

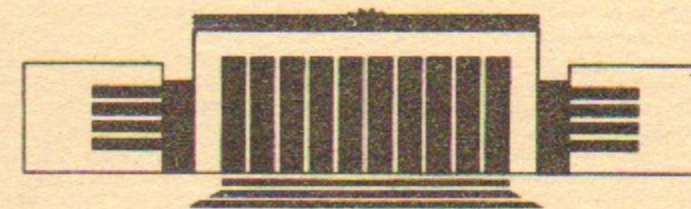


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН

Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев

ВОЛНА БЕРНШТЕЙНА – ГРИНА – КРУСКАЛА.

ИЯФ 93-97



НОВОСИБИРСК

# Волна Бернштейна – Грина – Крускала. I

*Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев*

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

## АННОТАЦИЯ

Описан метод задания волны Бернштейна – Грина – Крускала (БГК) в численном эксперименте (метод частиц в ячейках). Показано, что в однородной бесстолкновительной плазме с неподвижными ионами волна БГК, в которой область захвата равномерно заполнена электронами, сохраняет свои параметры (амплитуду, энергию, фазовую скорость, распределение плотности и скорости) в течение длительного времени,  $\sim 100 T_{oe}$ .

## The Bernstein – Greene – Kruskal Wave. I

*N.S. Buchelnikova, B.N. Lazeev*

Budker Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, Russia

## ABSTRACT

The simulation model (PIC method) of the Bernstein – Greene – Kruskal wave (BGK wave) with the trapping region filled by the trapped electrons is described. The parameters of the BGK wave (phase velocity, amplitude, energy, density and velocity distribution) in the homogeneous collisionless plasma with the fixed ions are shown to be constant at the time interval  $\sim 100 T_{oe}$ .

©Budker Institute of Nuclear Physics

Ранее нами проводились предварительные численные эксперименты по изучению взаимодействия монохроматического электронного пучка с плазмой [1–3]. Было найдено, что при развитии пучковой неустойчивости пучка конечной, но не очень большой плотности  $n_b/n_0 \leq 2\%$ , пучок захватывается возбуждаемой им ленгмюровской волной. Размещение захваченных частиц на фазовой плоскости приводит к формированию структуры типа волны Бернштейна – Грина – Крускала (БГК) [4], в которой область захвата заполнена захваченными электронами [2]. Такой же результат был получен в работе [5]. Дальнейшее развитие системы зависит от свойств волны БГК.

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по изучению некоторых свойств волны БГК, в которой область захвата равномерно заполнена электронами. Работа состоит из нескольких частей. В первой части описывается задание волны БГК и изучается ее развитие в однородной бесстолкновительной плазме с неподвижными ионами. Во второй части изучается взаимодействие волны БГК с ленгмюровской волной и стохастические эффекты при этом взаимодействии, в третьей — взаимодействие с синусоидальным возмущением плотности и конверсия волны БГК в ленгмюровские волны на этом возмущении. В четвертой части изучается, возбуждает ли волна БГК модуляционную неустойчивость.

Численный эксперимент выполнялся методом частиц в ячейках. Для снижения начального уровня шумов использовался метод “спокойного старта”. Рассматривалась одномерная система длиной  $L/r_d = 100$  с

периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур  $T_e/T_i = 30$  и отношением масс  $M/m = 10^{10}$  (в данной работе и во второй, третьей части) или  $M/m = 10^2$  (в четвертой части). Из-за ограниченности числа счетных частиц ( $N^e = N^i = 10^4$ ) функции распределения электронов и ионов обрезаны на  $V \sim \pm 2V_T$  и  $V \sim \pm 2V_T^i$ , соответственно.

Начальные параметры волны БГК были выбраны на основе результатов численных экспериментов по взаимодействию электронного пучка с плазмой и результатов исследования ленгмюровских волн, полученных ранее. За основу была взята ленгмюровская волна с длиной волны  $\lambda/r_d = 100$ , фазовой скоростью  $V_{\phi}/V_T = 16$ , амплитудой  $E = 17,7$  (здесь и далее приводится нормированное значение  $E - E^* = E/(mr_d/eT_{oe}^2)$ , звездочка опускается) и энергией  $E^2/8\pi nT = 0.1$ . Обычно задается  $\lambda = L$ , так что номер гармоники  $N = 1$ . Ленгмюровская волна с такими параметрами исследовалась ранее в работе [6]. Волна БГК с близкими параметрами развивается при взаимодействии с плазмой пучка с  $n_b/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-3}$  ( $N^b = 50$ ,  $N^e = 10^4$ ), поэтому число электронов в задаваемой волне БГК было взято равным  $N_b^0 = 50$  при  $N^e = 10^4$ .

Поскольку это  $N_b^0$  невелико, для более равномерного заполнения области захвата использовался метод "взвешивания". "Взвешивание" равносильно тому, что один электрон дробится на  $\beta$  частиц с массой  $m/\beta$  и зарядом  $e/\beta$ , но с тем же отношением  $e/m$  как у электрона, так что движение этих частиц (будем называть их  $b$ -электронами), определяемое электрическим полем, не отличается от движения электрона. Ранее было показано, что результаты исследования развития пучковой неустойчивости с захватом частиц волной практически не различаются при работе без или со "взвешиванием". Коэффициент  $\beta$  и соответствующее число  $b$ -электронов  $N_b$  выбираются достаточно большими. В рассматриваемых в этой работе случаях было взято  $N_b = 1.35 \cdot 10^4$ , так что при  $N_b^0 = 50$  один электрон дробится на 270  $b$ -электронов, а коэффициент взвешивания  $1/\beta = N_b^0/N_b = 3.70 \cdot 10^{-3}$ .

Для того, чтобы надежно задать координаты  $b$ -электронов внутри области захвата, в качестве границы этой области берется сепаратриса  $V_s(x) = V_s \sin k(x - x_0)$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ,  $x_0$  — узел сепаратрисы) с амплитудой  $V_s$  несколько меньшей, чем  $V_c = V_s$ , соответствующая амплитуде волны ( $V_s = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$ ). Область захвата на фазовой плоскости разбивается на  $N_b$  ячеек с  $\Delta V/(r_d/T_{oe}) = \Delta x/r_d$  симметрично относительно линий  $V = V_{\phi}$  и  $x = x_m$  ( $x_m$  — максимум  $V_s(x)$ ).

Центры ближних к сепаратрисе ячеек задаются отстоящими от  $V_s(x)$

на  $V \geq 0.3\Delta V$ .  $b$ -электронам присваиваются координаты  $x, V$ , соответствующие центрам ячеек. Таким образом, область захвата равномерно и симметрично относительно  $V = V_{\phi}$  и  $x = x_m$  заполняется  $b$ -электронами.

Фазовая скорость и амплитуда волны БГК отличаются от исходной ленгмюровской волны и зависят от ее параметров, а также от числа электронов в волне БГК  $N_b^0$ . Поэтому  $V_{\phi 0}$  и  $E_0$  волны БГК приходится определять в численном эксперименте методом последовательных приближений. На первом шаге задаются параметры ленгмюровской волны  $E_a, V_{\phi a}$  и соответствующее им распределение  $b$ -электронов. Из спектра определяется амплитуда  $E_{(1)}$ ; по сдвигу фаз гармоники  $N = 1$  в разные моменты времени — фазовая скорость  $V_{\phi(1)}$ . На следующем шаге задается волна с параметрами  $E_a, V_{\phi(1)}$ , а  $b$ -электроны распределяются в области захвата, соответствующей амплитуде  $E_{(1)}$ . Определяются  $E_{(2)}$ ,  $V_{\phi(2)}$  и т.д. За 2–3 шага удается определить  $E_0$  и  $V_{\phi 0}$  волны БГК, которые практически не меняются при следующем задании. Окончательно задается ленгмюровская волна с параметрами  $E_a, V_{\phi 0}$  (в рассматриваемых ниже случаях  $E_a = 17.7$ ), так что возмущения электронов плазмы  $\tilde{n}_e(x)$  и  $\tilde{V}_e(x)$  определяются этими параметрами, а  $b$ -электроны распределяются в области захвата, соответствующей амплитуде  $E_0$  и фазовой скорости  $V_{\phi 0}$ .

В табл. 1 и на рис. 1 показана зависимость амплитуды и фазовой скорости волны БГК от числа электронов  $N_b^0$ , амплитуды и фазовой скорости исходной ленгмюровской волны.

Таблица 1

Случай	$N_b^0$	$\lambda/r_d$	$E_a$	$V_{\phi a}/V_T$	$E_0$	$V_{\phi 0}/V_T$
2-1	50	100	17.7	16.0	15.6	15.1
2-2	100	100	17.7	16.0	13.5	14.0
2-3	200	100	17.7	16.0	9.3	11.8
2-2	100	100	17.7	16.0	13.5	14.0
3-1	100	100	33.0	16.0	28.8	15.0
1	50	200	17.7	31.9	13.6	27.9
1-1	50	100	17.7	16.0	15.6	15.1

В настоящей работе рассмотрены случаи 1 и 1-1. Параметры волны БГК в этих случаях приведены в табл. 2.

Таблица 2

Случай	$\lambda/\tau_d$	$\frac{V_{\phi 0}}{V_T}$	$E_0$	$\frac{E_0^2}{8\pi n T}$	$\frac{V_{\phi 0}}{V_T}$	$\frac{T_B}{T_{oe}}$	$\frac{W_e^0}{W_e^0}$	$\frac{\Delta W_e^0}{W_e^0}$	$\frac{W_b^0}{W_e^0}$	$N_b^0$	$\frac{W_b^0}{W_e^0}$
1	200	27.9	13.6	$5.9 \cdot 10^{-2}$	6.6	9.6	$7.0 \cdot 10^{-2}$	$9.2 \cdot 10^{-2}$	0.16	50	4.58
1-1	100	15.1	15.6	$7.8 \cdot 10^{-2}$	5.0	6.3	$8.7 \cdot 10^{-2}$	0.10	0.19	50	1.29

$E$  нормировано на  $m\gamma_d/eT_{oe}^2$ ;  $V_{\phi 0} = 2\sqrt{\frac{e\varphi_0}{m}}$  — амплитуда захвата;  $T_B = 2\pi/k\sqrt{\frac{e\varphi_0}{m}}$  — период захваченных частиц,  $W_e^0$  — энергия поля,  $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ ,  $W_e^0$  — начальная энергия электронов плазмы,  $W_b^0 = \Delta W_e^0 + W_e^0$  — энергия волны,  $W_b^0$  — энергия  $b$ -электронов.

Таблица 3

Случай	$E_b^I$	$E_b^{II}$	$E_b^{III}$	$E_b^{IV}$	$E_b^V$
1	4.12	0.41	0.12	$4.97 \cdot 10^{-2}$	$2.69 \cdot 10^{-2}$
1-1 $\equiv$ 2-1	2.09	0.21	$6.18 \cdot 10^{-2}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$1.40 \cdot 10^{-2}$
2-2	4.14	0.42	0.12	$5.26 \cdot 10^{-2}$	$2.45 \cdot 10^{-2}$
2-3	8.41	0.86	0.27	0.12	$6.23 \cdot 10^{-2}$
3-1	4.16	0.42	0.12	$4.82 \cdot 10^{-2}$	$2.56 \cdot 10^{-2}$

Таблица 4

Случай	$\frac{V_{\phi 0} + V_{\phi 50}}{V_T}$	$N_{mp} = 1$	2	3	4	5	6	7	8	9	$\frac{V_{\phi 0} - V_{\phi 50}}{V_T}$
1	34.57	34.47	34.15	33.84	33.20	22.70	22.38	22.06	21.74	21.42	21.33
1-1	20.10	20.07	19.72	19.37	18.67	41.49	11.14	10.81	10.46	10.11	10.07

На рис. 2, а-7, а показаны фазовые плоскости, распределение плотности  $b$ -электронов  $n_b(x)$  и функции распределения по скорости  $f_b(V)$  в начальный момент времени в случаях 1 и 1-1.

