

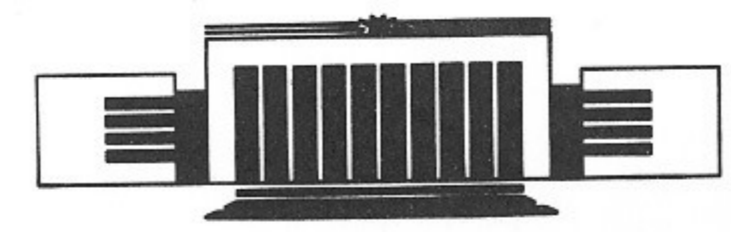


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев

КОНВЕРСИЯ ВОЛНЫ
БЕРНШТЕЙНА-ГРИНА-КРУСКАЛА
НА ВОЗМУЩЕНИИ ПЛОТНОСТИ. IV

ИЯФ 94-51



НОВОСИБИРСК

The Conversion of the Bernstein-Greene-Kruskal Wave on the Density Perturbation.IV

N.S. Buchelnikova, B.N. Lazeev

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90, Russia

ABSTRACT

The interaction of the BGK-wave ($\lambda_e/r_d = 200$; $N_e = L/\lambda_e = 1$) with sinusoidal density perturbation ($N_i = \lambda_e/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}/n_0 \sim 0,6 - 0,9$) in the one-dimensional plasma with fixed ions was studied in numerical experiments (PIC-method).

It was shown that this interaction leads to the conversion into the direct and backward Langmuir waves with the wave numbers $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. In the cases with $\tilde{n}/n_0 \sim 0,6 - 0,9$ the wide spectrum of the conversion modes is excited up to $\beta \sim 8$ during one plasma period. In these cases the main role plays the large scale stochasticity of the electron motion which shows itself in the region of the crossing trapping regions of the shortwavelength conversion modes. The large scale stochasticity leads to the trapping and acceleration of the plasma electrons, which absorb the energy of the conversion modes. The energy of the BGK-wave is transferred through the longwavelength conversion modes into the shortwavelength modes, where it is absorbed by the plasma electrons. As a result the electric field energy is damped and the BGK-wave is destroyed.

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию конверсии волны БГК на синусоидальном возмущении плотности большой амплитуды $\tilde{n}/n_0 \gtrsim 0,6$. Работа является четвертой частью работ [1-3] и прямым продолжением работы [1].

В работах [1-3] была исследована конверсия волны БГК в случаях с разными параметрами волны и возмущения плотности. Найдено, что подобно конверсии ленгмюровской волны [4-6], конверсия волны БГК приводит к генерации гармоник — ленгмюровских волн с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Однако, развитие конверсии существенно отличается от случая ленгмюровской волны, так как обмен энергией захваченных в волну БГК электронов с ее полем стабилизирует волну БГК и препятствует конверсии. При малых возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \lesssim 0,1$ волна БГК остается квазистационарной, а амплитуда гармоник конверсии мала. При $\tilde{n}/n_0 \lesssim 0,3$ в результате конверсии происходит перестройка распределения захваченных электронов и вновь устанавливается квазистационарная волна БГК с новыми параметрами. И только при больших возмущениях плотности $\tilde{n}/n_0 \gtrsim 0,6$ конверсия приводит к разрушению волны БГК. Эти случаи и рассматриваются в настоящей работе.

Найдено, что при $\tilde{n}/n_0 \sim 0,6 - 0,9$ конверсия развивается за время порядка плазменного периода T_{oe} и приводит к возбуждению широкого спектра гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$ вплоть до $\beta \sim 8$. Уменьшение фазовой скорости волны БГК в неоднородной плазме при развитии конверсии и действие поля гармоник конверсии приводит к изменению распределения $n_b(x, V)$ электронов, захваченных в волне БГК. Однако, перестройка

волны БГК не успевают завершиться, так как развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы в районе областей захвата коротковолновых гармоник конверсии. Эта неустойчивость приводит к захвату и ускорению электронов плазмы, поглощению ими энергии поля гармоник конверсии и затуханию поля волны БГК в результате перекачки энергии в гармоники конверсии, а из них в электроны плазмы. Таким образом, при больших возмущениях плотности конверсия приводит к разрушению волны БГК.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. В одномерной системе длиной $\mathcal{L}/r_d = 200$ задается плазма с параметрами $T_e/T_i = 30$, $M/m = 10^{10}$, с максвелловским распределением, обрезанным на скорости $V \sim \pm 2V_T$. Задается волна БГК с областью захвата, равномерно заполненной "взвешенными" b -электронами с массой m/α , зарядом e/α , но e/m таким же как у электрона. Метод задания волны БГК описан в работе [7] и частично в работе [1]. Рассматривается волна БГК с параметрами случая 1 в работе [7] (та же, что в работе [1]): $\lambda_e/r_d = 200$; $N_e = \mathcal{L}/\lambda_e = 1$; $V_{\phi 0}/V_T = 27,9$; $E_0/(mr_d/eT_{oe}^2) = 13,6$; $V_{z0}/V_T = 6,6$ ($V_{z0} = 2\sqrt{\frac{e\phi_0}{m}}$); $W_E^0/W_e^0 = 7,0 \cdot 10^{-2}$; $\Delta W_e^0/W_e^0 = 9,2 \cdot 10^{-2}$ ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 — тепловая энергия электронов плазмы); число захваченных электронов $N_b^0 = 50$; число b -электронов $N_b = 1,35 \cdot 10^4$; $\alpha = 270$; энергия b -электронов $W_b^0/W_e^0 = 4,58$; период захваченных частиц $T_B/T_{oe} = 9,6$. Параметры возмущения плотности $\lambda_i/r_d = 66,67$; $N_i = \lambda_e/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}/n_0 = 0,6$ (случай 1-4); $\tilde{n}/n_0 = 0,9$ (случай 1-5) (случаи 1-0÷1-3 с $\tilde{n}/n_0 \sim 0,01 - 0,3$ рассмотрены в работе [1]). Впадины плотности находятся на $x/r_d = 33; 100; 167$.

Рассмотрим случаи 1-4, 1-5. Начальная стадия развития волны БГК в этих случаях, так же как и в случаях, рассмотренных в работах [1-3], определяется конверсией, которая приводит к модуляции поля $E(x)$ и локализации энергии во впадинах плотности (Рис. 1,2). В спектральном описании конверсия, так же как и конверсия ленгмюровской волны, проявляется в возбуждении прямых и обратных ленгмюровских волн-гармоник волны БГК. В случаях 1-4, 1-5 уже в первый плазменный период возбуждается широкий спектр гармоник конверсии с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$; $\beta = 1, 2, 3 \dots$ вплоть до $\beta = 8$, $N = -23$, $N = 25$ (знаком "-" обозначены обратные волны). Амплитуды более высоких гармоник сравнимы с уровнем шумов. Номера и фазовые скорости возбуждающихся гармоник приведены в таблице 1.

Таблица 1

Момент и амплитуда первого максимума кривой $E^N(t)$ при конверсии волны БГК (случаи 1-4, 1-5) и ленгмюровской волны

β	1	2	3	4	5	6	7	8
$N =$								
$N_e + \beta N_i,$	4	-2	7	-5	10	-8	13	-11
$N_e - \beta N_i$								
V_{ϕ}^N/V_T	8,14	-16,01	4,87	-6,60	3,62	-4,34	3,00	-3,37
t_{\max}^N/T_{oe}	0,8	1,0	1,4	1,6	2,3	2,1	2,4	2,5
E_{\max}^N/E_0	0,59	0,66	0,48	0,54	0,38	0,45	0,25	0,33
$t_{\max}^N/T_{oe}(B)$	1,0	1,0	1,6	1,6	2,1	2,1	2,6	2,6
$E_{\max}^N/E_0(B)$	0,582	0,582	0,486	0,486	0,430	0,430	0,390	0,390
t_{\max}^N/T_{oe}	0,5	0,6	1,1	0,9	1,2	1,4	1,4	1,5
E_{\max}^N/E_0	0,55	0,61	0,46	0,50	0,38	0,36	0,27	0,30
$t_{\max}^N/T_{oe}(B)$	0,66	0,66	1,06	1,06	1,4	1,4	1,8	1,8
$E_{\max}^N/E_0(B)$	0,582	0,582	0,486	0,486	0,430	0,430	0,390	0,390

7

Случай 1-4

$t_{\max}^N(t); t_{\max}^N(B)$	2,64	2,64	2,64	2,64	2,64	2,64	2,64	2,64
$E_{\max}^N(B)$	2,41	2,41	2,41	2,41	2,41	2,41	2,41	2,41

Случай 1-5

$t_{\max}^N(t); t_{\max}^N(B)$	2,21	2,21	2,21	2,21	2,21	2,21	2,21	2,21
$E_{\max}^N(B)$	0,318	0,318	0,318	0,318	0,318	0,318	0,318	0,318

t_{\max}^N, E_{\max}^N — момент и амплитуда первого максимума кривой $E^N(t)$; $t_{\max}^N(B), E_{\max}^N(B)$ — то же для функции Бесселя порядка β (для ленгмюровской волны $E_{\beta}^N/E_0 = |J_{\beta}(t/T_{oe}\pi\tilde{n}/n_0)|$).

