностью. Сохранение сгустка захваченных частиц видно и по пробным частицам на фазовой плоскости электронов (Рис.13,23).

Совокупность этих фактов показывает, что после модуляционной неустойчивости, коллапса и затухания сохраняется волна БГК, хотя ее амплитуда сильно уменьшается.

Меняется и фазовая скорость волны БГК. Действительно, оценка фазовой скорости по  $V_p^{max}$ ,  $V_p^{min}$  пика на функции распределения  $f_b(V)$  в разные моменты времени дает в случае 3-2  $V_{\phi}^I/V_T \sim 24.8$ , в случае 3-3  $V_{\phi}^I/V_T \sim 23.9$ . Таким образом, фазовая скорость волны заметно меньше, чем  $V_{\phi}^I/V_T \sim 29$  в этих случаях до начала модуляционной неустойчивости.

Перестройка волны БГК и уменьшение ее фазовой скорости наблюдались ранее при исследовании волн БГК в плазме с возмущением плотности [9]. Было найдено, что заметный эффект наблюдается, когда возмущение плотности достаточно велико  $\tilde{n}/n_o > 0.2 - 0.3$ . В случаях 3-2, 3-3 фазовая скорость волны БГК  $N_e = 1$  меняется в  $t > t_{max}$ , когда возмущение плотности  $\tilde{n}/n_o \geq 0.3$ . Таким образом, это то же явление, что и в работе [9].

Квазистационарный характер имеет не только волна БГК  $N_e = 1$ . По кривым  $E^N(t)$  (Рис.10,20) видно, что после затухания амплитуды гармоник выходят на некоторый примерно постоянный в среднем уровень. Ранее было показано, что это свидетельствует о формировании в плазме квазистационарных областей (на фазовой плоскости) стохастического движения [10]. Анализ движения пробных частиц, распределение пробных частиц на фазовой плоскости в разные моменты времени (Рис.13,23) показывает, что в случаях 3-2, 3-3 также формируются области стохастического движения электронов плазмы в области скоростей  $V > 0$  и  $V < 0$ .

По максимальным и минимальным скоростям пробных частиц можно оценить границы стохастических областей:

	Область $V > 0$ .		Область $V < 0$ .	
	$V_N^{max}/V_T$	$V_N^{min}/V_T$	$V_N^{max}/V_T$	$V_N^{min}/V_T$
Случай 3-2	9.22	1.45	-1.09	-8.01
Случай 3-3	8.79	0.71	-1.59	-8.04

Видно, что в случаях 3-2 и 3-3 эти области не пересекаются.

По кривым Рис.8,18 видно, что после основного затухания потери энергии пучка и энергия электронов продолжают очень медленно расти, хотя устанавливается квазистационарная волна БГК  $N_e = 1$  и квазистационарные области стохастического движения. При этом  $\Delta W_e \sim \Delta W_b$ . В работе [10] сделан вывод, что амплитуда волны БГК поддерживается постоянной за счет притока энергии от продолжающегося "размешивания" b-электронов и потерь энергии на конверсию, а амплитуда гармоник в стохастических областях поддерживается за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание, которое приводит к росту  $\Delta W_e$ . Такой же механизм возможен в случаях 3-2 и 3-3, поскольку возмущения

плотности и в  $t > t_{min}$  остаются достаточно большими (Рис 16,26), так что конверсия заведомо должна играть роль.

В настоящей работе показано, что развитие пучковой неустойчивости (пучок со скоростью  $V_o/V_T = 31.8$ , плотностью  $n_b^o/n_o = (2 - 4) \cdot 10^{-3}$  в системе длиной  $L/r_d = 200$ ) в отсутствие сателлитной неустойчивости приводит к формированию волны БГК с длиной волны  $L/r_d = 200$  ( $kr_d = 3.14 \cdot 10^{-2}$ ) и фазовой скоростью  $V_\phi/V_T \sim 29$ . При малых плотностях пучка  $n_b^o/n_o \leq 2.5 \cdot 10^{-3}$ , когда средняя амплитуда сформировавшейся волны БГК  $E_{cp}^I \leq 18$  (здесь и далее  $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ ),  $(E_{cp}^I)^2/(8\pi n_o T) \leq 0.11$ , волна устойчива в течение длительного времени. При увеличении плотности пучка до  $n_b^o/n_o \geq 3 \cdot 10^{-3}$ , когда средняя амплитуда волны БГК  $E_{cp}^I \geq 20$ ,  $(E_{cp}^I)^2/(8\pi n_o T) \geq 0.14$ , волна становится неустойчивой относительно модуляционной неустойчивости. Таким образом, эти параметры можно считать границей (порогом) устойчивости волны БГК.

Амплитуда формирующейся при пучковой неустойчивости волны БГК промодулирована. Поэтому имеет смысл оценить границу устойчивости по  $E_{mx}^I$ -максимальной по огибающей  $E^I(t)$  амплитуде волны: волна устойчива если  $E_{mx}^I \leq 22$ ,  $(E_{mx}^I)^2/(8\pi n_o T) \leq 0.15$ ; волна неустойчива если  $E_{mx}^I \geq 25$ ,  $(E_{mx}^I)^2/(8\pi n_o T) \geq 0.20$ . Отметим, что плотность энергии в устойчивой волне БГК в случае 3-1  $(E_{mx}^I)^2/(8\pi n_o T)$  и  $(E_{cp}^I)^2/(8\pi n_o T)$  много больше, чем  $(kr_d)^2 = 9.87 \cdot 10^{-4}$  и больше, чем  $kr_d = 3.14 \cdot 10^{-2}$ .

Устойчивая волна БГК в отсутствие сателлитной неустойчивости наблюдалась в случае 1-1 в работе [1], где исследовалась неустойчивость пучка с параметрами  $V_o/V_T = 15.9$ ;  $n_b^o/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$  в системе с длиной  $L/r_d = 100$ . Было найдено, что развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию волны БГК с  $\lambda/r_d = 100$  ( $kr_d = 6.28 \cdot 10^{-2}$ ) и  $V_\phi/V_T \sim 14.6$ . Амплитуда сформировавшейся волны БГК удовлетворяет условию устойчивости, найденному в настоящей работе. Действительно в случае 1-1 в  $t/T_{oe} \sim 200 - 600$   $E_{cp}^I \sim 14.2 - 13.5$ ;  $(E_{cp}^I)^2/(8\pi n_o T) \sim (6.4 - 5.8) \cdot 10^{-2} < 0.14$ ,

$E_{mx}^I \sim 16.5 - 15$ ;  $(E_{mx}^I)^2/(8\pi n_o T) \sim (8.7 - 7.2) \cdot 10^{-2} < 0.20$ . Отметим, что в случае 1-1, так же, как в случае 3-1, плотность энергии в устойчивой волне БГК  $(E_{mx}^I)^2/(8\pi n_o T)$  и  $(E_{cp}^I)^2/(8\pi n_o T)$  много больше, чем  $(kr_d)^2 = 3.95 \cdot 10^{-3}$  и сравнима с  $kr_d = 6.28 \cdot 10^{-2}$ .

Отметим также, что ленгмюровские волны с близкими к волне БГК случая 1-1 [1] параметрами ( $\lambda/r_d = 100$ ;  $V_\phi/V_T = 16$ ;  $E_o \sim 11 - 18$ ;  $(E_o^I)^2/(8\pi n_o T) \sim (4 - 10) \cdot 10^{-2}$ ) неустойчивы относительно модуляционной неустойчивости [11].