Распределение  $n_b(x)$  задает поле объемного заряда. Амплитуды нескольких гармоник этого поля  $E_b^N$  для случаев 1, 1-1, 2-1, 2-2, 3-1 приведены в таблице 3 и для случаев 1 и 1-1 показаны на рис. 8, 9.

Видно, что амплитуда  $E_b^N$  быстро падает с  $N$ , так что основную роль играют гармоники  $N = 1$  и 2. Гармоника  $N = 1$  дает вклад в амплитуду волны БГК, что и обуславливает ее изменение при изменении параметров волны или  $N_b^0$ . Поле гармоник  $N \geq 2$  может привести к возбуждению соответствующих ленгмюровских волн, так как оно возмущает электроны плазмы.

Изучалось развитие во времени волны БГК в случаях 1 и 1-1 в интервале  $t/T_{oe} \sim 0-100$  ( $T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$ ). Оказалось, что параметры волны довольно хорошо сохраняются во времени. На рис. 10, 11 показана зависимость от времени амплитуды и фазовой скорости (средней за период  $T_{oe}$ ) на рис. 12, 13 — энергия электрического поля  $W_E$ , возмущенная энергия электронов плазмы  $\Delta W_e$  ( $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ ) и потери энергии  $b$ -электронов  $\Delta W_b$  ( $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ ). Отметим, что на всех рисунках приведены усредненные за период  $\sim T_{oe}$  величины и не показаны малые колебания с периодом  $\leq T_{oe}$ , обычно не превышающие величины  $\sim 1-2\%$ .

Из рис. 10-13 видно, что фазовая скорость волны практически (с точностью  $< 1\%$ ) постоянна. Почти постоянна также амплитуда  $E$  и энергия волны ( $W_E, \Delta W_e$ ), хотя они немного (не более, чем на несколько процентов) падают в  $t/T_{oe} > 30-40$ . Это падение коррелирует с небольшим ( $< 1\% W_b^0$ ) ростом энергии  $b$ -электронов. Амплитуда  $E^N$  гармоник  $N \geq 2$  остается малой —  $E^N < 0.5$  и не превышает уровня шумов, определенного по амплитуде паразитных гармоник  $N > 10$ .

На рис. 2, б-7, б показаны фазовые плоскости, распределение плотности  $n_b(x)$  и функции распределения  $f_b(V)$  в случаях 1 и 1-1 в  $t/T_{oe} \sim 100$ . Сравнение их с соответствующими распределениями в  $t = 0$  (пунктир) показывает, что они почти не изменяются. Однако по фазовым плоскостям и кривым  $n_b(x)$  и  $f_b(V)$  видно, что область узла сепаратрисы заполняется  $b$ -электронами, появляются частицы с  $V_{\max} > V_{\max}^0$  и  $V_{\min} < V_{\min}^0$ , граница распределения становится неоднородной. Это указывает на возможное проявление стохастических эффектов.

Для исследования этих эффектов изучались траектории  $b$ -электронов на фазовой плоскости (случай 1) или задавались группы пробных частиц с  $e = m = 0$ , но  $e/m$  таким же, как у электрона (случай 1-1), и

изучались их траектории на фазовой плоскости. Начальные  $x_0$  частиц с траекториями задавались равными  $x_m$ , начальные  $V_0/V_T$  приведены в табл. 4.

Анализ траекторий частиц на фазовой плоскости показывает, что основная масса частиц является захваченной. Их траектории в системе волны  $N = 1$  имеют вид, показанный на рис. 14, а, б. Однако, некоторые частицы с  $V_0$ , близкой к сепаратрисе, выходят из захвата. В дальнейшем частица то захватывается, то становится пролетной через случайные промежутки времени. Типичные траектории такого типа показаны на рис. 14, в, г. Частица  $N_{mp} = 1$  (рис. 14, в) вначале захвачена. В  $t/T_{oe} \sim 27$ , совершив 2 оборота, она выходит из захвата с  $V < V_\phi$  и становится пролетной, но в  $t/T_{oe} \sim 35$  захватывается снова в соседнюю область захвата и совершает несколько оборотов. После этого в  $t/T_{oe} \sim 66$  она вновь выходит из захвата с  $V < V_\phi$ , опять захватывается в соседнюю область захвата в  $t/T_{oe} \sim 75$ , а в  $t/T_{oe} \sim 97$ , совершив 1.5 оборота, выходит из захвата с  $V > V_\phi$ . Частица  $N_{mp} = 9$  (рис. 14, г) захвачена до  $t/T_{oe} \sim 55$ , затем выходит из захвата с  $V > V_\phi$ , захватывается в соседнюю область захвата и, совершив один оборот, вновь выходит из захвата в  $t/T_{oe} \sim 69$  с  $V < V_\phi$  и до  $t/T_{oe} \sim 100$  остается пролетной. Траектории частиц с близкими начальными координатами  $x_0$ ,  $V_0$  различаются и расходятся на фазовой плоскости. Ранее было показано [7, 8], что такие траектории свидетельствуют о стохастическом характере движения.

Существует некоторая область на фазовой плоскости — стохастический слой, в котором движение частиц является стохастическим. Можно достаточно просто определить несколько точек на границах стохастического слоя, исходя из того, что вся траектория (включая  $x_0$ ,  $V_0$ ) частицы, движущейся стохастически, (будем называть ее стохастическая траектория), лежит в пределах стохастического слоя. Внешние границы слоя по скорости на  $x \sim x_m$  и  $x \sim x_0$  можно определить по минимальной и максимальной скорости  $b$ -электронов в  $t/T_{oe} \sim 100$  на  $x \sim x_m$  и  $x \sim x_0$ , внутренние границы по скорости на  $x \sim x_m$  — по максимальной и минимальной  $V_0$  частиц, выходящих из захвата и участвующих в стохастическом движении, а также по максимальной и минимальной скорости стохастических траекторий. Границы по  $x$  на  $V \sim V_{\phi 0}$  можно определить как границы области, куда не попадают стохастические траектории. Найденные таким образом границы стохастического слоя на  $x \sim x_m$ ,  $x \sim x_0$  и  $V \sim V_{\phi 0}$  в случаях 1 и 1-1 приведены в табл. 5. Область захвата волны БГК и границы стохастического слоя показаны на рис. 15, 16. Видно, что в районе  $x \sim x_m$  ширина слоя невелика —  $\Delta/V_{30} \sim 10\%$ , причем, внутренняя часть слоя мала —  $\Delta/V_{30} \sim 1 - 2\%$ .

Таблица 5

Границы и ширина стохастического слоя

Границы	Случай 1			Случай 1-1		
	$\frac{V_{rp}}{V_T}$	$\frac{\Delta}{V_T}$	$\frac{\Delta}{V_{30}}$	$\frac{V_{rp}}{V_T}$	$\frac{\Delta}{V_T}$	$\frac{\Delta}{V_{30}}$
Верхняя	$x \sim x_m$					
Внешняя	35.41			20.61		
$V_{\phi 0} + V_{30}$		0.84	0.13		0.51	0.10
Внутренняя	34.57			20.10		
Ширина слоя		0.19	0.01		0.05	0.01
Нижняя	34.47			20.05		
Ширина слоя		1.03	0.14		0.56	0.11
Верхняя	$x \sim x_0$					
Внешняя	20.85			9.90		
$V_{\phi 0} - V_{30}$		0.48	0.07		0.18	0.04
Внутренняя	21.33			10.07		
Ширина слоя		0.19	0.01		0.11	0.02
Нижняя	21.42			10.19		
Ширина слоя		0.67	0.08		0.29	0.06
Верхняя	$V \sim V_{\phi 0}$					
Внешняя	31.19			17.19		
$V_{\phi 0}$		3.18	0.48		2.07	0.41
Внутренняя	27.95			15.09		
Ширина слоя		3.18	0.48		1.75	0.35
Нижняя	24.83			13.37		
Ширина слоя		6.36	0.96		3.82	0.76
Правая	$V \sim V_{\phi 0}$					
	$\frac{x_{rp}-x_m}{r_d}$	$\frac{\Delta x}{r_d}$	$\frac{\Delta x}{(\lambda^T/2)}$	$\frac{x_{rp}-x_m}{r_d}$	$\frac{\Delta x}{r_d}$	$\frac{\Delta x}{(\lambda^T/2)}$
Правая	77	23	0.23	38	12	0.24
Левая	77	23	0.23	37	13	0.26

Случай 1.  $V_{\phi 0}/V_T = 27.9$ ;  $V_{30}/V_T = 6.62$ . Случай 1-1.  $V_{\phi 0}/V_T = 15.1$ ;  $V_{30}/V_T = 5.01$ .  $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$ ;  $\Delta x = x_{2p} - x_0$ .

В основном, область стохастического движения сосредоточена в районе узлов сепаратрисы  $x \sim x_0$ . Ширина верхнего и нижнего слоя достигает здесь  $\Delta/V_{z0} \sim 40 - 50\%$ . Отметим, что образование стохастического слоя свидетельствует о развитии стохастической неустойчивости движения электронов волны БГК.

Причиной развития стохастической неустойчивости и образования стохастического слоя могут служить ленгмюровские волны — гармоники волны БГК, возбуждаемые полем ее объемного заряда. Во второй части этой работы мы покажем, что взаимодействие волны БГК с ленгмюровской волной (изучалась ленгмюровская волна — гармоника  $N = 2$ ) приводит к развитию стохастической неустойчивости и образованию стохастического слоя в районе сепаратрисы волны БГК. Ширина слоя растет с ростом параметра Чирикова  $\alpha = (V_{z1} + V_{z2}) / (V_{\phi 1} - V_{\phi 2})$ , где  $V_{z1}$ ,  $V_{\phi 1}$  — параметры волны БГК,  $V_{z2}$ ,  $V_{\phi 2}$  — параметры ленгмюровской волны. Исследовались случаи с  $\alpha \geq 0.8$ . Если предположить, что ленгмюровская волна  $N = 2$  в случаях 1 и 1-1 имеет амплитуду, равную полю объемного заряда  $E_b^{II}$  (см. табл. 3), то в случае 1  $\alpha \sim 0.64$ , в случае 1-1  $\alpha \sim 0.78$ . При таких  $\alpha$  можно ожидать развития стохастического слоя заметной ширины. Не исключено, однако, что в этих случаях в развитие стохастических эффектов дают вклад возможные погрешности при задании волны БГК, переходные процессы при установлении волны БГК, приводящие к небольшим колебаниям фазовой скорости, а также паразитные шумы, связанные с несовершенством схемы счета, счетными ошибками и тому подобное, так что данные о ширине стохастического слоя в случаях 1 и 1-1 нельзя считать вполне надежными.

В заключение отметим, что волна БГК, заданная описанным выше способом в случаях 1 и 1-1, может использоваться как объект исследования. Действительно, в однородной бесстолкновительной плазме с неподвижными ионами параметры волны БГК в этих случаях достаточно хорошо сохраняются. Единственной неустойчивостью, которая проявляется за время  $\sim 100T_{oe}$ , является стохастическая неустойчивость. Сопоставление результатов этой и второй части данной работы показывает, что стохастическая неустойчивость движения электронов в волне БГК рассматриваемого типа (область захвата равномерно заполнена электронами) развивается из-за взаимодействия волны БГК с ленгмюровскими волнами, возбуждаемыми полем ее объемного заряда. В случаях 1 и 1-1 стохастическая неустойчивость проявляется в образовании стохастического слоя небольшой ширины вблизи сепаратрисы, но не приводит к

существенному изменению волны БГК. В дальнейшем мы будем использовать волну БГК с параметрами случаев 1 или 1-1 для исследования ее взаимодействия с ленгмюровскими волнами, возмущениями плотности плазмы, а также для изучения ее устойчивости в плазме с подвижными ионами.