При конверсии ленгмюровской волны зависимость амплитуды N -й гармоники от времени описывается модулем функции Бесселя порядка β : $E_\beta^N/E_0 = |J_\beta(t/T_{oe} \pi \tilde{n}/n_0)|$ [4-5]. В работе [1] Рис.7-9 сравниваются $E_\beta^N(t)$ и $J_\beta(t)$ для волны БГК $N = 1$ и гармоник конверсии $N = N_e + N_i = 4$ ($\beta = 1$) и $N = N_e + 2N_i = 7$ ($\beta = 2$) для случаев 1-0÷1-4, 1-5. Найдено, что в случаях 1-4, 1-5 кривые $E^N(t)$ в течение 1-2 T_{oe} мало отличаются от соответствующих функций Бесселя.

В таблице 1 и на рис.3-6 сравниваются моменты первого максимума кривой $E^N(t) - t_{\max}^N$ и функции Бесселя $J_\beta(t) - t_{\max}^N$ (Б) (рис.3 и 5), а также амплитуды в этом максимуме по $E^N(t) - E_{\max}^N$ и по функции Бесселя — E_{\max}^N (Б) (рис. 4 и 6). Кривые $E^N(t)$ для случаев 1-4 и 1-5 приведены на рис. 7-10 и 11-14.

Из рис.3-6 видно, что в случаях 1-4 и 1-5 t_{\max}^N , E_{\max}^N близки к t_{\max}^N (Б), E_{\max}^N (Б) до $N \sim 10-11$. При этом $t_{\max}^N/T_{oe} \lesssim 2-2,5$. Таким образом, начальная стадия развития гармоник $N \lesssim 11$ соответствует случаю ленгмюровской волны. Однако у более коротковолновых гармоник с $N > 11$ даже на начальной стадии $E_\beta^N(t)$ заметно отличается от $J_\beta(t)$ — первый максимум $E^N(t)$ для них достигается раньше, а амплитуда в максимуме имеет меньшую величину, чем в случае ленгмюровской волны (рис.3-6). Это связано с затуханием этих гармоник. Действительно для гармоник $N > 11$ в случае 1-4 $t_{\max}^N/T_{oe} \gtrsim 2,5$, в случае 1-5 $t_{\max}^N/T_{oe} \gtrsim 2$ (Таблица 1). Именно в это время становится заметным затухание поля и рост энергии электронов плазмы. Это видно из рис.15,16, где приведены кривые зависимости от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ (рис.15б,16б), а также потери энергии b -электронов $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$, (рис.15а,16а).

В работе [1] показано, что в неоднородной плазме при развитии конверсии фазовая скорость волны БГК уменьшается. Это приводит к перестройке распределения b -электронов $n_b(x, V)$, обусловленной тем, что значительная часть b -электронов замедляется, подстраиваясь к новой фазовой скорости, а некоторая часть выходит из захвата. Эти явления хорошо видны по фазовым плоскостям b -электронов в разные моменты времени, например, в случае 1-3 (работа [1], рис.15), который отличается от случаев 1-4, 1-5 только начальным возмущением плотности $\tilde{n}/n_0 = 0,3$. По фазовым плоскостям в случаях 1-4, 1-5 (рис.17,18) видно, что изменение распределения b -электронов на начальной стадии имеет те же черты, что и в случае 1-3. Действительно, из рис.17,18 видно, что в $t/T_{oe} \sim 3-4$ (случай 1-4), $t/T_{oe} \sim 2-4$ (случай 1-5) значительная часть b -электронов замедляется, а некоторая часть выходит из захвата и образует "хвост"

пролетных частиц с $V > (V_{\phi 0} + V_s)$. При замедлении электроны теряют энергию. Из рис.15а,16а видно, что потери энергии ΔW_b растут, так же как и в случае 1-3 ([1], рис.6в).

Однако, из рис.17,18 видно, что в отличие от случая 1-3, уже в $t/T_{oe} \sim 2-3$ (случай 1-4), $t/T_{oe} \sim 1-2$ (случай 1-5) появляются ускоренные электроны плазмы, то есть начинается захват электронов плазмы коротковолновыми гармониками конверсии. Это свидетельствует о развитии сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы [8]. По фазовым плоскостям электронов видно, что максимальные и минимальные скорости электронов плазмы в случае 1-4 в $t/T_{oe} \lesssim 4$ и $t/T_{oe} \sim 20$ составляют $V_{\max}/V_T \sim 5,6$ и $7,9$; $V_{\min}/V_T \sim -5,6$ и $-6,7$. При этом $V_{\max}/V_T > V_{\phi}^{VII}/V_T = 4,9$, но $< V_{\phi}^{IV}/V_T = 8,1$; $|V_{\min}/V_T| > |V_{\phi}^{VIII}/V_T| = |-4,3|$, но $< |V_{\phi}^V/V_T| = |-6,6|$. Таким образом, в случае 1-4 сильная стохастическая неустойчивость развивается в районе областей захвата гармоник конверсии $N \geq 7$ и $N \geq |-8|$.

В случае 1-5 в $t/T_{oe} \sim 2-4$ максимальные и минимальные скорости $V_{\max}/V_T \sim 3,2$ и $V_{\min}/V_T \sim -3,2$. При этом $V_{\max}/V_T \sim V_{\phi}^{XIII}/V_T = 3,0$, но $< V_{\phi}^X/V_T = 3,6$; $|V_{\min}/V_T| > |V_{\phi}^{XIV}/V_T| = |-2,9|$, но $< |V_{\phi}^{XI}/V_T| = |-3,4|$. Таким образом, в случае 1-5 сильная стохастическая неустойчивость развивается в районе областей захвата гармоник конверсии $N \geq 13$ и $N \geq |-14|$. С течением времени область неустойчивости расширяется. К $t/T_{oe} \sim 20$ V_{\max} , V_{\min} достигают величины $V_{\max}/V_T \sim 5,1 > V_{\phi}^{VII}/V_T = 4,9$, $|V_{\min}/V_T| \sim |-4,9| > |V_{\phi}^{VIII}/V_T| = |-4,3|$. Таким образом, к $t/T_{oe} \sim 20$ область неустойчивости включает области захвата гармоник $N \geq 7$ и $N \geq |-8|$.

Эти выводы согласуются с результатами анализа рис.3-6. Действительно, если первый максимум кривой $E^N(t)$ (рис.7-14) достигается в t , когда уже начался захват электронов плазмы ($t/T_{oe} \gtrsim 2-3$ в случае 1-4, $t/T_{oe} \gtrsim 1-2$ в случае 1-5), то из-за затухания соответствующих гармоник E_{\max}^N должно быть меньше, чем в случае ленгмюровской волны. Из рис.4 и 6 видно, что это наблюдается у гармоник $N \geq 10-11$, которые согласно нашей оценке участвуют в сильной стохастической неустойчивости с самого начала.