Ранее исследовались случаи, когда волна БГК задавалась с самого начала в отсутствии пучка электронов [12,13]. Было найдено, что в отсутствии сателлитной неустойчивости в некоторых случаях волна БГК устойчива, в некоторых неустойчива относительно модуляционной неустойчивости. Устойчивая волна БГК наблюдалась в случаях, когда выполнено условие устойчивости, найденное в настоящей работе  $E_o^I/(8\pi n_o T) \leq 0.11(0.15)$ : в случае 1-2К из работы [12], где задана волна БГК с параметрами  $\lambda/r_d = 100$ ;  $V_\phi/V_T = 15.2$ ;  $E_o \sim 15.6$ ;  $(E_o^I)^2/(8\pi n_o T) = 7.8 \cdot 10^{-2} < 0.11(0.15)$ , и в случае 2 из работы [13], где задана волна БГК с  $\lambda/r_d = 200$ ,  $V_\phi/V_T = 28.1$ ;  $E_o \sim 13.6$ ;  $(E_o^I)^2/(8\pi n_o T) = 5.9 \cdot 10^{-2} < 0.11(0.15)$ . Неустойчивая волна БГК наблюдалась в случаях, когда выполнено условие неустойчивости  $(E_o^I)^2/(8\pi n_o T) > 0.14(0.20)$ . Так в случае 6 из работы [13] волна БГК с параметрами  $\lambda/r_d = 200$ ,  $V_\phi/V_T = 30.1$ ;  $E_o = 30$ ;  $(E_o^I)^2/(8\pi n_o T) = 0,29 > 0.14(0.20)$  неустойчива относительно возбуждения модуляционной неустойчивости.

Развитие модуляционной неустойчивости волны БГК в случаях рассмотренных в настоящей работе и ранее приводит к возбуждению широкого спектра гармоник, развитию конверсии волны и гармоник на возмущении плотности, развитию сильной стохастической неустойчивости электронов плазмы в районе областей захвата гармоник с  $V_\phi^N > 0$  и  $V_\phi^N < 0$  и к поглощению энергии поля электронами плазмы при развитии сильной стохастической неустойчивости.

В случаях волн БГК с параметрами, близкими к границе устойчивости, рассмотренных в настоящей работе, волна БГК сохраняется и после модуляционной неустойчивости и затухания. Парамет-



ры волны при этом заметно меняются. Фазовая скорость уменьшается до величины  $V_{\text{ф}}/V_T = 24 - 25$  при развитии возмущения плотности (подобный эффект изучался ранее [9]), а амплитуда уменьшается при затухании. Амплитуда установившейся после затухания волны БГК удовлетворяет условию устойчивости:  $E_{\text{ср}}^I \sim 4$ ;  $(E_{\text{ср}}^I)^2/(8\pi n_o T) \sim 5 \cdot 10^{-3} \ll 0.11$ ,  $E_{\text{mx}}^I \sim 5 - 6$ ;  $(E_{\text{mx}}^I)^2/(8\pi n_o T) \sim (4 - 4.4) \cdot 10^{-3} \ll 0.15$ .

## Список литературы

- [1] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринт ИЯФ 98-36, Новосибирск, 1998.
- [2] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринты ИЯФ 98-37, 98-38, Новосибирск, 1998.
- [3] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринты ИЯФ 98-79, 98-80 Новосибирск, 1998.
- [4] Н.Г.Мациборко, И.Н.Онщенко, Я.Б.Файнберг, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. — ЖЭТФ 63, 874, 1972.
- [5] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. — Препринты ИЯФ N 95-23, N 95-24, Новосибирск, 1995.
- [6] N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. — Phys. Lett 112A, 330, 1985.
- [7] P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson. — Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
- [8] N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. — Physica Scripta 24, 566, 1981.
- [9] Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. Препринты ИЯФ N 94-48, N 94-49, N 94-50, N 94-51, Новосибирск, 1994.
- [10] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринт ИЯФ 2000-6, 2000-58, Новосибирск, 2000.
- [11] Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы 7, 383, 1981;. Препринт ИЯФ 78-76, Новосибирск, 1978.
- [12] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова. — Препринт ИЯФ N96-30, Новосибирск, 1996.
- [13] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова. — Препринт ИЯФ N97-31, Новосибирск, 1997.

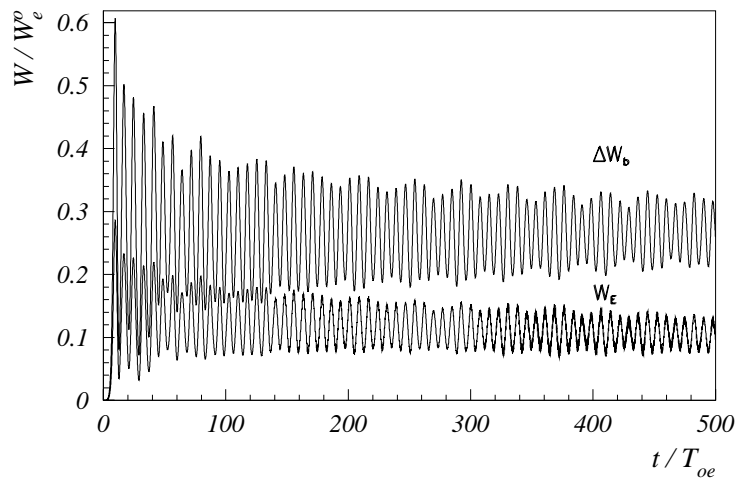


Рис. 1: Зависимость от времени энергии электрического поля  $W_E$ , и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ . Случай 3-1.

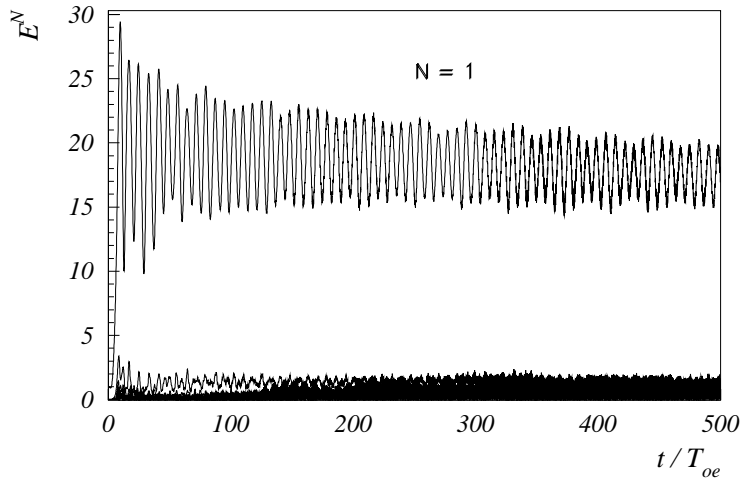


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды волны  $N_e = 1$  и гармоник  $N_e = 2 \div 10$ . Случай 3-1.

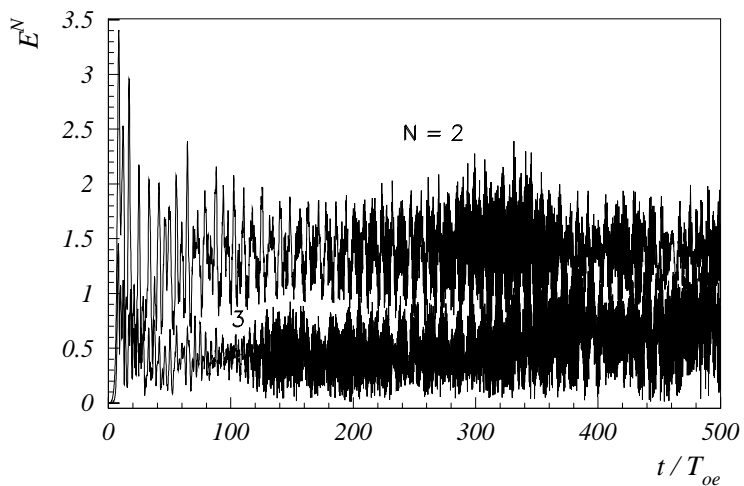


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды гармоник  $N_e = 2$  и 3. Случай 3-1.