### Литература

1. В.Т. Астрелин, Н.С. Бучельникова, Ю.П. Захаров. Захват плазмы при пучковой неустойчивости. Препринт ИЯФ 105-73, 1973.
2. В.Т. Астрелин, Н.С. Бучельникова. Волна Бернштейна – Грина – Крускала при пучковой неустойчивости. Препринт ИЯФ 74-93, 1974.
3. В.Т. Астрелин, Н.С. Бучельникова. Нелинейное взаимодействие холодного пучка конечной плотности с плазмой. Препринт ИЯФ 74-97, 1974.  
Нелинейность колебаний плазмы при пучковой неустойчивости. Препринт ИЯФ 75-17, 1975.
4. I.V. Bernstein, J.M. Greene, M.D. Kruskal. Phys. Rev. 108, 546, 1957.
5. I.R. Thompson. Phys. Fluids. 14, 1532, 1971.
6. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. Физика плазмы, 7, 383, 1981.
7. A. Murakami, Y. Nomura, H. Momota J. Phys. Soc. Japan 51, 4053, 1982.
8. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. Ленгмюровские волны большой амплитуды. Электронная нелинейность и стохастические эффекты. I, II, III. Препринты ИЯФ 86-153, 1986; 86-154, 1986; 86-155, 1986.

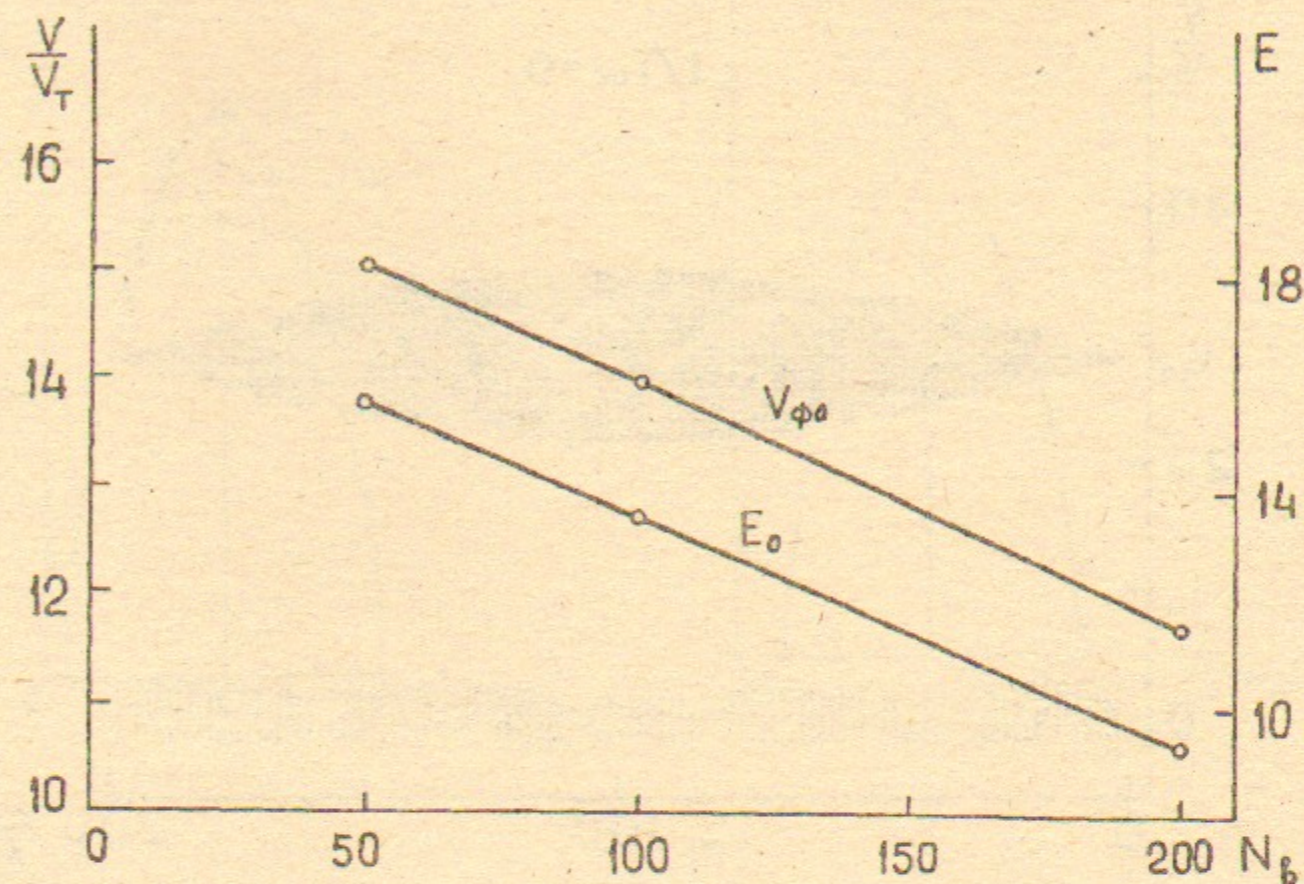


Рис. 1. Зависимость фазовой скорости  $V_{\phi 0}$  и амплитуды  $E_0$  волны БГК от числа электронов  $N_b^0$ .  $E$  нормировано на  $m r_d / e T_{oe}^2$ .

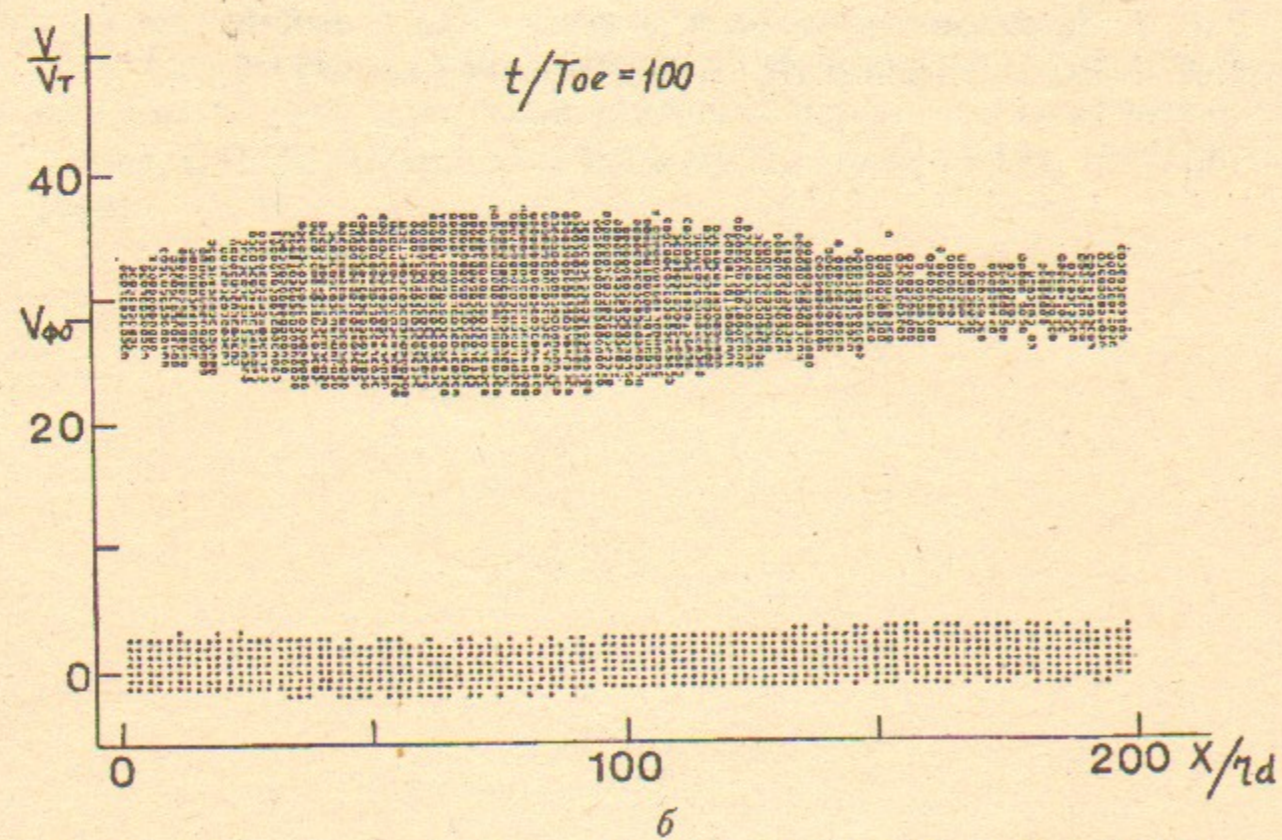
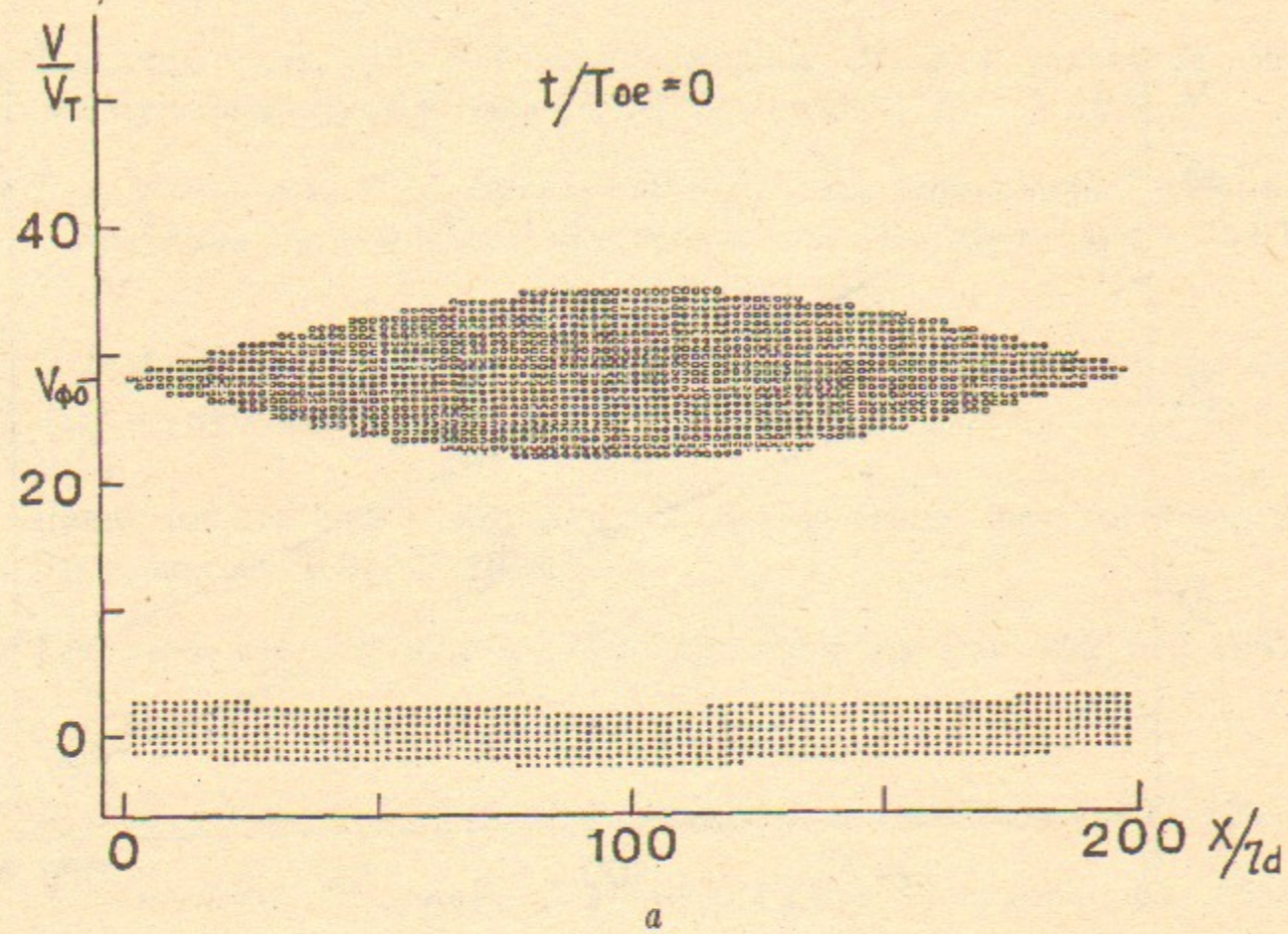


Рис. 2. Фазовая плоскость  $b$ -электронов в  $t = 0$  (а) и  $t = 100T_{oe}$  (б).  
Случай 1.