Захват и ускорение электронов плазмы при сильной стохастической неустойчивости приводят к поглощению ими энергии поля. Действительно, из рис.15б,16б видно, что энергия электронов плазмы растет. В случае 1-5 одновременно с ростом ΔW_e в $t/T_{oe} > 1$ идет затухание поля W_E (рис.16б). В случае 1-4 изменение $W_E(t)$ имеет более сложный характер (рис.15б).

В работе [2] рассматривалось долговременное развитие конверсии в отсутствие захвата электронов плазмы и затухания. Было показано, что в случае 2-3, аналогичном случаю 1-3 ($\tilde{n}/n_0 = 0,3$), развитие перестройки распределения b -электронов приводит к установлению квазистационарной волны БГК с новыми параметрами. Такая же тенденция наблюдается и в случае 1-3, а также в случае 1-4. Действительно из рис.7а,15б видно, что в t/T_{oe} от $\sim 3-4$ до $\sim 7-8$ амплитуда волны БГК E^I и энергия поля сохраняются на примерно постоянном среднем уровне, хотя ΔW_e в это время растет (рис.15б). Поскольку одновременно растут и потери энергии b -электронов (рис.15а), это позволяет сделать вывод, что энергия поля поддерживается за счет потери энергии b -электронов. Сравнение кривых $E^N(t)$ для гармоник с разными β и N (рис.7-10) показывает, что гармоники с $N < 10-11$ ($\beta \leq 3-4$) не затухают до $t/T_{oe} \sim 7-8$ — несмотря на сильные колебания средний уровень $E^N(t)$ до $t/T_{oe} \sim 7-8$ не падает (рис.7б,в;8а,б,г). Из этого следует, что энергия, потерянная b -электронами, передается в поле волны БГК, а из него в гармоники конверсии $N = N_e \pm \beta N_i$ с $\beta = 1, \beta = 2$ и далее в более и более коротковолновые гармоники. В районе областей захвата коротковолновых гармоник развивается сильная стохастическая неустойчивость электронов плазмы. На начальной стадии неустойчивость приводит к захвату и ускорению электронов плазмы. Эти электроны и поглощают энергию, потерянную b -электронами. Детали зависимости $E^N(t)$ определяет взаимодействие гармоник конверсии друг с другом и с захваченными электронами.

По фазовым плоскостям (рис.17) в $t/T_{oe} \sim 6-8$ видно, что к $t/T_{oe} \sim 7-8$ замедленные b -электроны совершают примерно половину оборота и начинают ускоряться в поле волны БГК, так что ΔW_b уменьшается (рис.15а). При этом b -электроны поглощают энергию волны БГК, так что ее амплитуда начинает падать (рис.7а). В результате уменьшается поток энергии в длинноволновые гармоники конверсии и их амплитуды в $t/T_{oe} \sim 7-11$ падают (рис.7,8). Уменьшается и полная энергия поля W_E , хотя ΔW_e в это время не растет (рис.15б). Средний уровень амплитуд $E^N(t)$ для $N > 10-11$ практически не меняется, так как в это время они интенсивно обмениваются энергией с электронами, участвующими в сильной стохастической неустойчивости.

Уменьшение амплитуды E^I в результате поглощения энергии b -электронами и продолжающейся конверсии приводит к тому, что b -электроны выходят из захвата и становятся пролетными (рис.17, $t/T_{oe} \sim 10-20$). К $t/T_{oe} \sim 15-20$ амплитуда захвата V_z уменьшается примерно

в 2,5 раза, так что только небольшая часть b -электронов остается захваченной.

В случае 1-5, в отличие от случая 1-4, одновременно с ростом ΔW_e в $t/T_{oe} \sim 1$ идет затухание поля (рис.16б). Уже к $t/T_{oe} \sim 5$ W_E падает в несколько раз до уровня $W_E/W_e^0 \sim 0,02$. Из рис.11-14 видно, что в это же время уменьшается амплитуда волны БГК (рис.11а) и амплитуды всех гармоник конверсии. Поскольку на начальной стадии участвуют в сильной стохастической неустойчивости и взаимодействуют с электронами плазмы только коротковолновые гармоники $N > 10-11$, затухание гармоник $N < 10-11$ и волны БГК свидетельствуют о том, что энергия из волны БГК перекачивается по гармоникам конверсии в коротковолновые, где и поглощается.

Отсутствие на кривых $E^I(t), E^N(t)$ квазистабильного участка подобного случаю 1-4, показывает, что b -электроны передают в волну БГК меньше энергии, чем поглощается электронами плазмы. Действительно, потери энергии b -электронов в случае 1-5 почти на порядок меньше, чем в случае 1-4 (рис.15а,16а). Это обусловлено большей скоростью конверсии в случае 1-5 и более ранним началом затухания.

В результате амплитуда волны БГК к $t/T_{oe} \sim 3-4$ падает более чем на порядок, так что амплитуда захвата V_z уменьшается примерно в 3,5 раза. При этом подавляющая часть b -электронов выходит из захвата и становится пролетными (рис.18, $t/T_{oe} \sim 6-20$), а волна БГК разрушается.

Таким образом, при взаимодействии волны БГК с большим возмущением плотности $\tilde{n}/n_0 \sim 0,6-0,9$ определяющую роль играет сильная стохастическая неустойчивость движения электронов в районе областей захвата коротковолновых гармоник конверсии. Эта неустойчивость приводит к захвату и ускорению электронов плазмы и затуханию поля гармоник конверсии. Это в свою очередь приводит к перекачке энергии из волны БГК в длинноволновые, а из них в коротковолновые гармоники конверсии. В результате энергия поля поглощается электронами плазмы, поле волны БГК затухает, так что волна БГК разрушается, а вышедшие из захвата электроны образуют пучок с некоторым сложным распределением по скоростям и плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. "Конверсия волны БГК на возмущении плотности. I". Препринт ИЯФ СО РАН 94-48, 1994.
2. Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. "Конверсия волны БГК на возмущении плотности. II". Препринт ИЯФ СО РАН 94-49, 1994.
3. Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. "Конверсия волны БГК на возмущении плотности. III". Препринт ИЯФ СО РАН 94-50, 1994.
4. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson. Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
5. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Physica Scripta 24, 566, 1981.
6. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринты ИЯФ СО АН СССР 80-192, 1980; 81-43, 1981; 81-88, 1981; 81-89, 1981; 82-53, 1982.
7. Н.С.Бучельникова, Б.Н.Лазеев. "Волна БГК I, II". Препринты ИЯФ СО РАН 93-97, 93-98, 1993.
8. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринты ИЯФ СО АН СССР 84-149, 84-150, 1984; Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой, стр. 221, Ташкент, 1985; Phys. Letters 112A, 330, 1985.

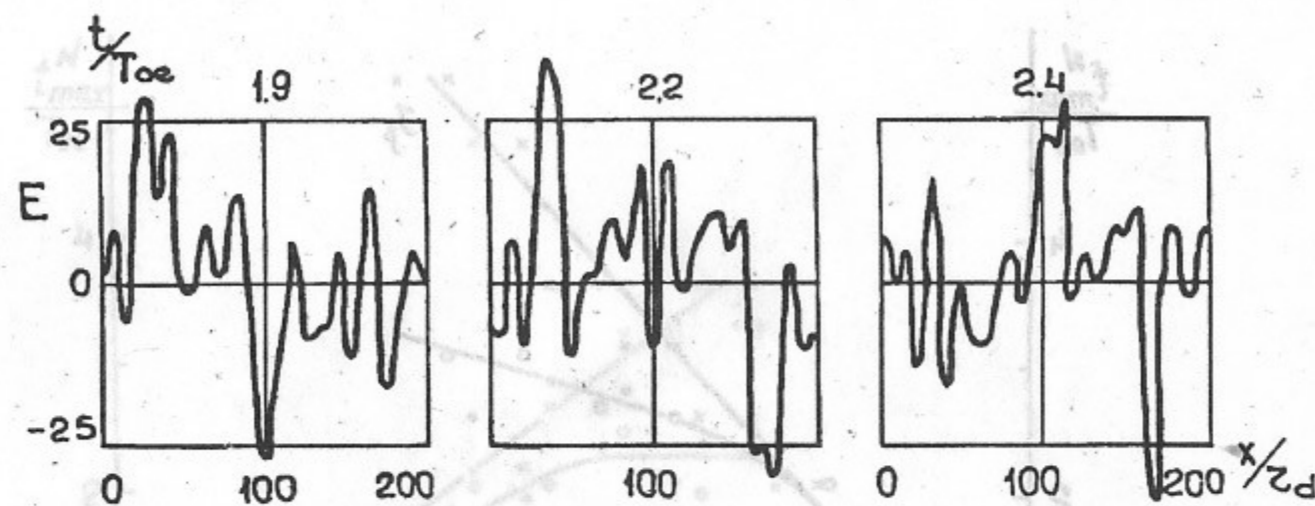


Рис. 1. Распределение поля $E(x)$. Случай 1-4.