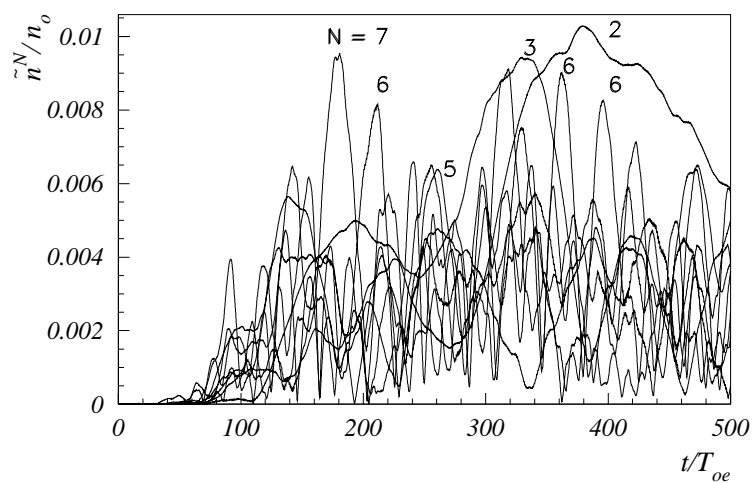


Рис. 4: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов  $N_i = 1 \div 10$ . Случай 3-1.

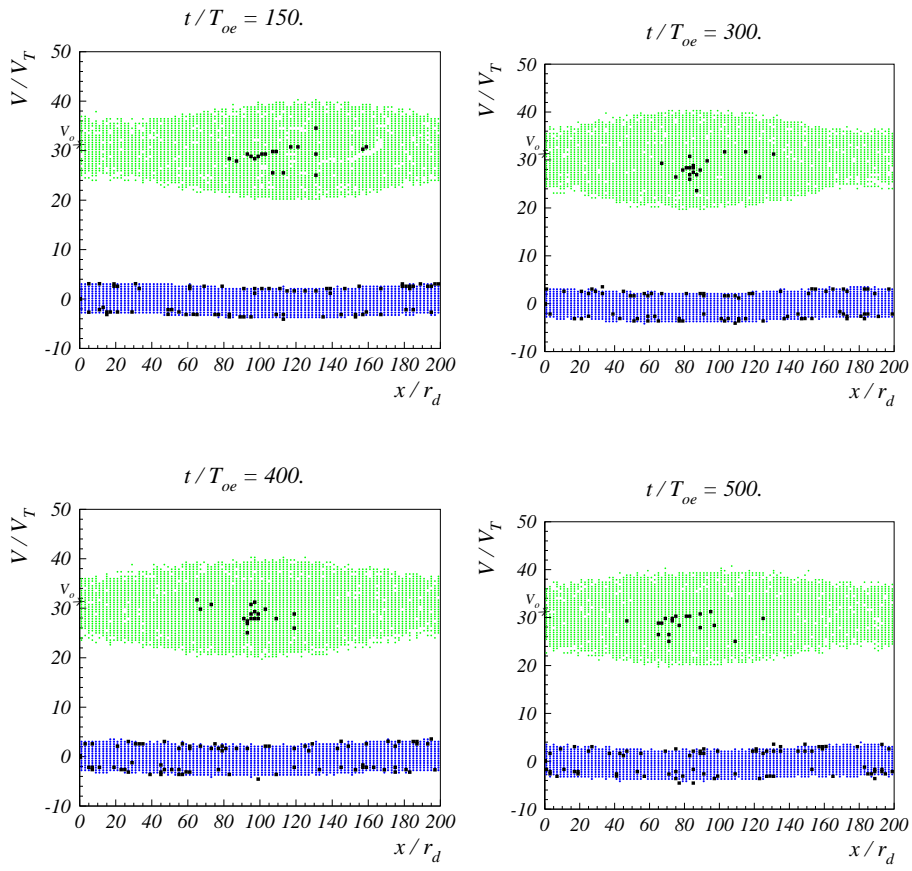


Рис. 5: Фазовые плоскости электронов. Случай 3-1.

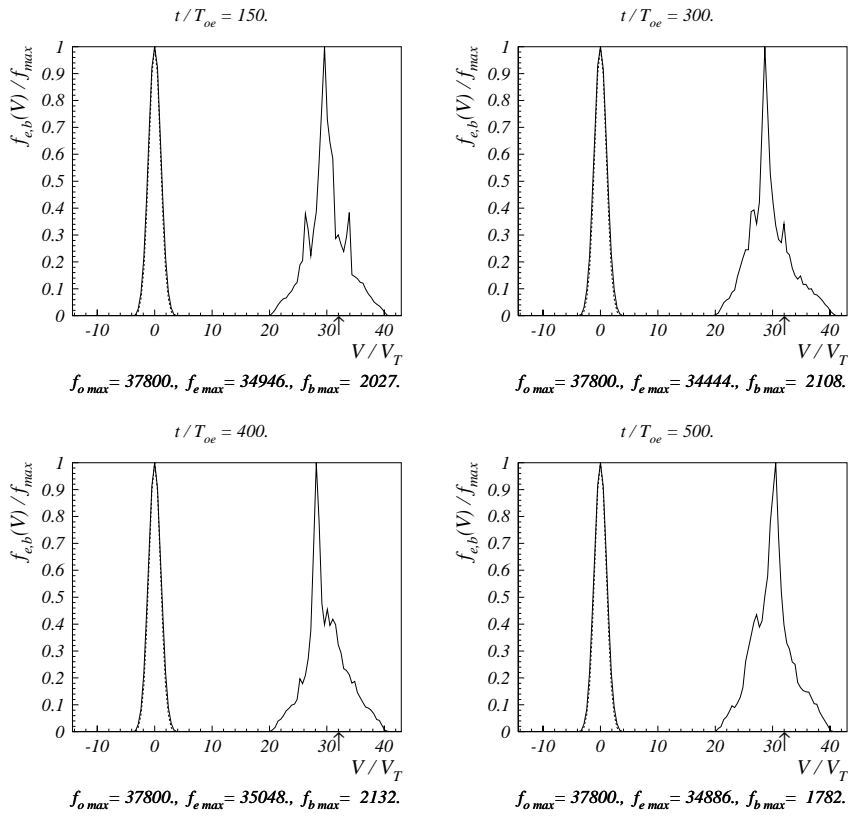


Рис. 6: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Стрелкой отмечена начальная скорость пучка  $V_o/V_T = 31.8$ . Пунктир – начальная функция распределения. Случай 3-1.

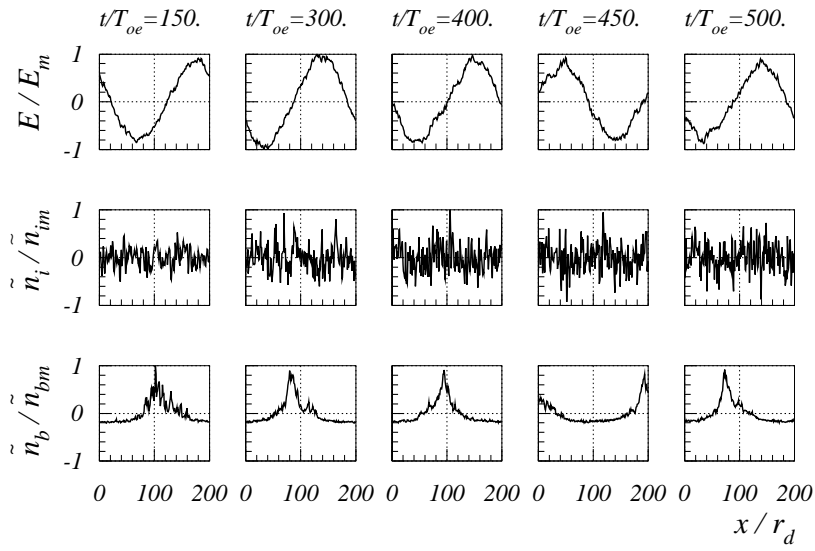


Рис. 7: Распределение поля  $E(x)$ , возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}(x)$  и возмущения плотности электронов пучка  $\tilde{n}_b(x)$ . Случай 3-1.  $E_m = 22.92$ ,  $\tilde{n}_{im}/n_o = 7.1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 3.96$ ;  $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ .