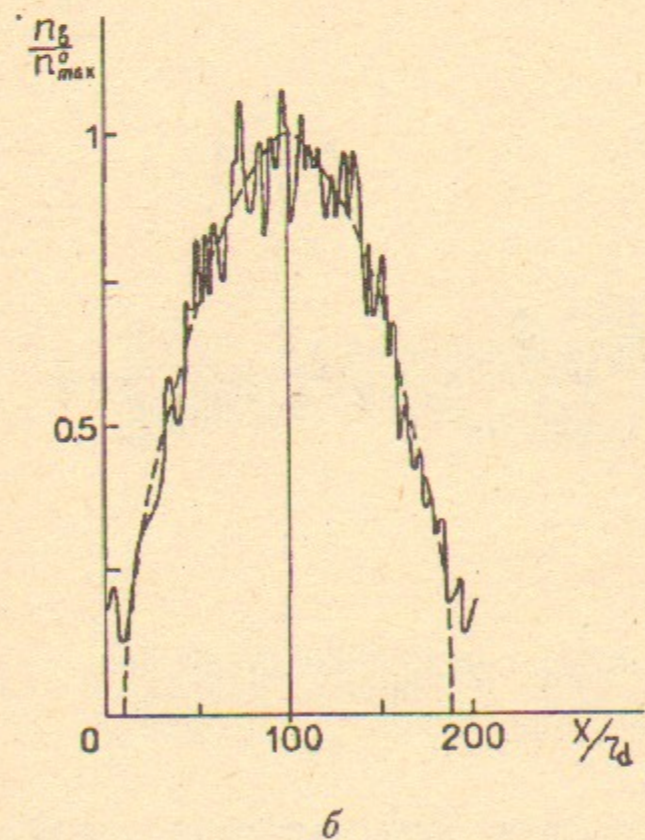
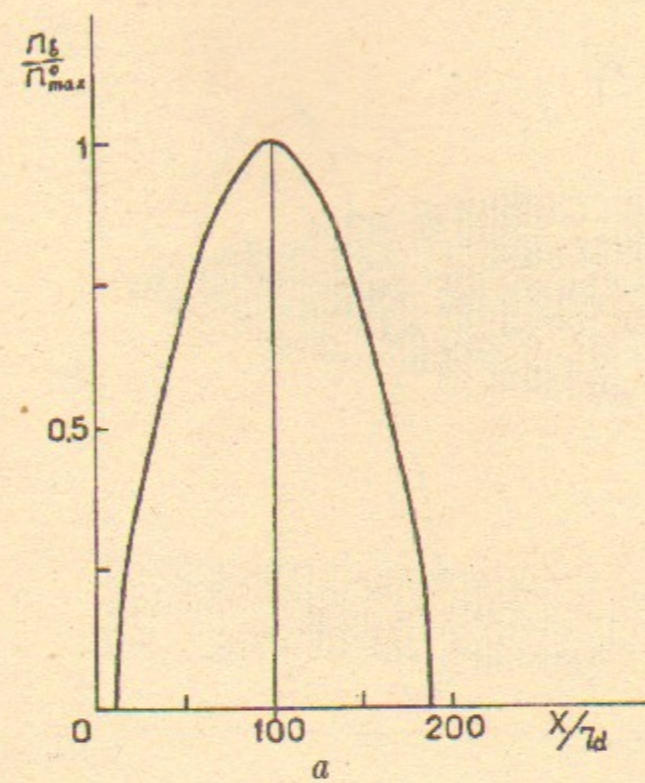


Рис. 3. Распределение плотности  $b$ -электронов  $n_b(x)$  в  $t = 0$  (а) и  $t = 100T_{oe}$  (б). Случай 1.  $n_{max}^0 = 214$ ;  $\Delta x/r_d = 2$ .

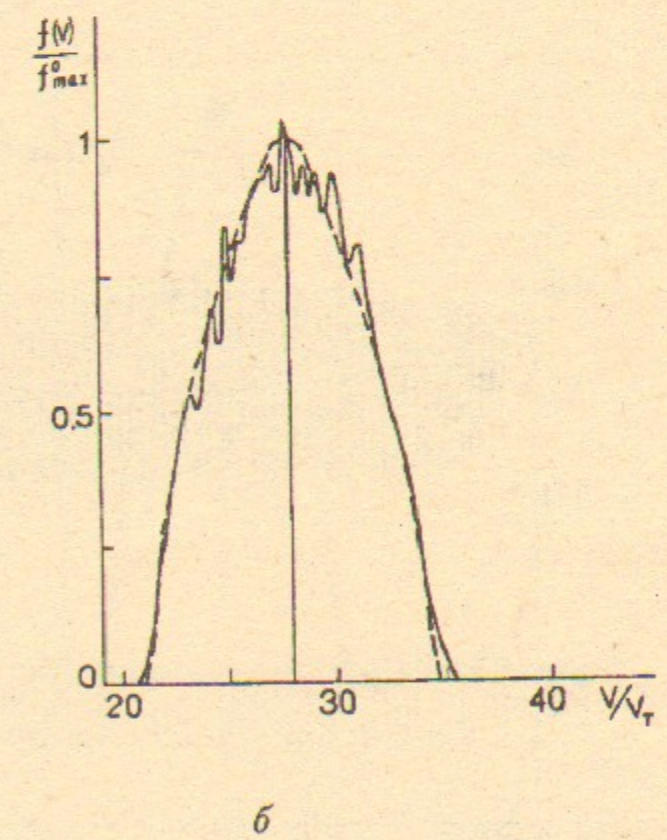
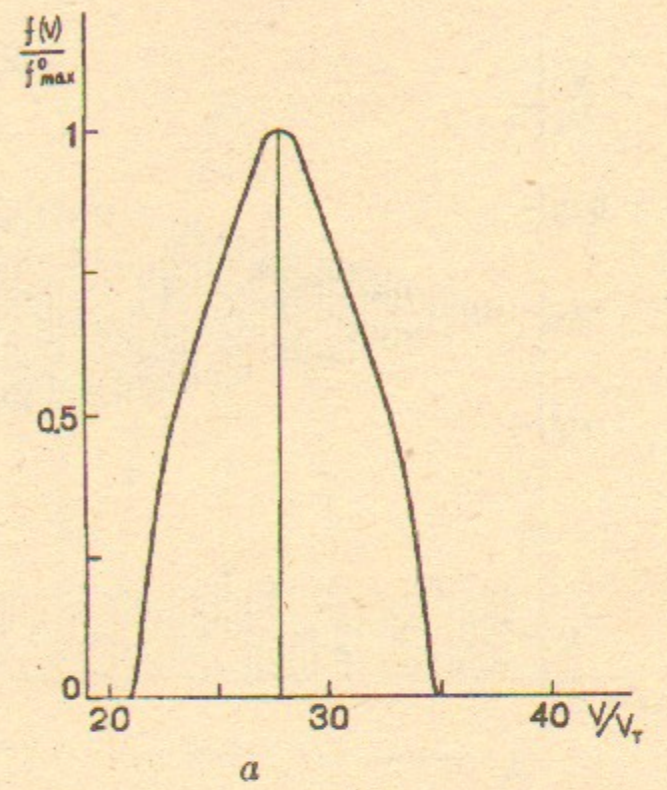


Рис. 4. Функция распределения по скорости  $b$ -электронов  $f_b(V)$  в  $t = 0$  (а) и  $t = 100T_{oe}$  (б). Случай 1.  $f_{max}^0 = 246$ ;  $\Delta V/V_T = 0.32$ ;  $V_{\phi}/V_T = 27.9$ .



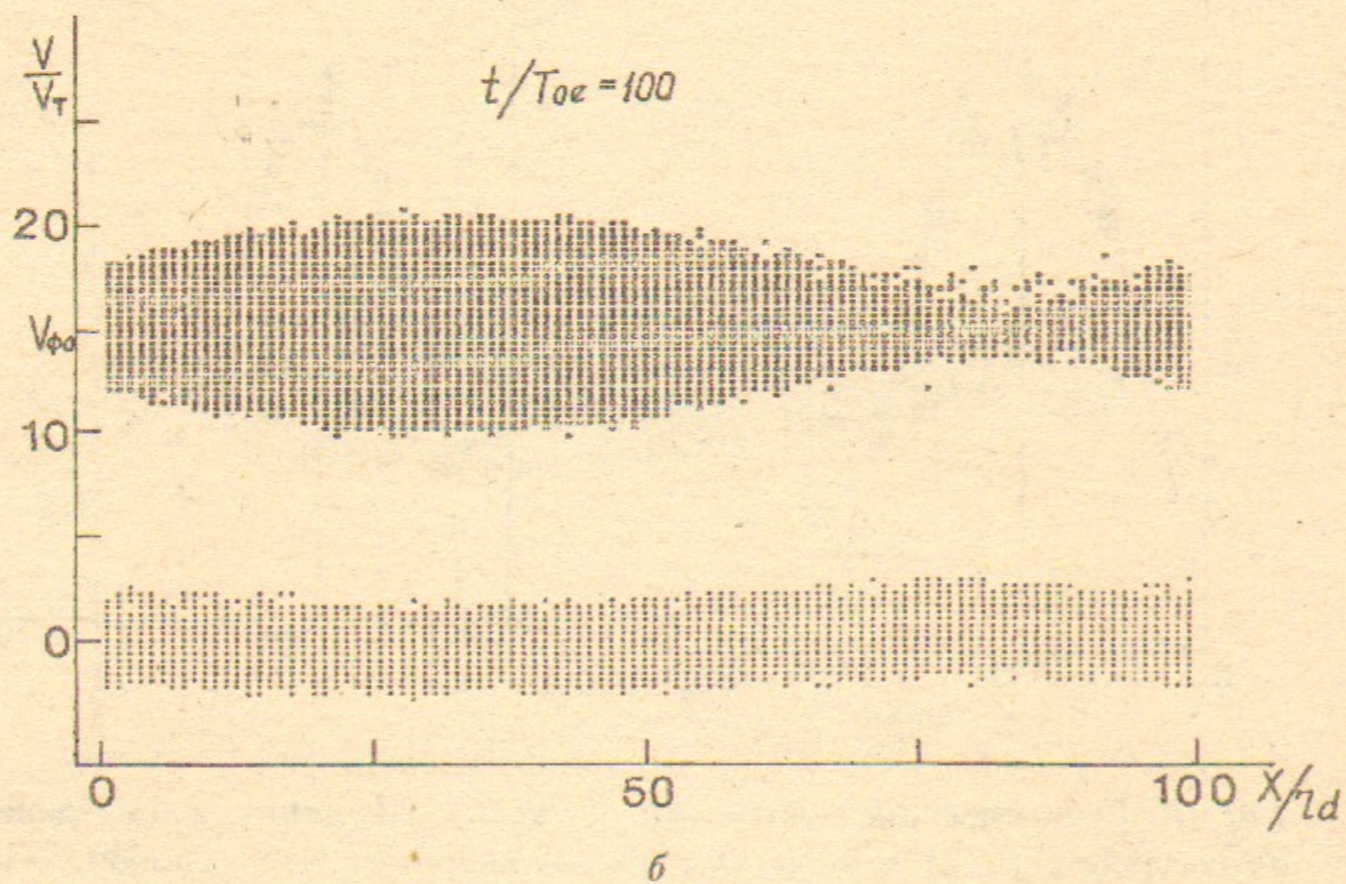
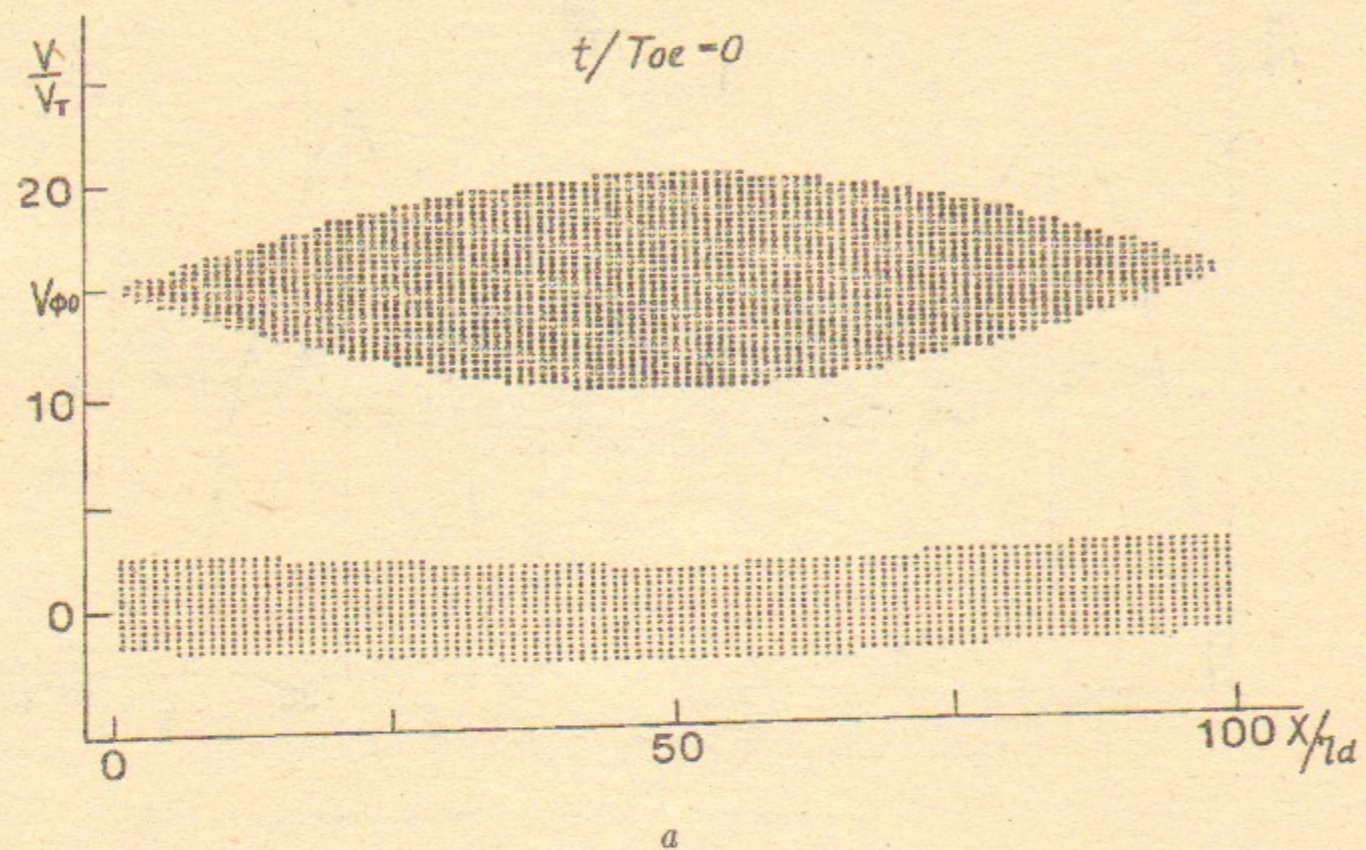