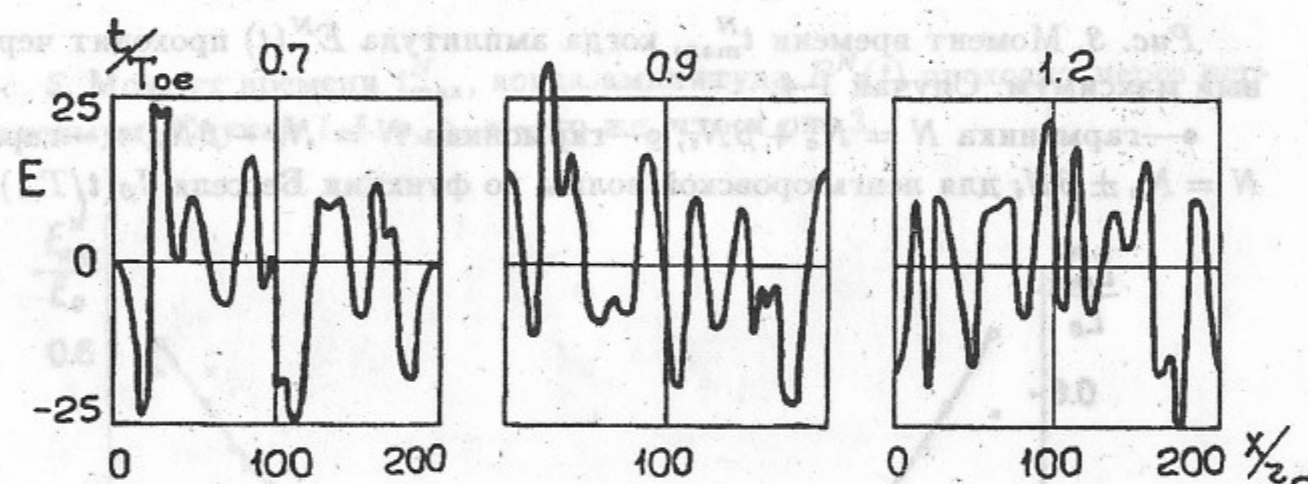


Рис. 2. Распределение поля $E(x)$. Случай 1-5.
 E нормировано на $m/r_d/eT_{oe}^2$.

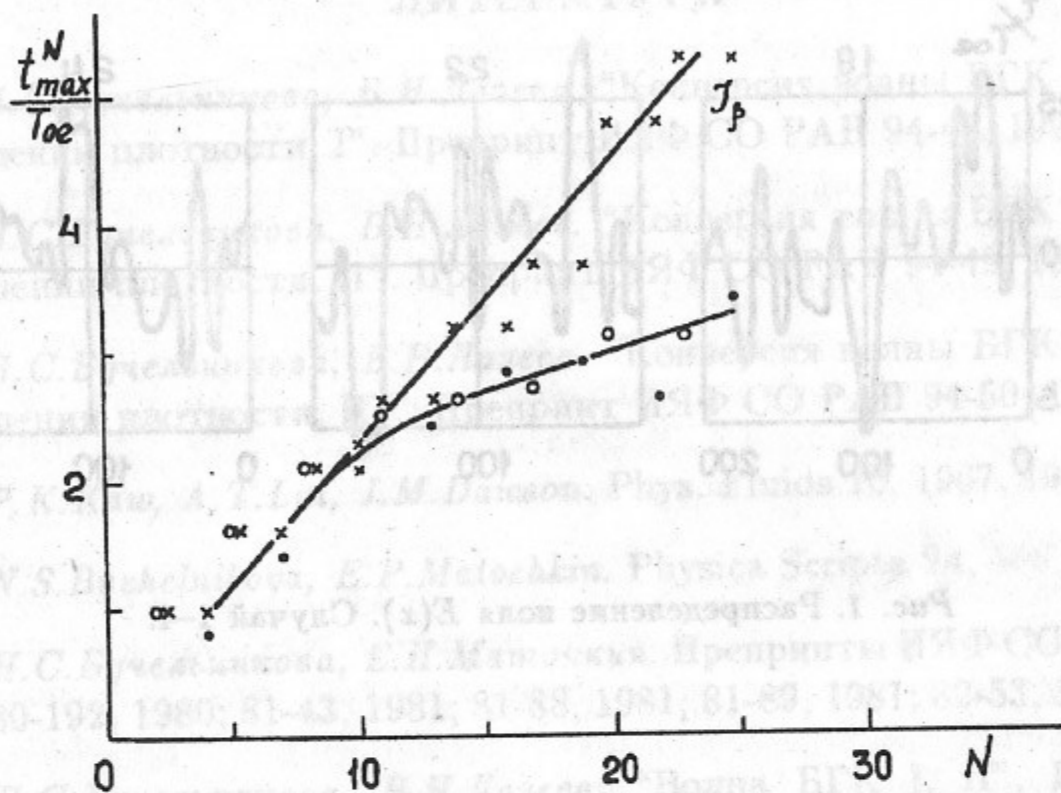


Рис. 3. Момент времени t_{\max}^N , когда амплитуда $E^N(t)$ проходит через первый максимум. Случай 1-4.

●—гармоника $N = N_e + \beta N_i$; ○—гармоника $N = N_e - \beta N_i$; ×—гармоника $N = N_e \pm \beta N_i$ для ленгмюровской волны по функции Бесселя $J_\beta(t/T_{0e})$.

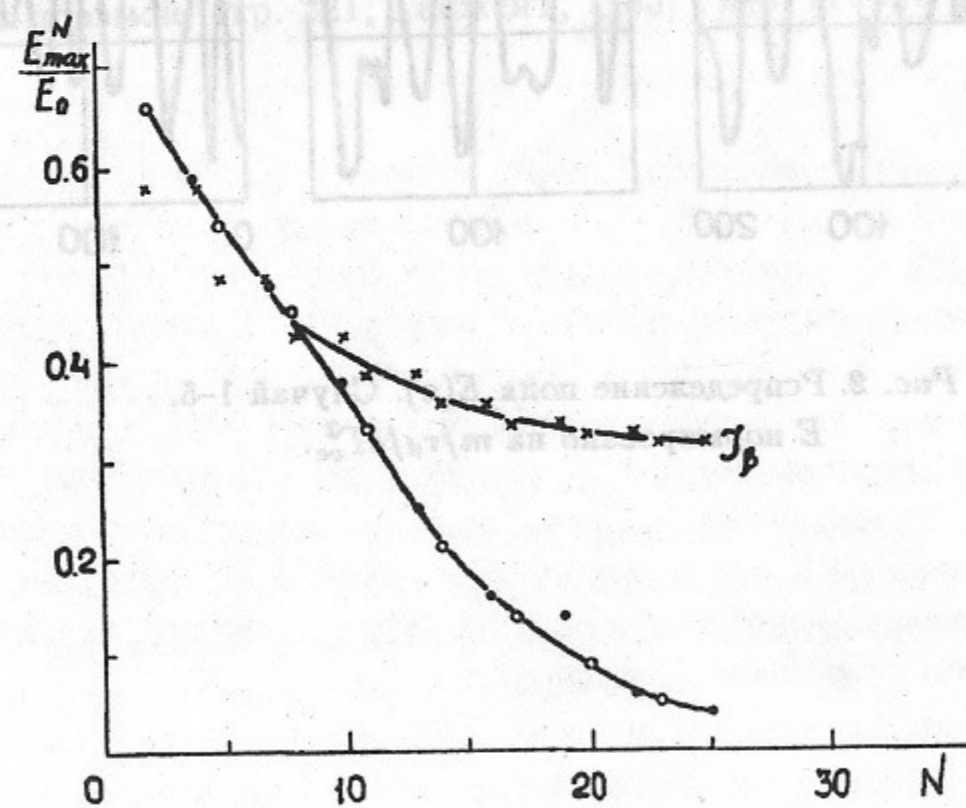


Рис. 4. Амплитуда E_{\max}^N в первом максимуме $E^N(t)$. Случай 1-4. ●, ○, ×—то же, что и рис.3.