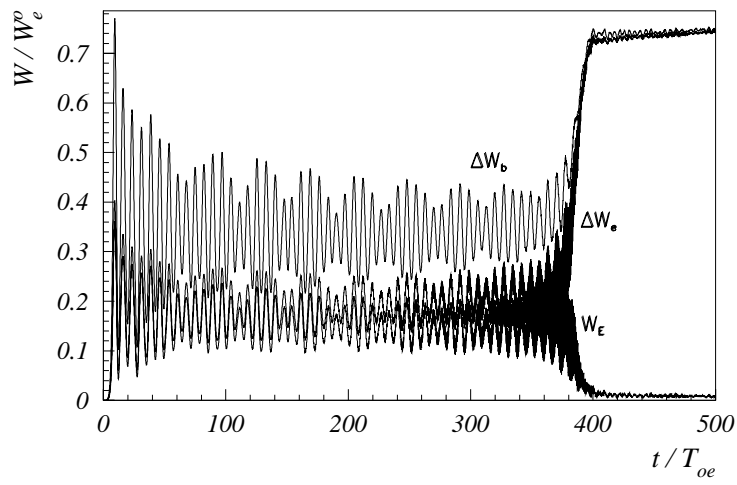


Рис. 8: Зависимость от времени энергии электрического поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^o$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ . Случай 3-2.

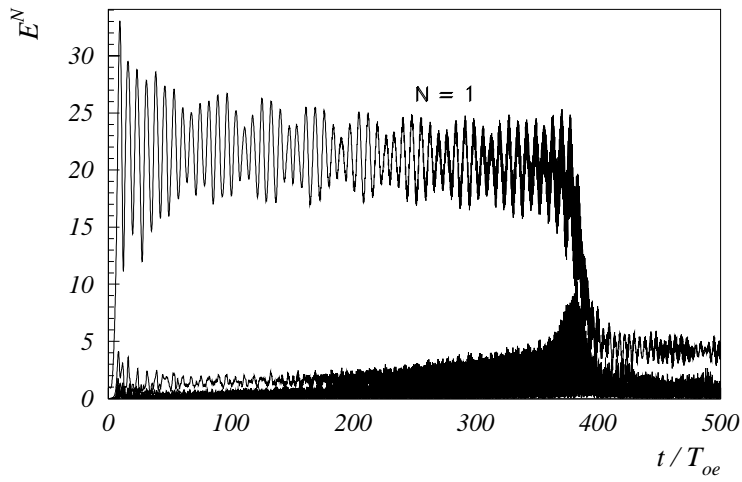


Рис. 9: Зависимость от времени амплитуды волны  $N_e = 1$  и гармоник  $N_e = 2 \div 10$ . Случай 3-2.

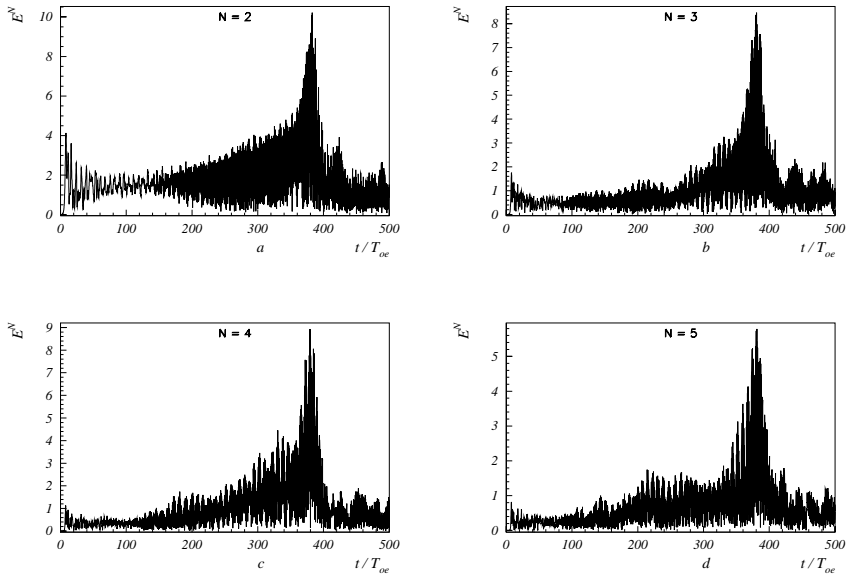


Рис.10: Зависимость от времени амплитуды гармоник  $N_e = 2 \div 5$ .  
Случай 3-2.



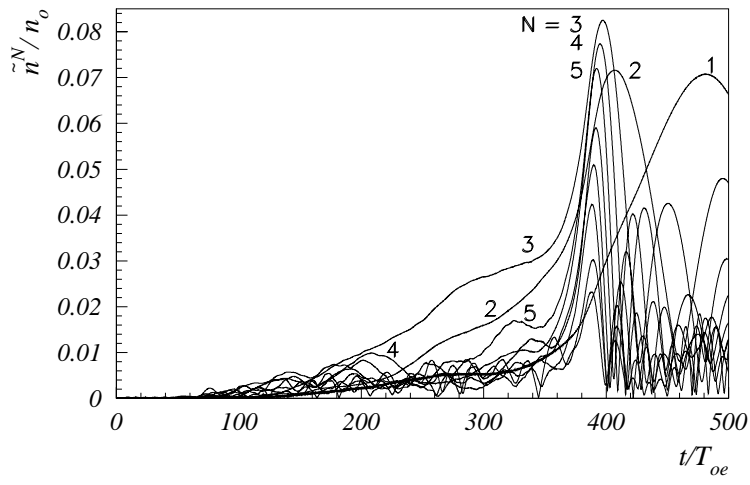


Рис.11: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов  $N_i = 1 \div 10$ . Случай 3-2.

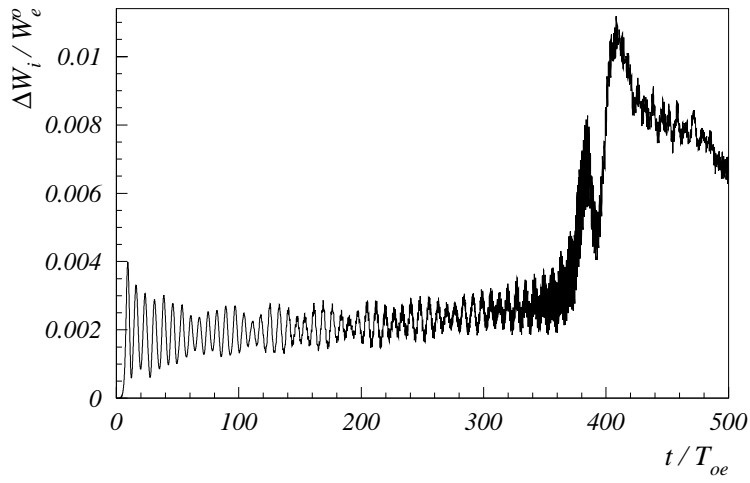


Рис. 12: Зависимость от времени энергии ионов  $\Delta W_i = W_i - W_i^o$ . Случай 3-2.