Рис. 5. Фазовая плоскость  $b$ -электронов в  $t = 0$  (а) и  $t = 100T_{oe}$  (б).  
Случай 1-1.

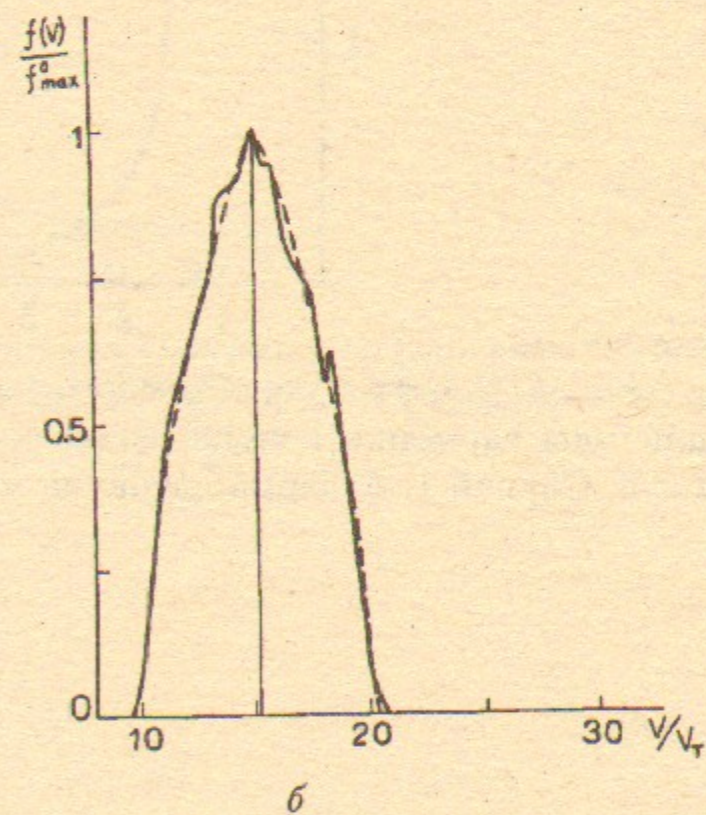
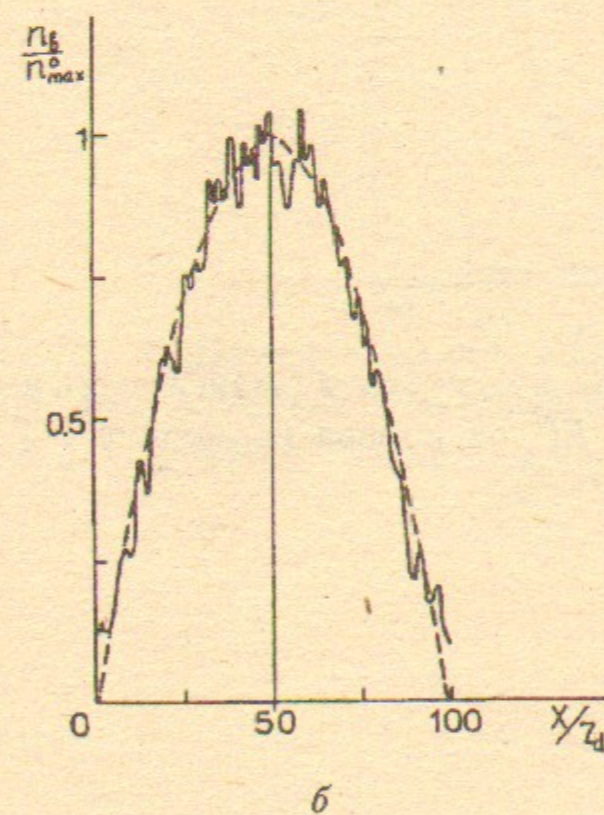
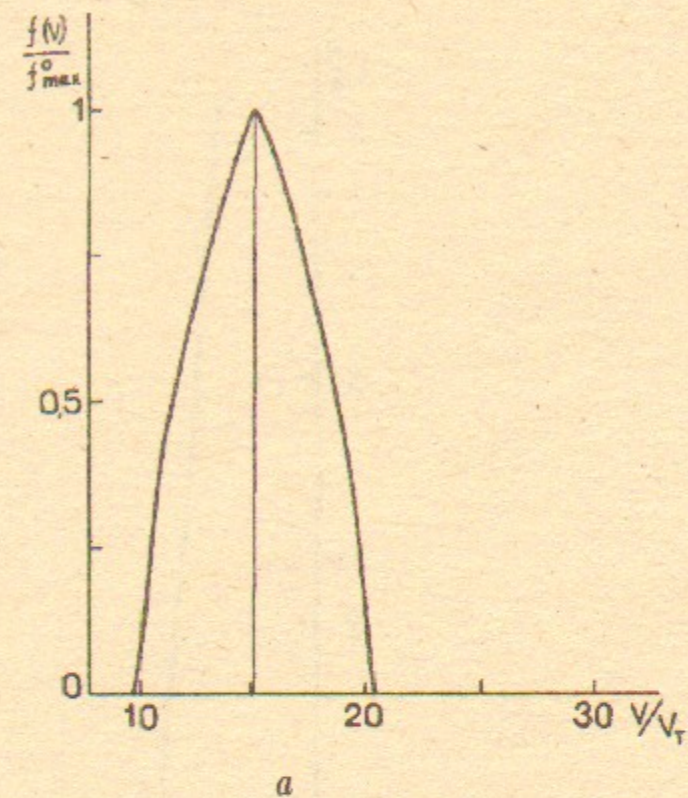
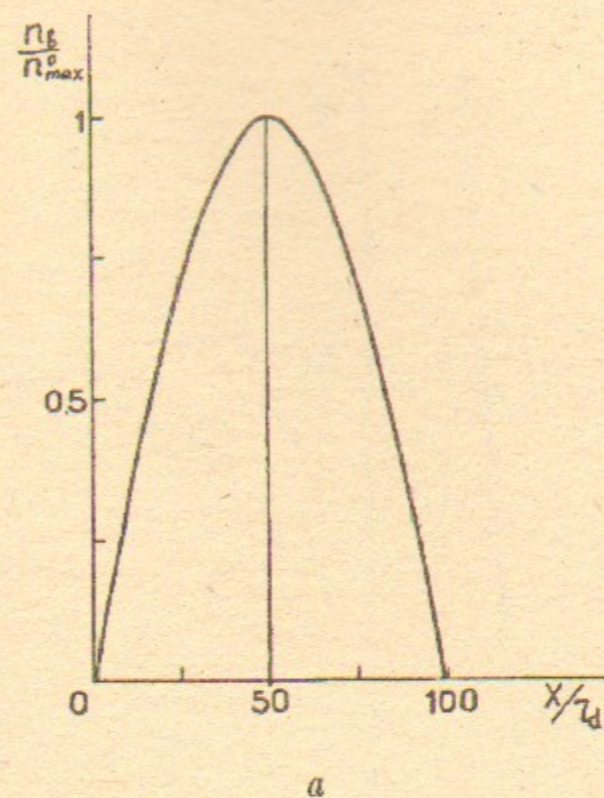


Рис. 6. Распределение плотности  $b$ -электронов  $n_b(x)$  в  $t = 0$  (а) и  $t = 100T_{oe}$  (б). Случай 1-1.  $n_{\max}^0 = 214$ ;  $\Delta x/r_d = 1$ .

Рис. 7. Функция распределения по скорости  $b$ -электронов  $f_b(V)$  в  $t = 0$  (а) и  $t = 100T_{oe}$  (б). Случай 1-1.  $f_{\max}^0 = 328$ ;  $\Delta V/V_T = 0.32$ ;  $V_\phi/V_T = 15.1$ .