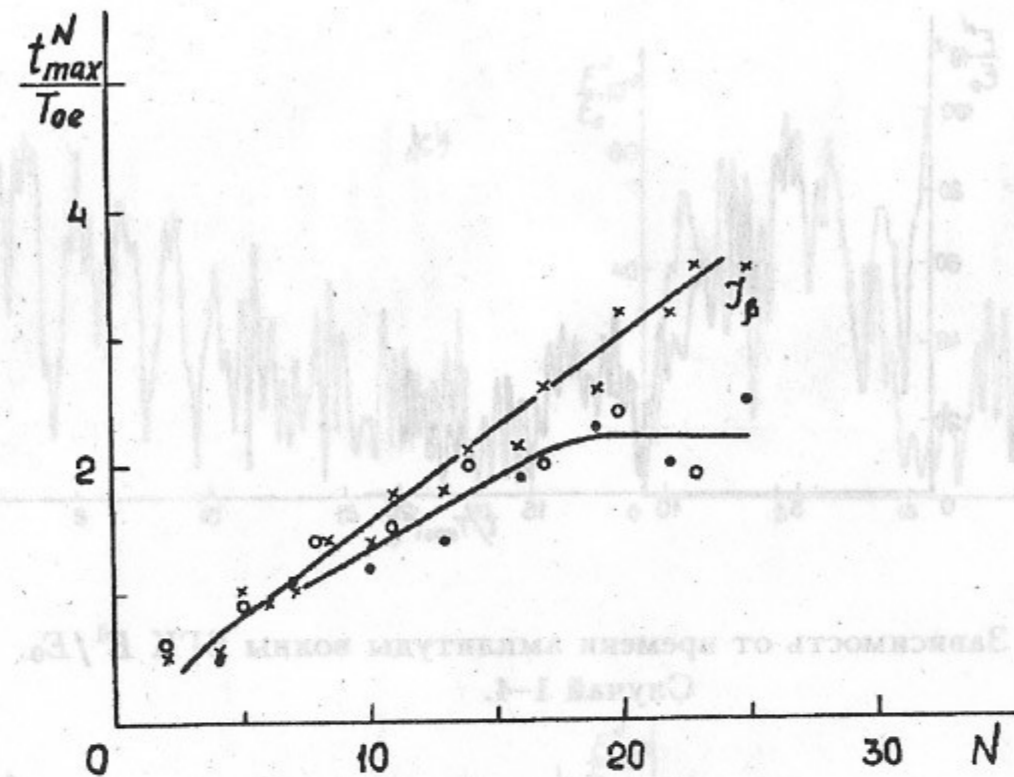


Рис. 5. Момент времени t_{\max}^N , когда амплитуда $E^N(t)$ проходит через первый максимум. Случай 1-5. ●, ○, ×—то же, что и рис.3.

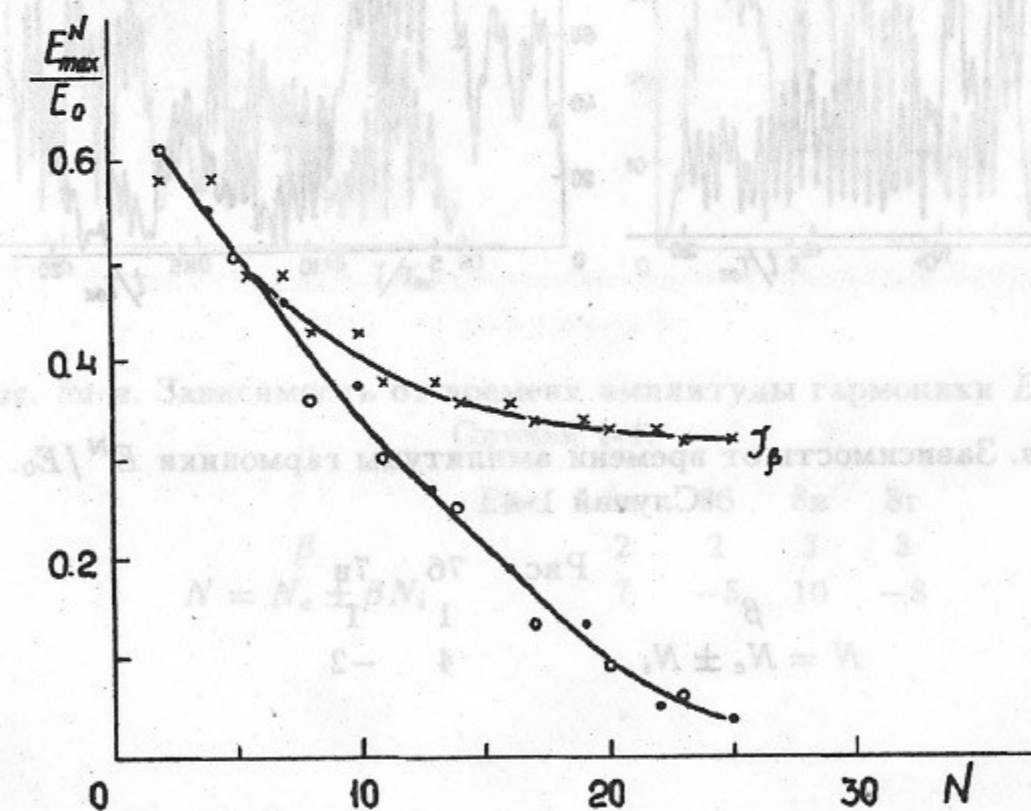


Рис. 6. Амплитуда E_{\max}^N в первом максимуме $E^N(t)$. Случай 1-5. ●, ○, ×—то же, что и рис. 3.

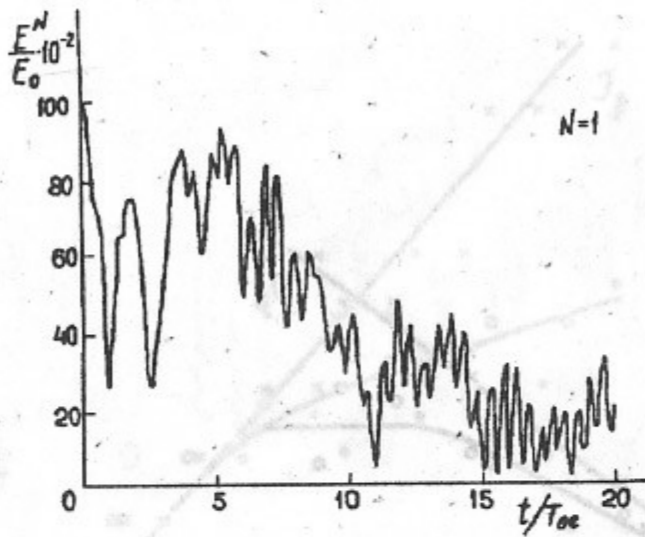


Рис. 7а. Зависимость от времени амплитуды волны БГК E^1/E_0 .
Случай 1-4.