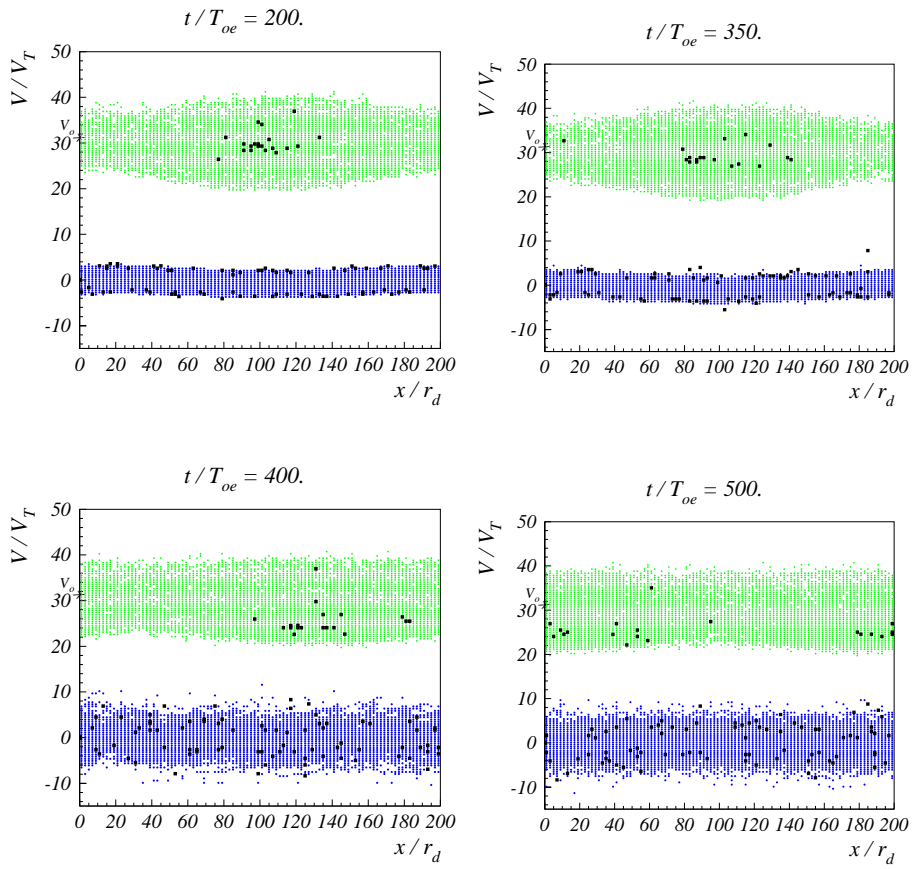


Рис.13: Фазовые плоскости электронов. Случай 3-2.

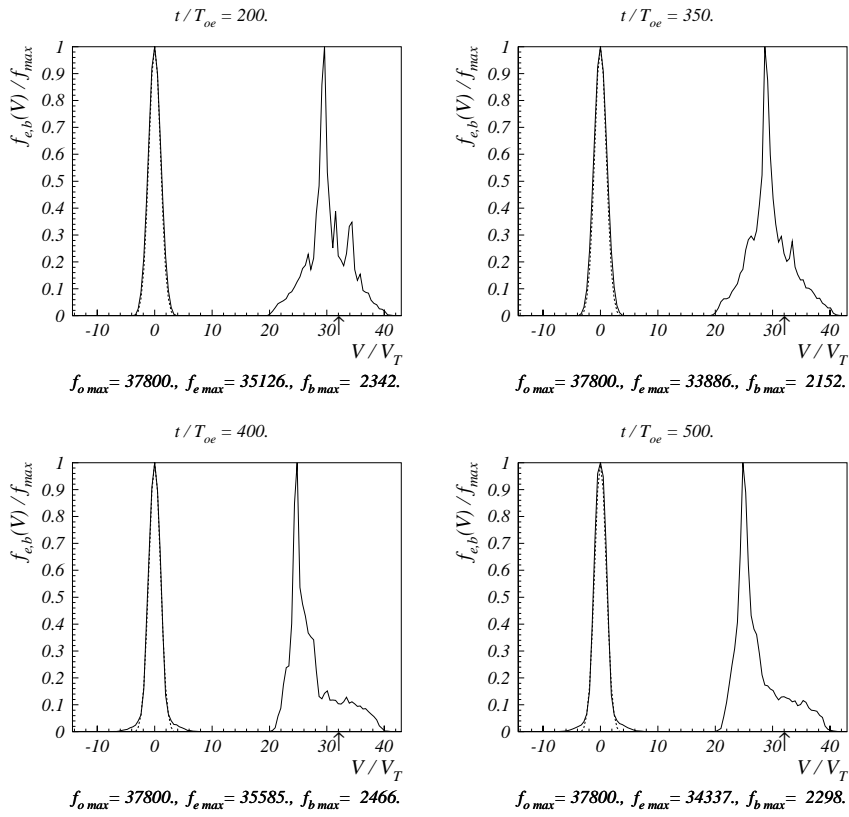


Рис.14: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Стрелкой отмечена начальная скорость пучка  $V_o/V_T = 31.8$ . Пунктир – начальная функция распределения. Случай 3-2.

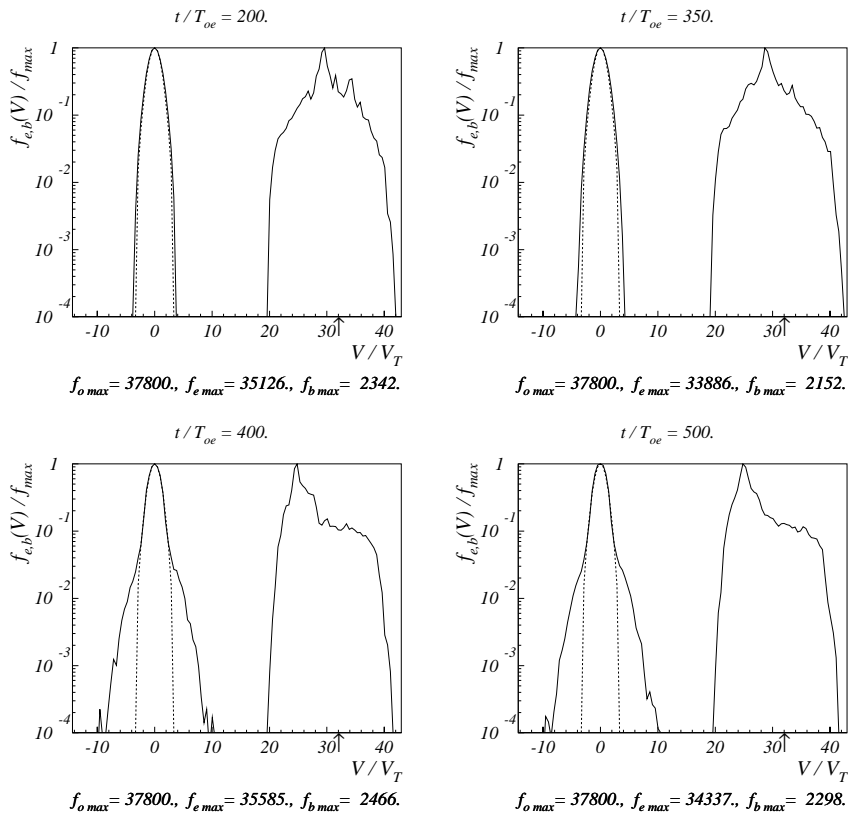


Рис.15: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка (логарифмический масштаб). Стрелкой отмечена начальная скорость пучка  $V_o/V_T = 31.8$ . Пунктир – начальная функция распределения. Случай 3-2.