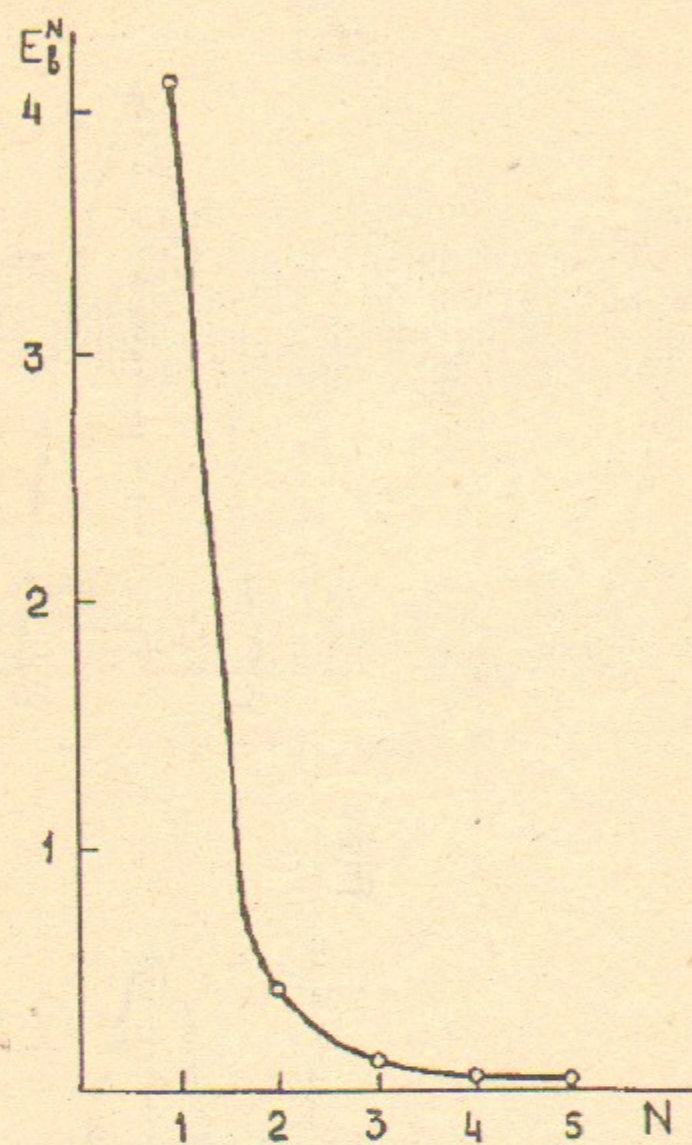


Рис. 8. Спектр поля объемного заряда  $b$ -электронов (зависимость амплитуды гармоник  $b$ -компоненты поля  $E_b^N$  от номера гармоники  $N$ ) в  $t = 0$ . Случай 1.  $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .

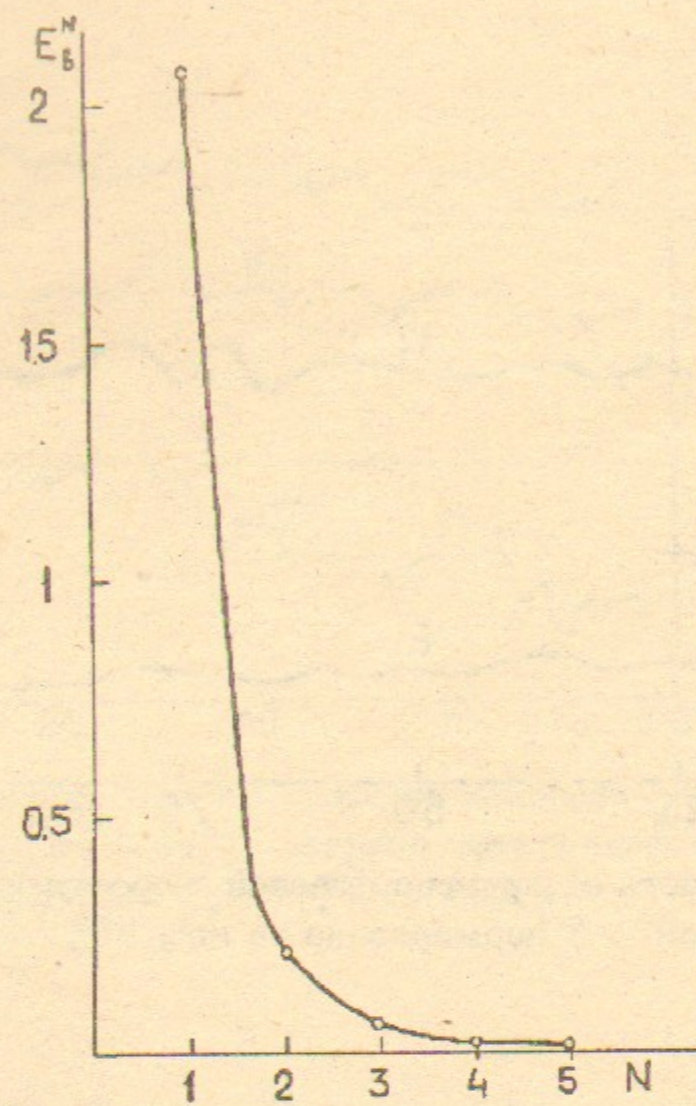


Рис. 9. Спектр поля объемного заряда  $b$ -электронов (зависимость амплитуды гармоник  $b$ -компоненты поля  $E_b^N$  от номера гармоники  $N$ ) в  $t = 0$ . Случай 1-1.  $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .

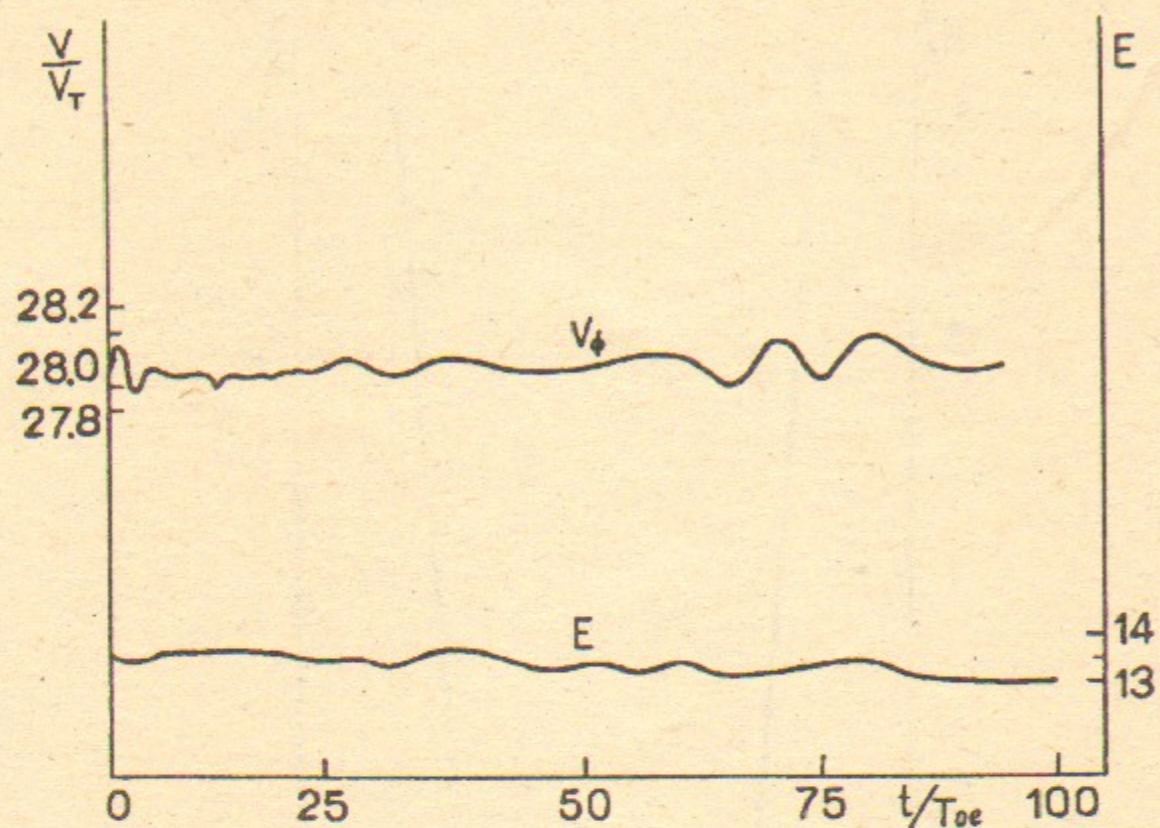


Рис. 10. Зависимость от времени фазовой скорости  $V_\phi$  и амплитуды  $E$  волны БГК. Случай 1.  $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .

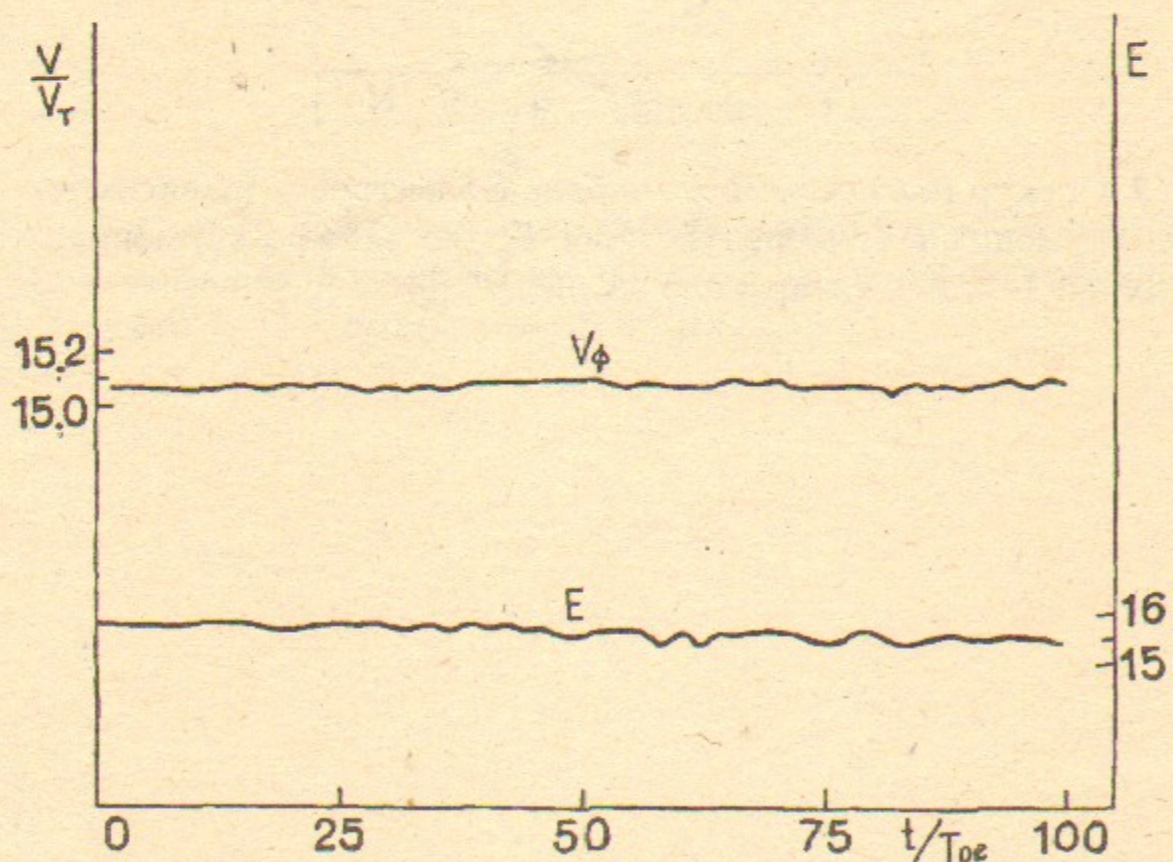


Рис. 11. Зависимость от времени фазовой скорости  $V_\phi$  и амплитуды  $E$  волны БГК. Случай 1-1.  $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .