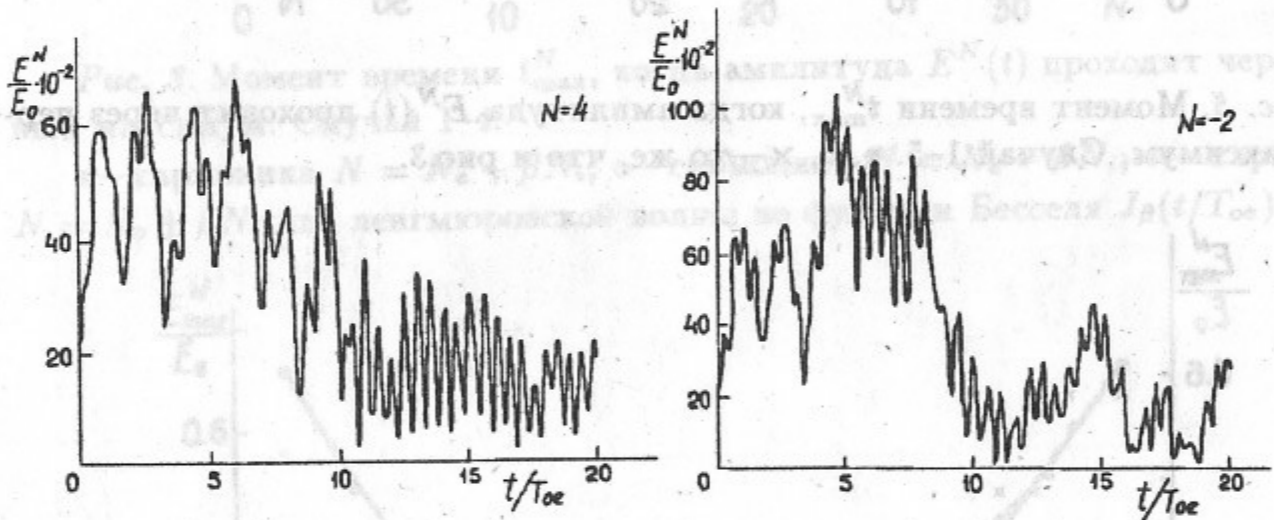


Рис. 7б,в. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-4.

	Рис. 7б	7в
β	1	1
$N = N_e \pm N_i$	4	-2

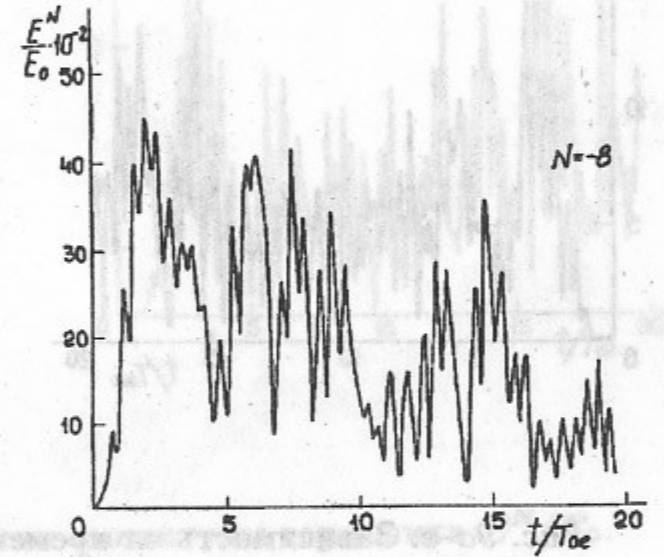
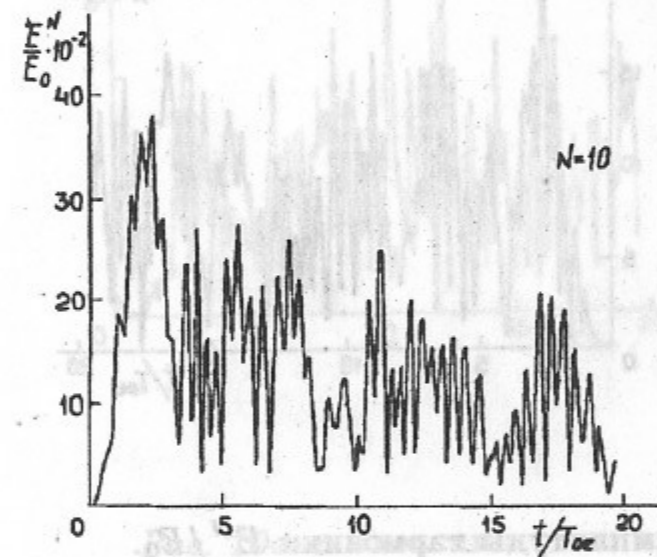
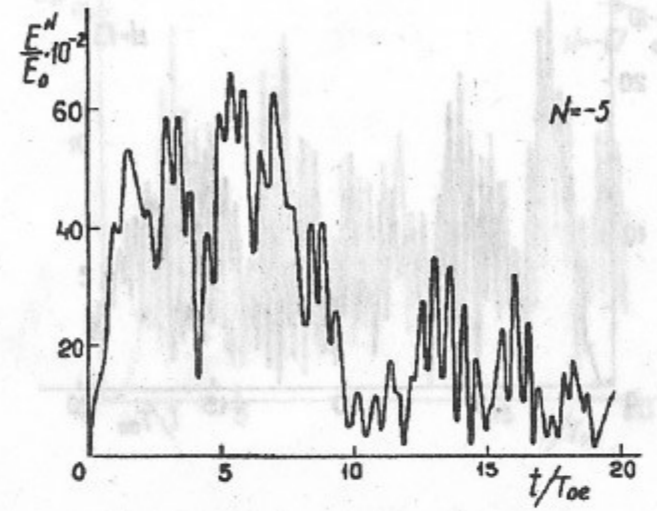
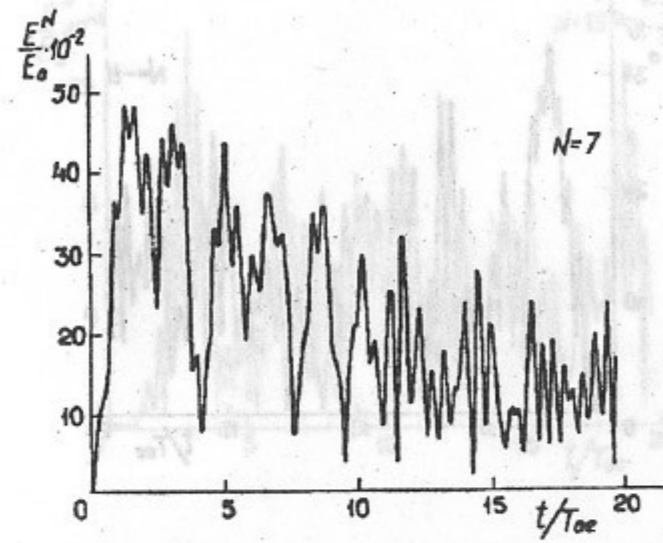


Рис. 8а-г. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-4.