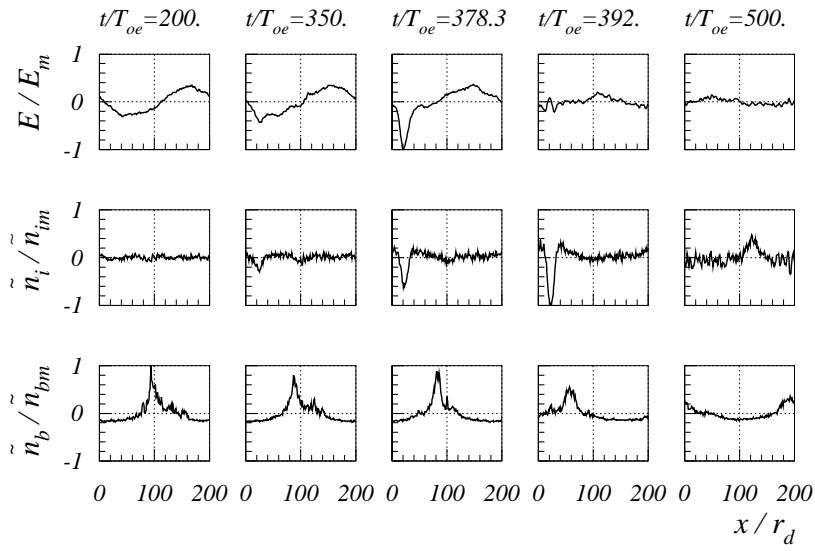


Рис.16: Распределение поля  $E(x)$ , возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}(x)$  и возмущения плотности электронов пучка  $\tilde{n}_b(x)$ . Случай 3-2.  $E_m = 63.40$ ,  $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.53$ ,  $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 4.34$ ;  $n_b^o/n_o = 3.0 \cdot 10^{-3}$ .

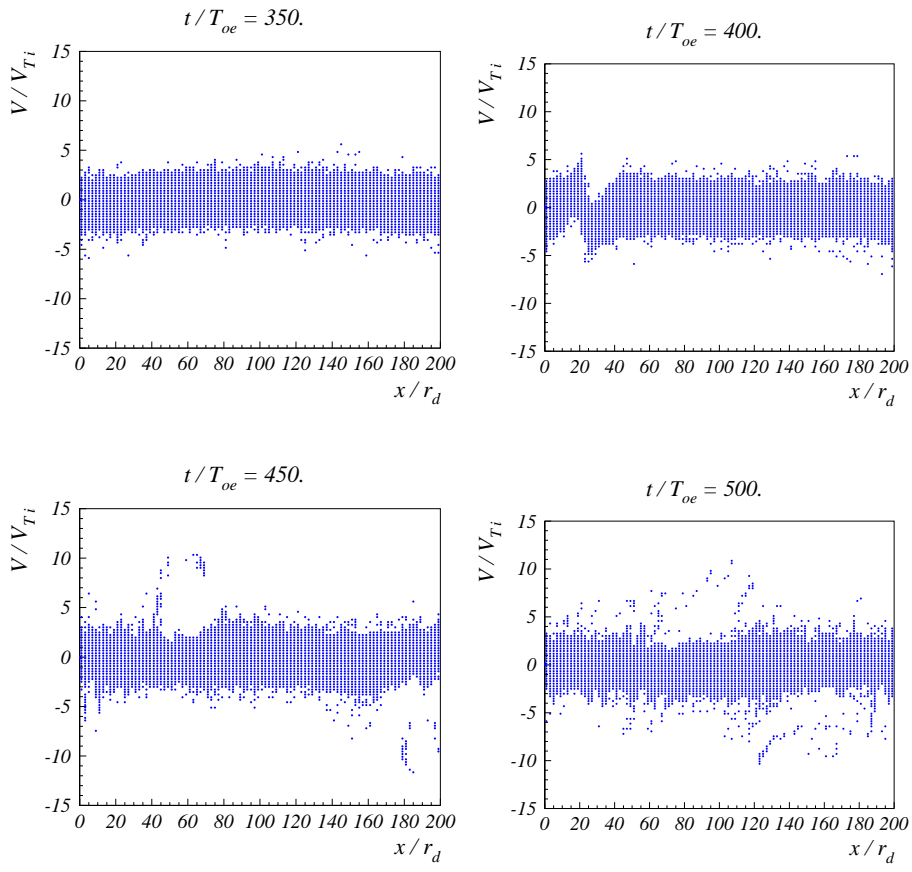


Рис.17: Фазовые плоскости ионов. Случай 3-2.

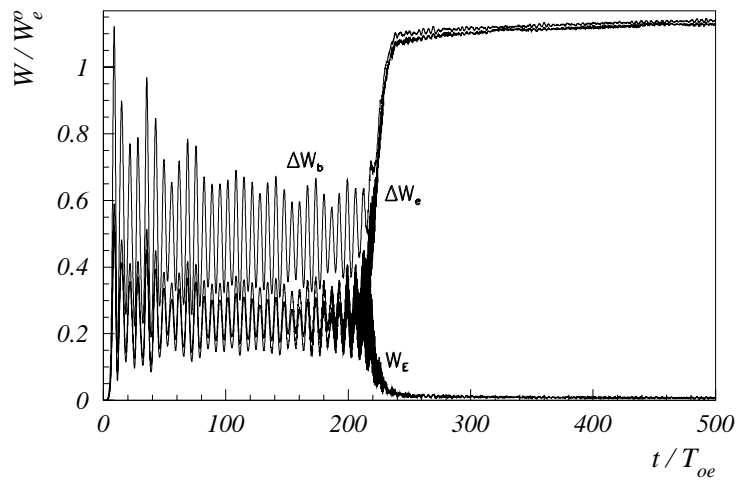


Рис.18: Зависимость от времени энергии электрического поля  $W_E$ , энергии электронов плазмы  $\Delta W_e = W_e - W_e^o$  и потерь энергии электронов пучка  $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ . Случай 3-3.

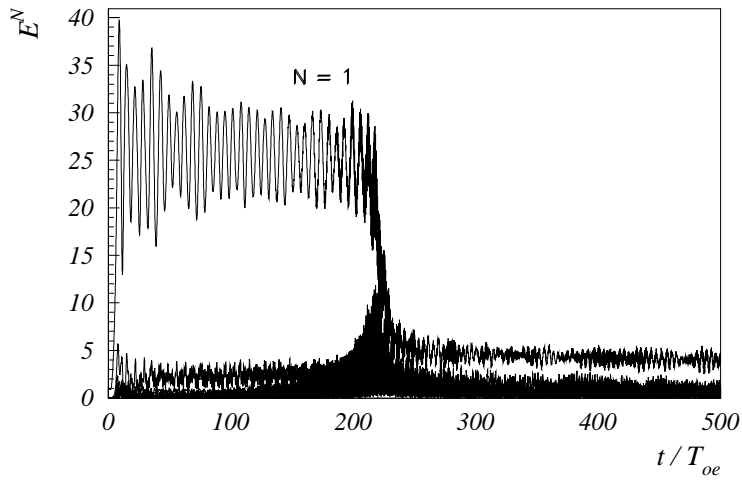


Рис.19: Зависимость от времени амплитуды волны  $N_e = 1$  и гармоник  $N_e = 2 \div 10$ . Случай 3-3.

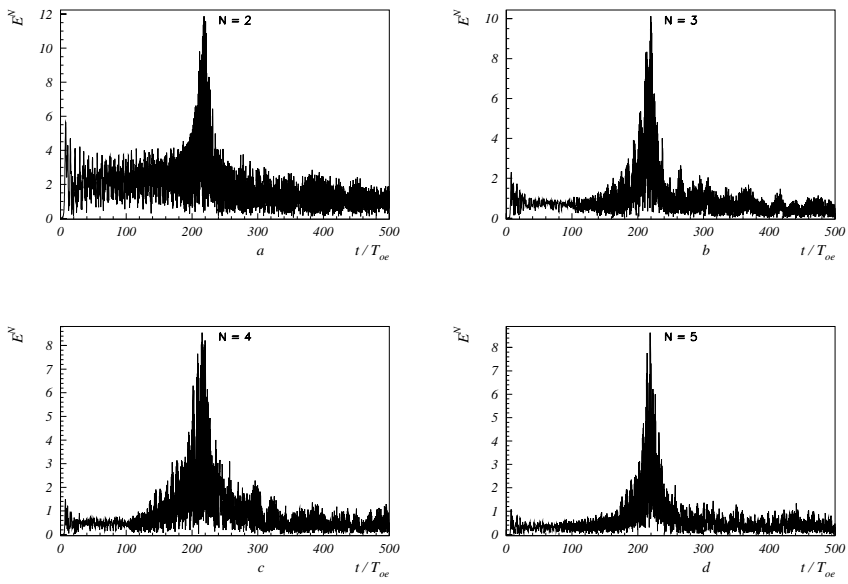


Рис.20: Зависимость от времени амплитуды гармоник  $N_e = 2 \div 5$ .  
Случай 3-3.