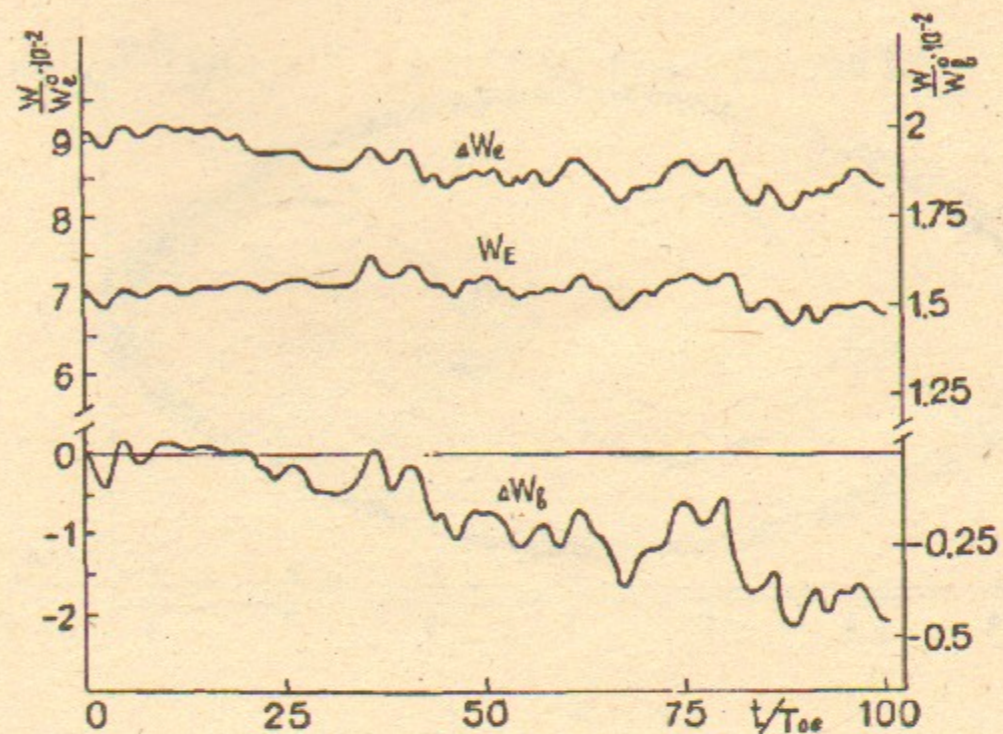


Рис. 12. Зависимость от времени изменения энергии  $b$ -электронов  $\Delta W_b$  ( $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ ), энергии электрического поля  $W_E$  и электронов плазмы ( $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ ). Случай 1.

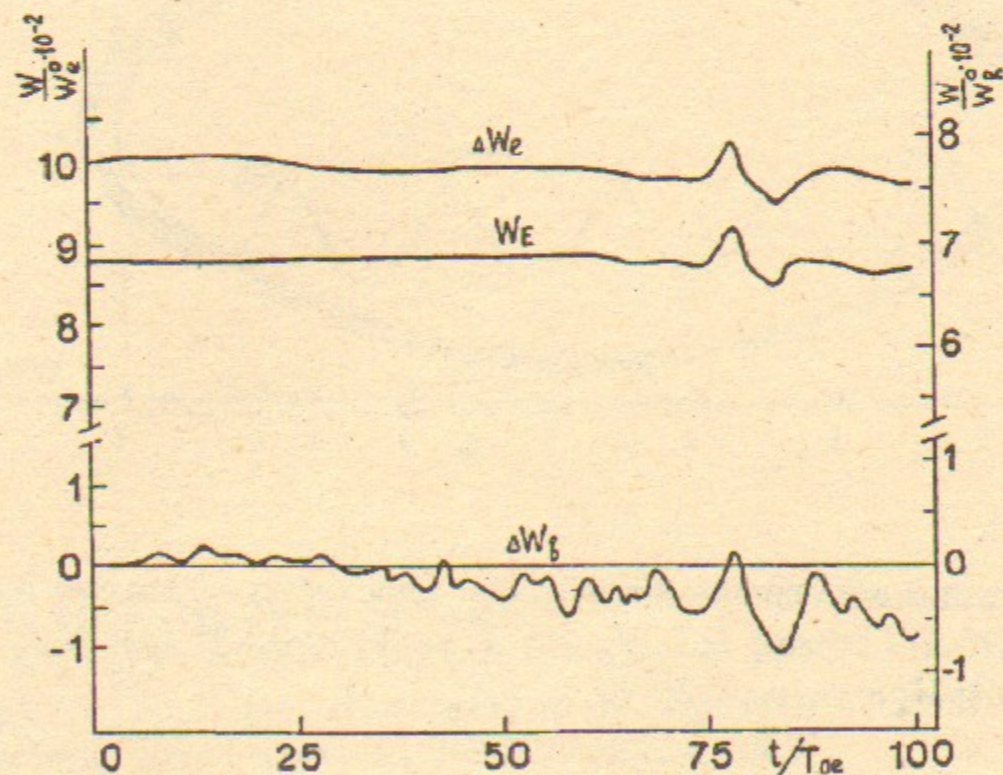
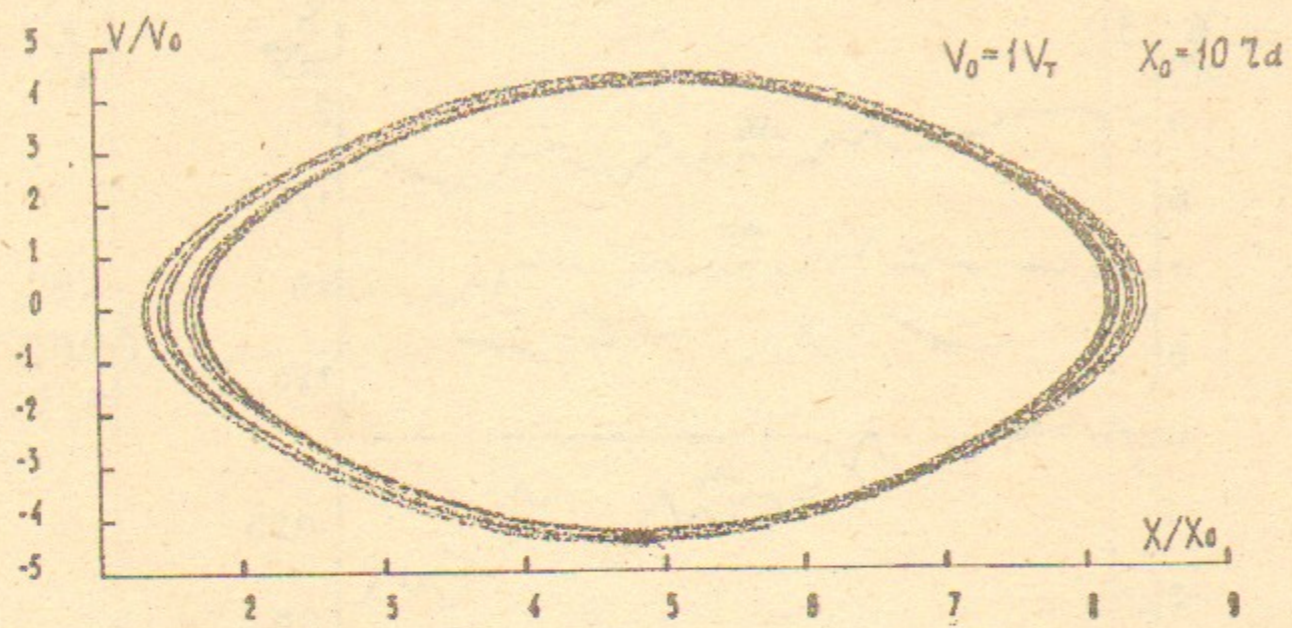
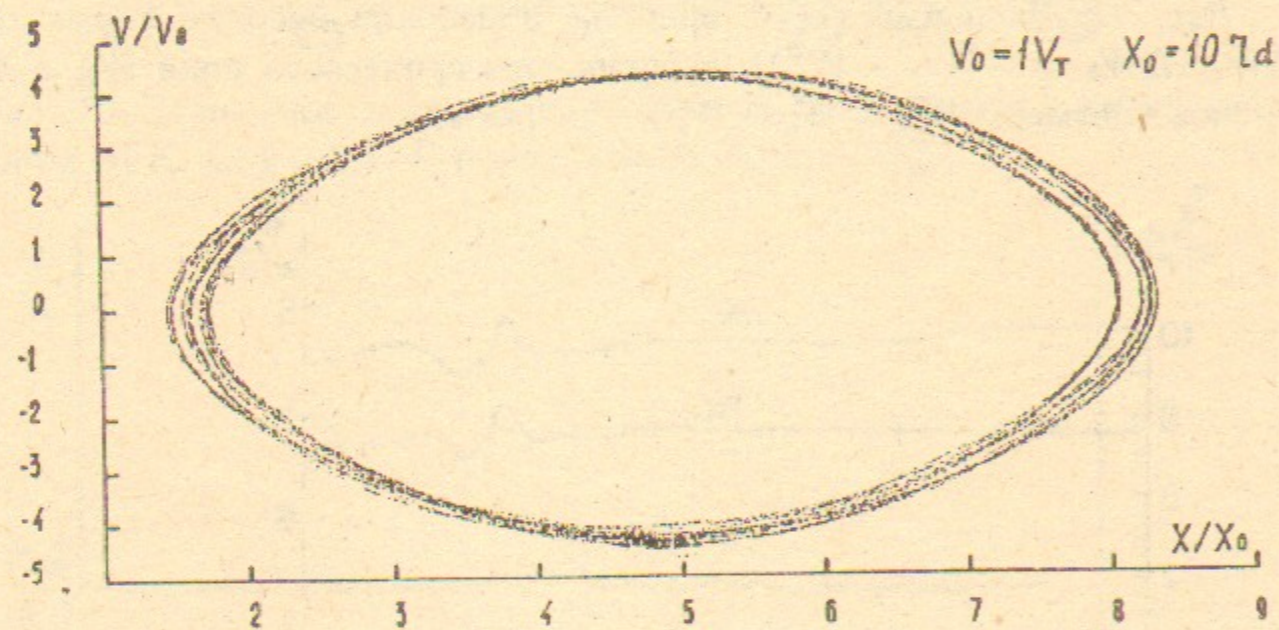


Рис. 13. Зависимость от времени изменения энергии  $b$ -электронов  $\Delta W_b$  ( $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$ ), энергии электрического поля  $W_E$  и электронов плазмы ( $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ ). Случай 1-1.