Рис.	8а	8б	8в	8г
β	2	2	3	3
$N = N_e \pm \beta N_i$	7	-5	10	-8

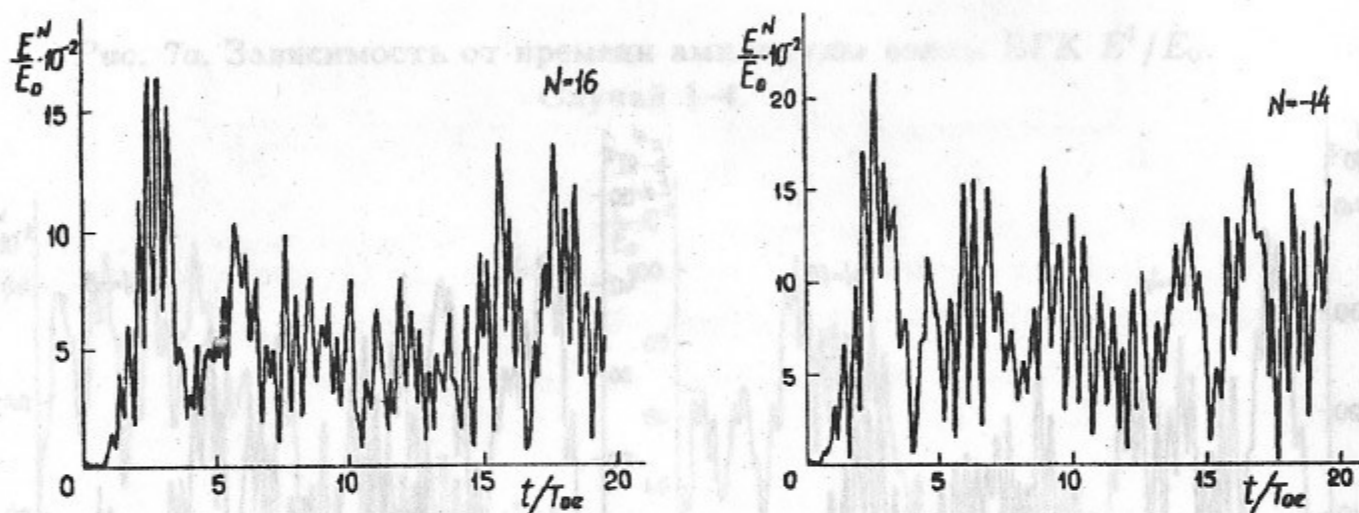
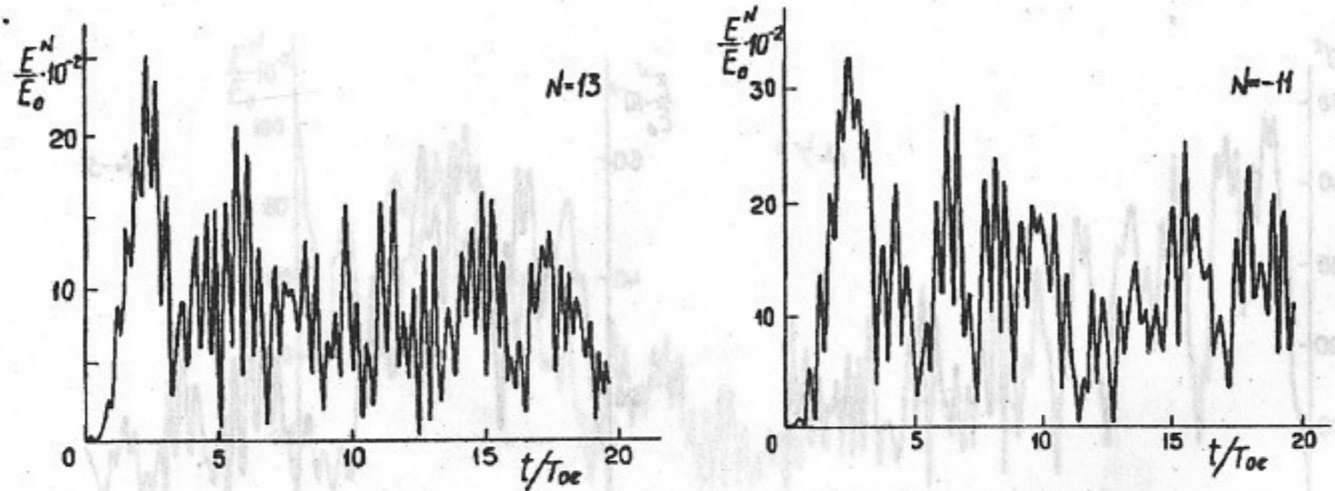


Рис. 9а-г. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-4.

Рис.	9а	9б	9в	9г
β	4	4	5	5
$N = N_e \pm \beta N_i$	13	-11	16	-14

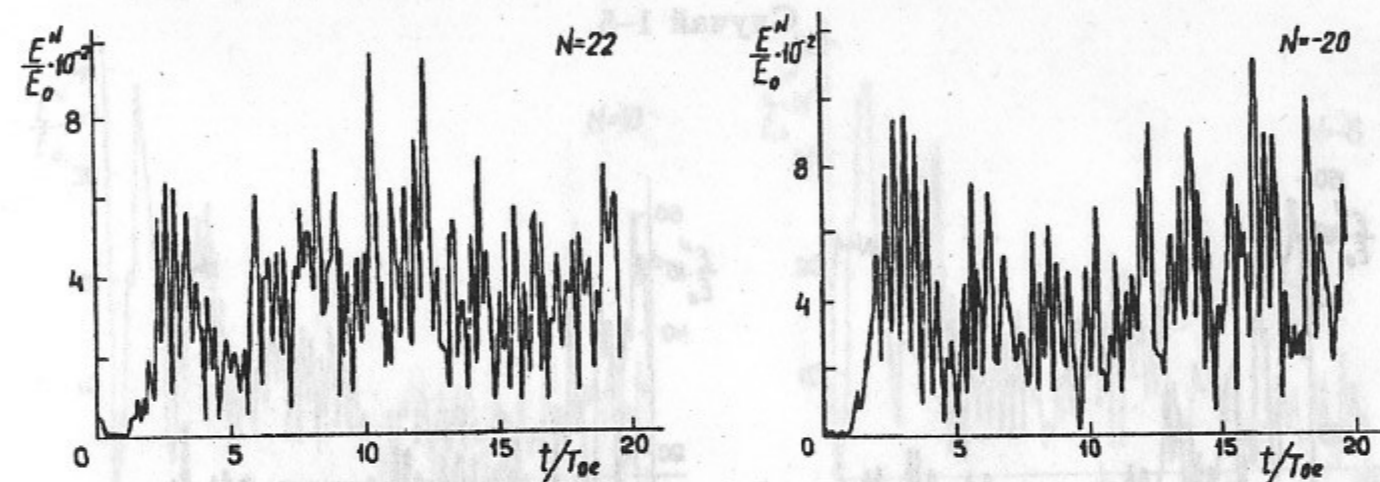
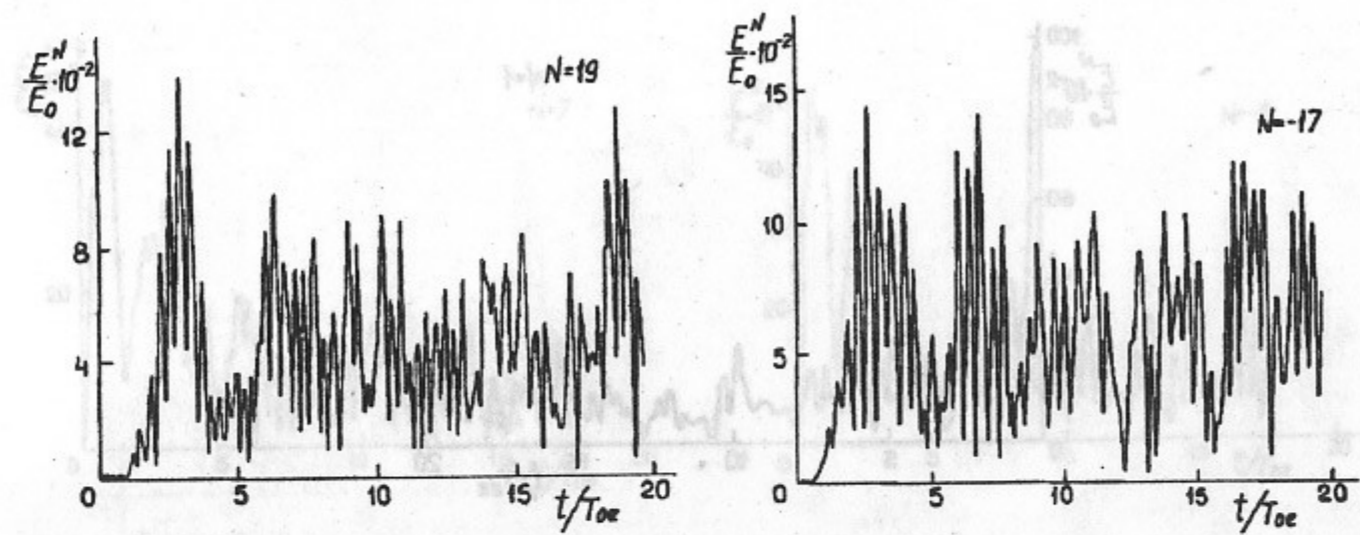


Рис. 10а-г. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-4.