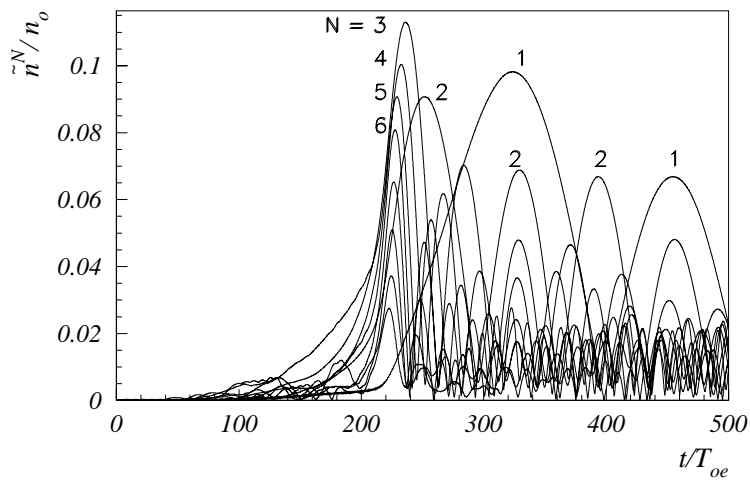


Рис.21: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов  $N_i = 1 \div 10$ . Случай 3-3.

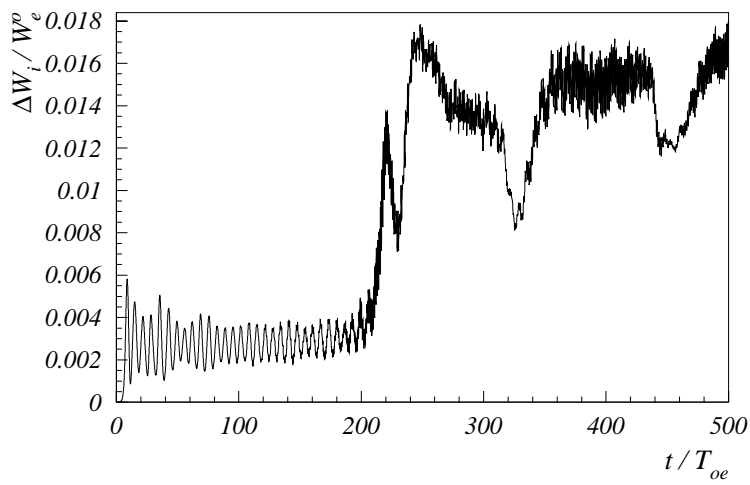


Рис. 22: Зависимость от времени энергии ионов  $\Delta W_i = W_i - W_i^o$ . Случай 3-3.

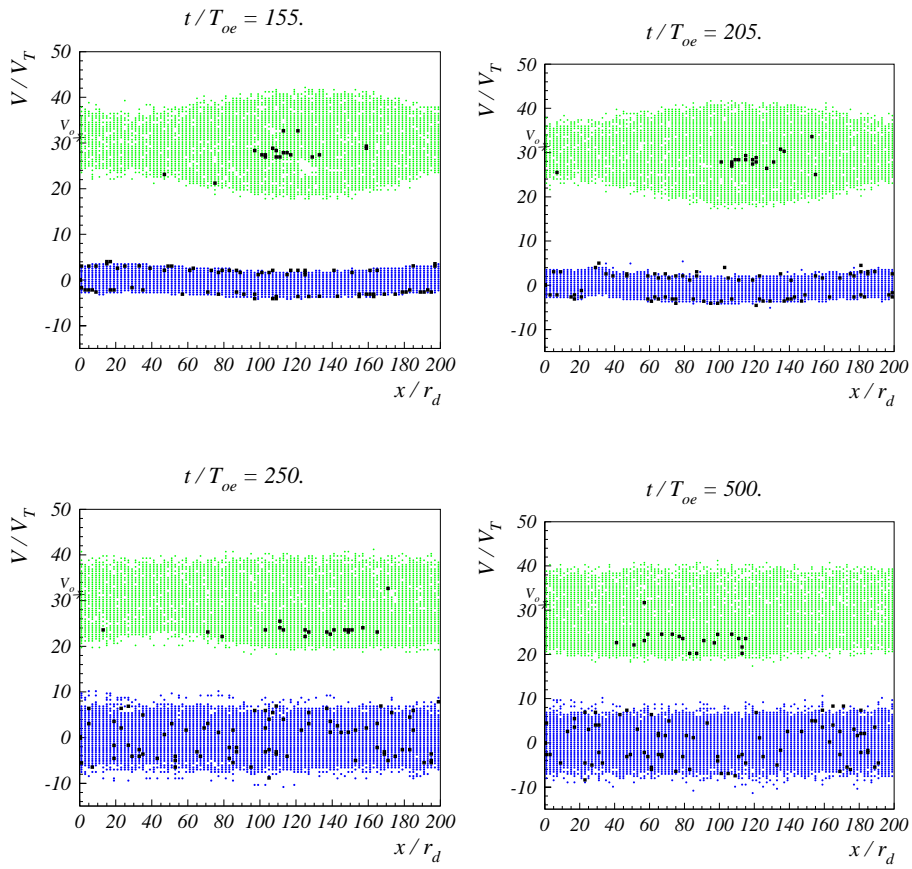


Рис.23: Фазовые плоскости электронов. Случай 3-3.

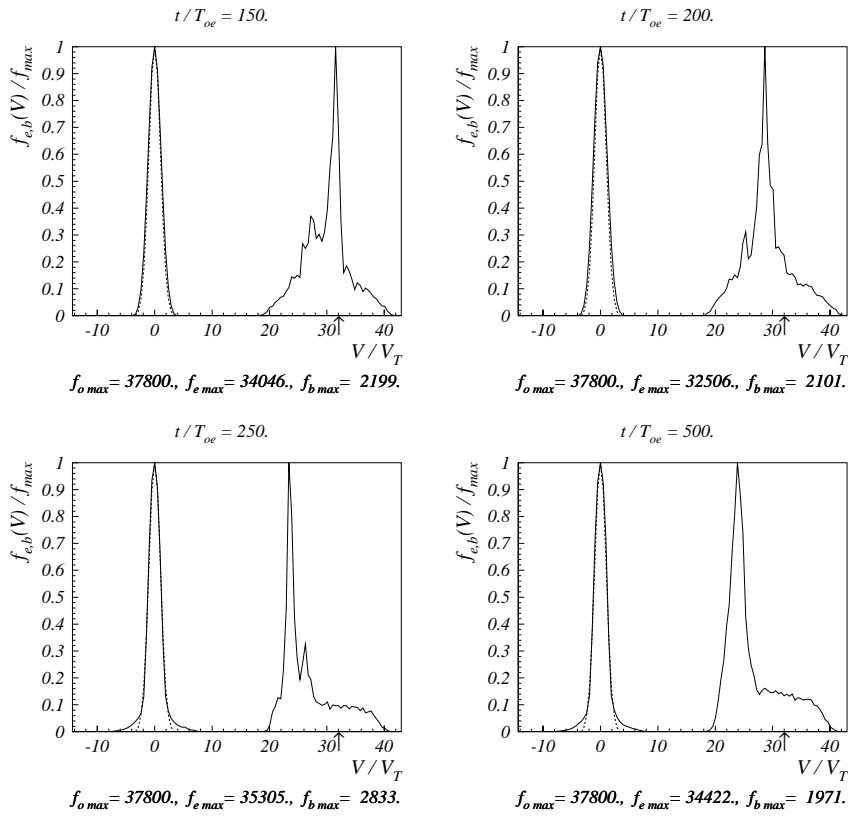


Рис.24: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Стрелкой отмечена начальная скорость пучка  $V_o/V_T = 31.8$ . Пунктир – начальная функция распределения. Случай 3-3.