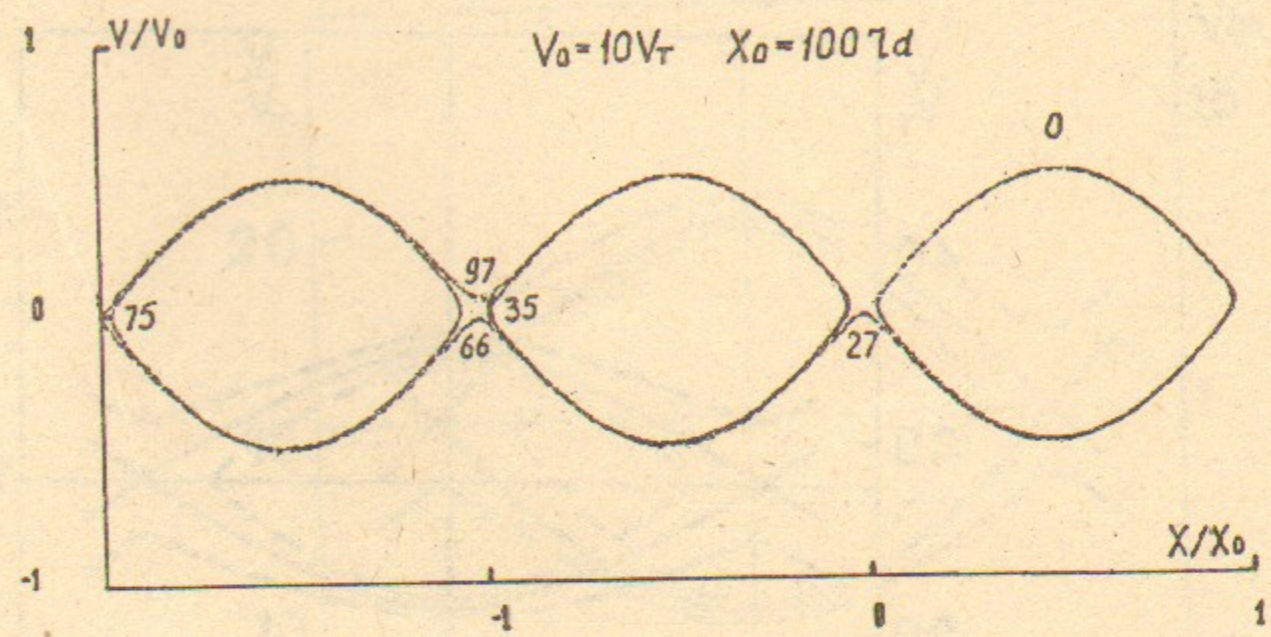


a

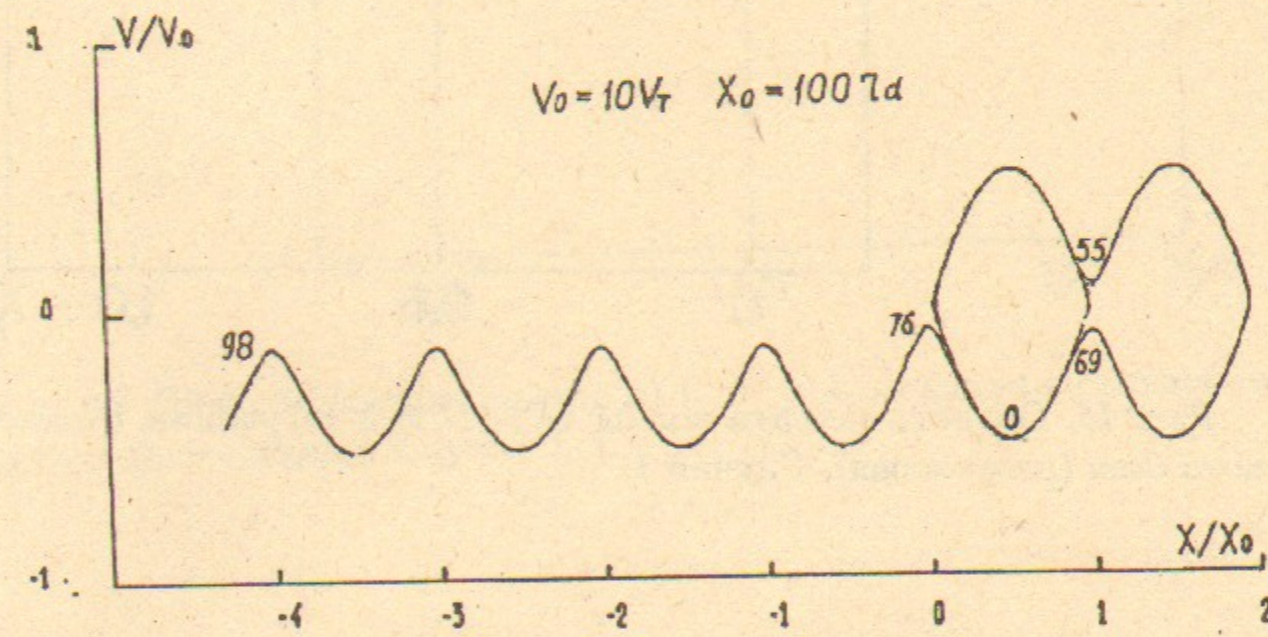


б

Рис. 14. Траектории электронов на фазовой плоскости в системе волны БГК ( $V_{\phi}/V_T = 15.1$ ) Случай 1-1.  $N_{mp} = 3$ ,  $V_0/V_T = 19.37$  (a);  $N_{mp} = 7$ ,  $V_0/V_T = 10.81$  (б); При  $x_0/r_d = 50$ .



в



г

Рис. 14. Траектории электронов на фазовой плоскости в системе волны БГК ( $V_{\phi}/V_T = 15.1$ ) Случай 1-1.  $N_{mp} = 1$ ,  $V_0/V_T = 20.07$  (в);  $N_{mp} = 9$ ,  $V_0/V_T = 10.11$  (г). При  $x_0/r_d = 50$ . Цифры на траектории — моменты времени, когда частицы имеют данные  $x$  и  $V$ .

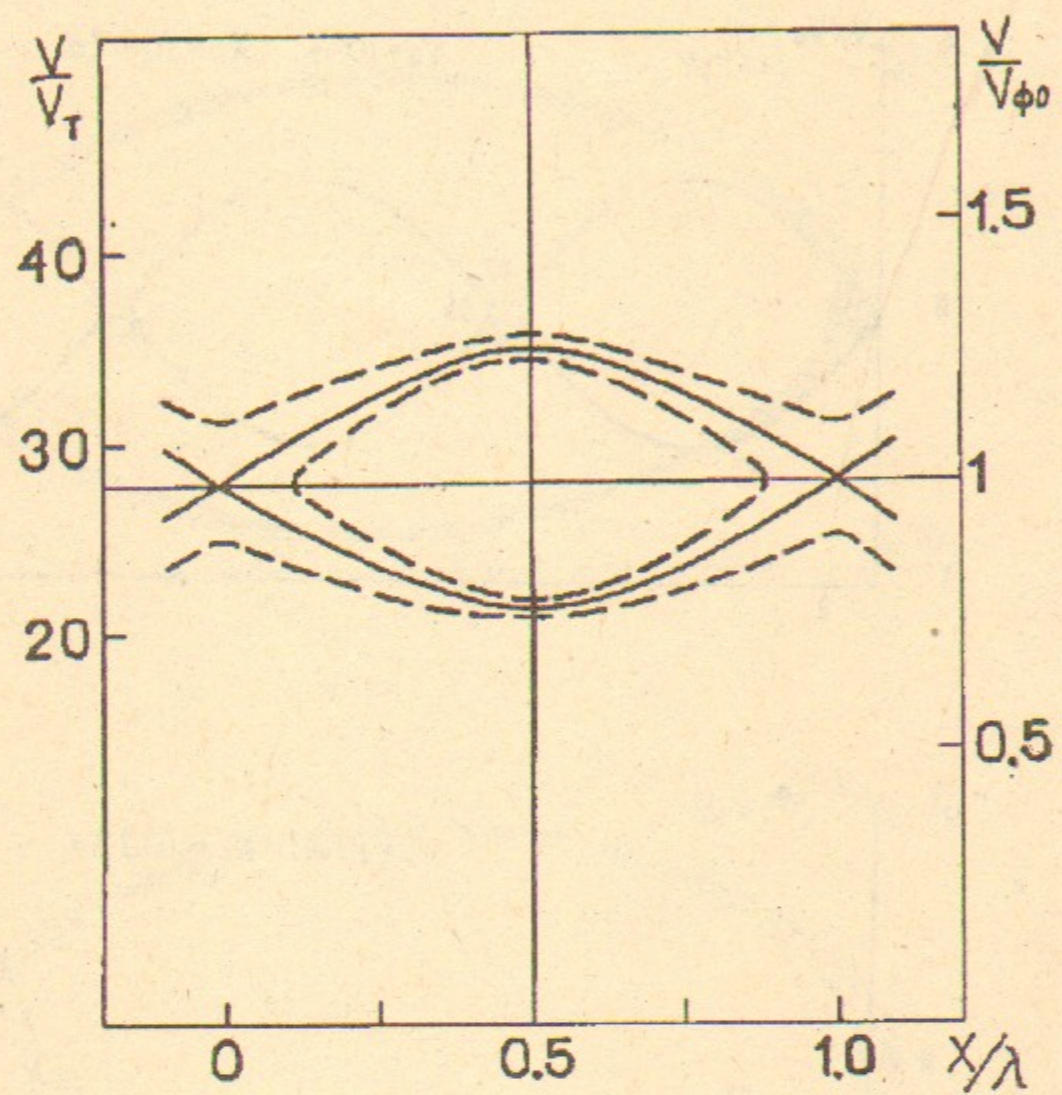


Рис. 15. Область захвата волны БГК  $N = 1$  и границы стохастического слоя (штриховая). Случай 1.

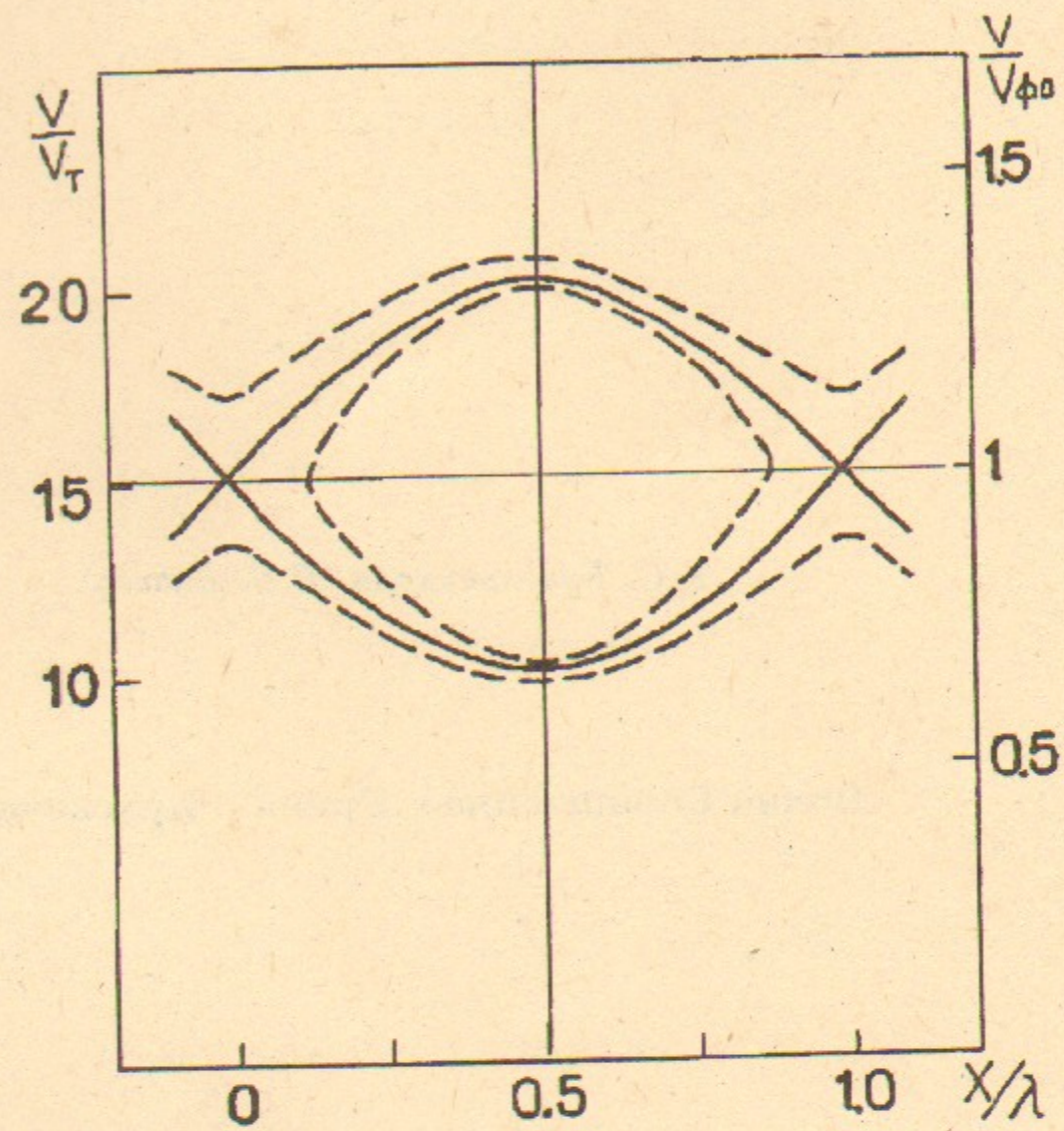


Рис. 16. Область захвата волны БГК  $N = 1$  и границы стохастического слоя (штриховая). Случай 1-1.