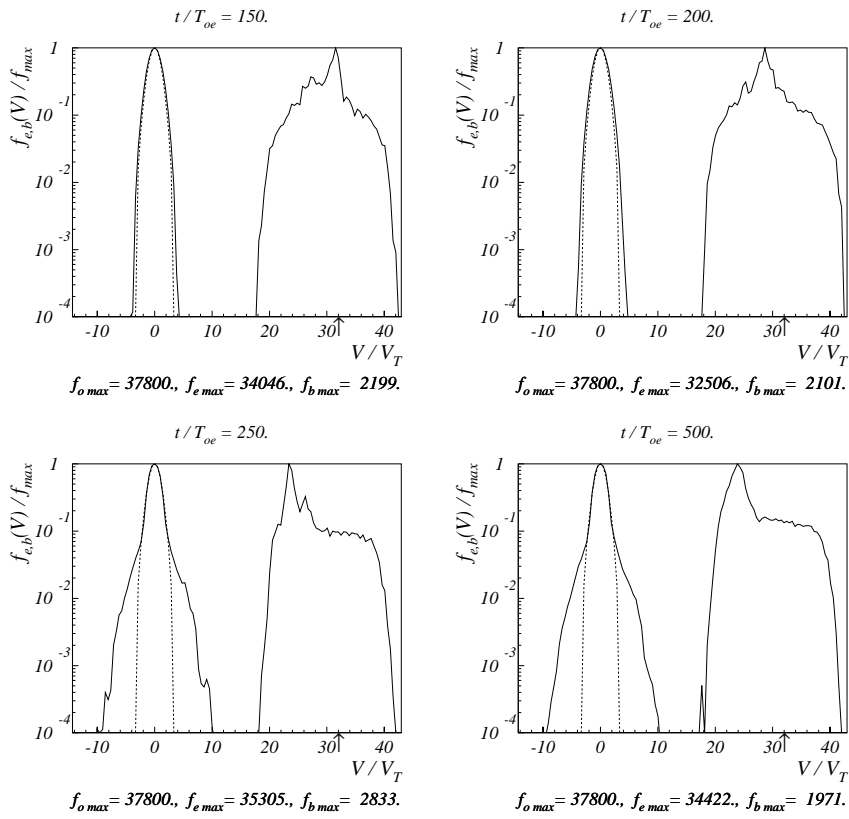


Рис.25: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка (логарифмический масштаб). Стрелкой отмечена начальная скорость пучка  $V_o/V_T = 31.8$ . Пунктир – начальная функция распределения. Случай 3-3.

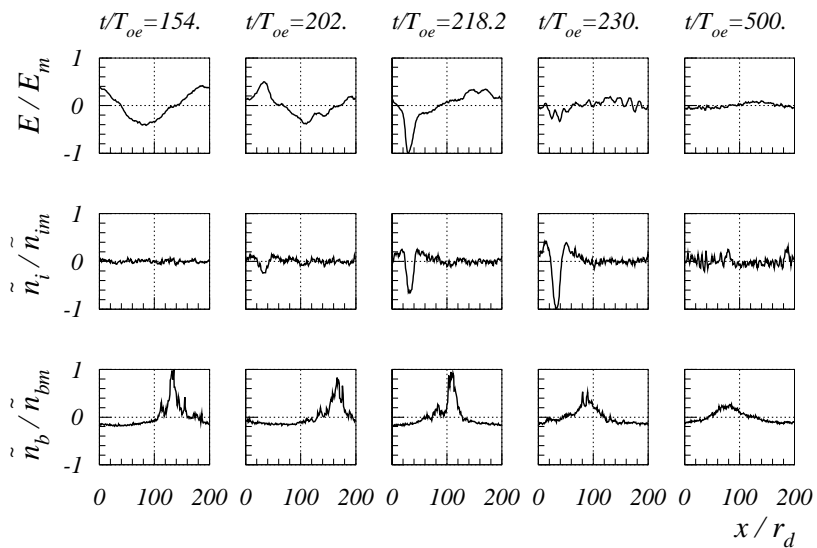


Рис.26: Распределение поля  $E(x)$ , возмущения плотности плазмы  $\tilde{n}(x)$  и возмущения плотности электронов пучка  $\tilde{n}_b(x)$ . Случай 3-3.  $E_m = 74.77$ ,  $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.58$ ,  $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 4.30$ ;  $n_b^o/n_o = 4.0 \cdot 10^{-3}$ .

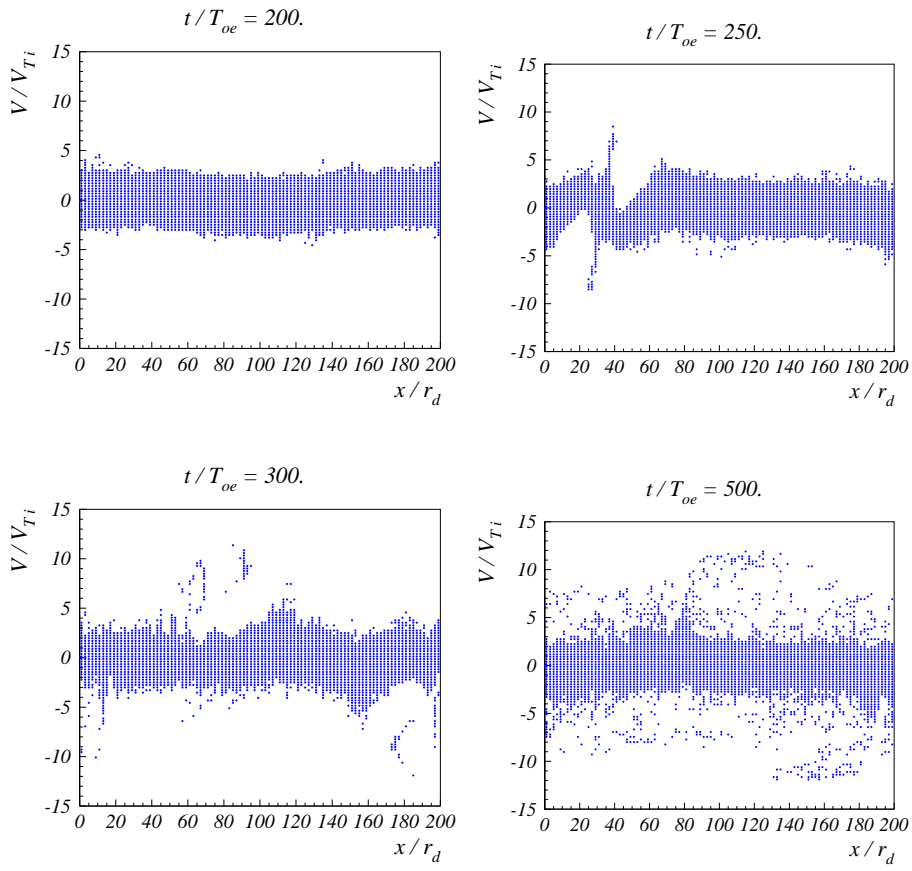


Рис.27: Фазовые плоскости ионов. Случай 3-3.

*Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*

**Волны БГК и модуляционная неустойчивость  
при взаимодействии холодного  
электронного пучка с плазмой. VI**

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

**Interaction of cold electron beam with plasma.  
BGK waves and modulational instability. VI**

ИЯФ 2002-5

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев  
Работа поступила 7.02.2002 г.

---

Сдано в набор 8.02.2002 г.

Подписано в печать 11.02.2002 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.5 печ.л., 2.0 уч.-изд.л.

Тираж 105 экз. Бесплатно. Заказ № 5

---

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