Рис.	10а	10б	10в	10г
β	6	6	7	7
$N = N_e \pm \beta N_i$	19	-17	22	-20

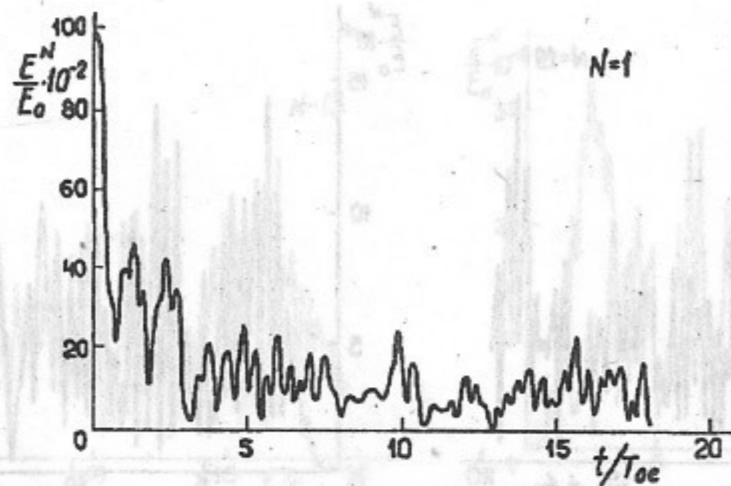


Рис. 11а. Зависимость от времени амплитуды волны БГК E^I/E_0 .
Случай 1-5.

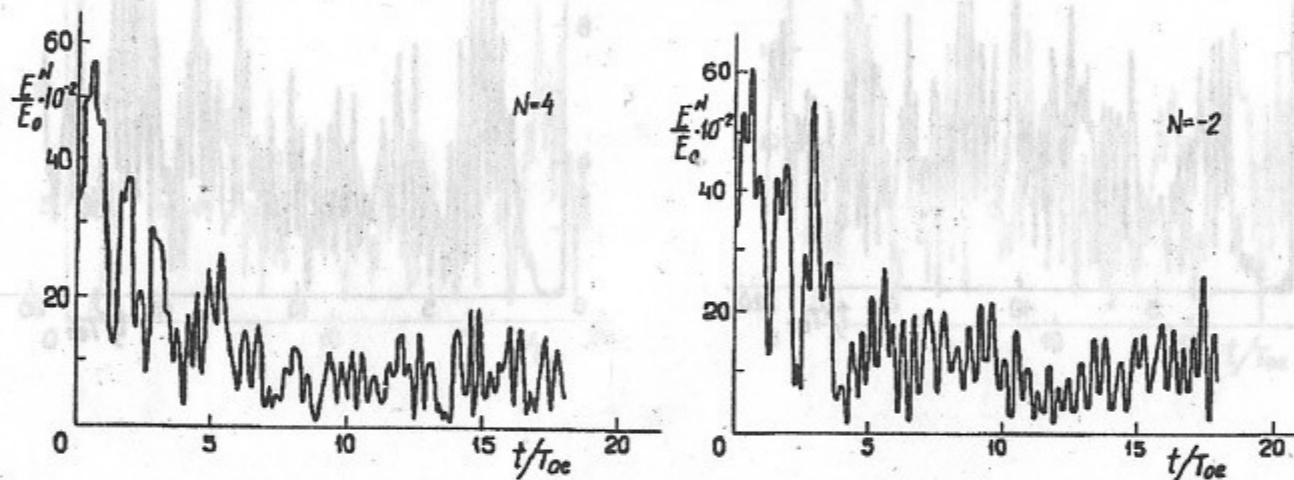


Рис. 11б,в. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-5.

Рис.	11б	11в
β	1	1
$N = N_e \pm N_i$	4	-2

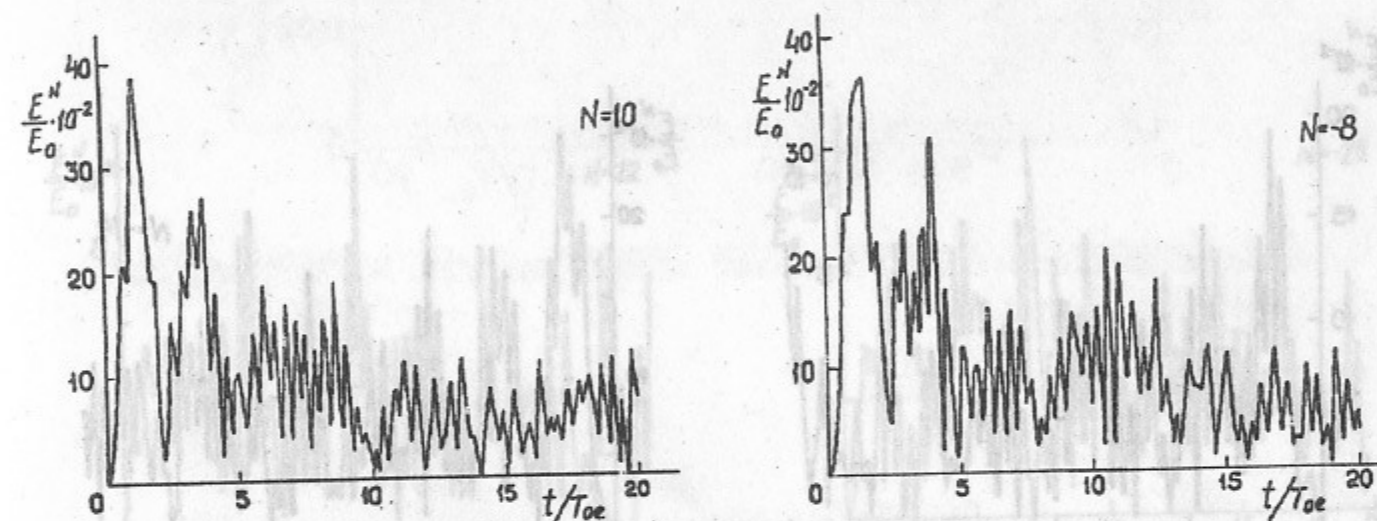
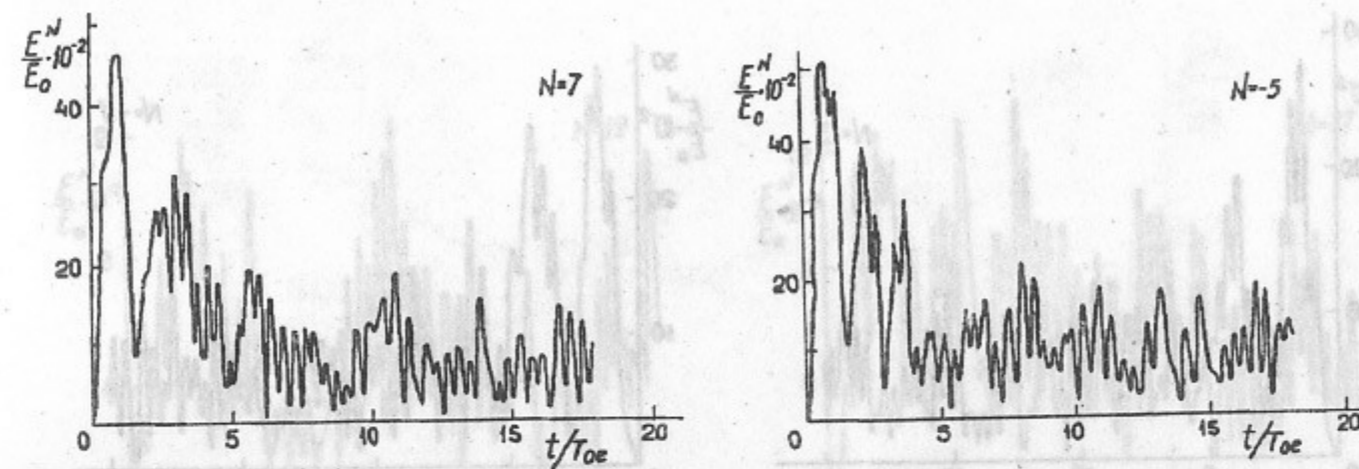


Рис. 12а-г. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-5.

Рис.	12а	12б	12в	12г
β	2	2	3	3
$N = N_e \pm \beta N_i$	7	-5	10	-8

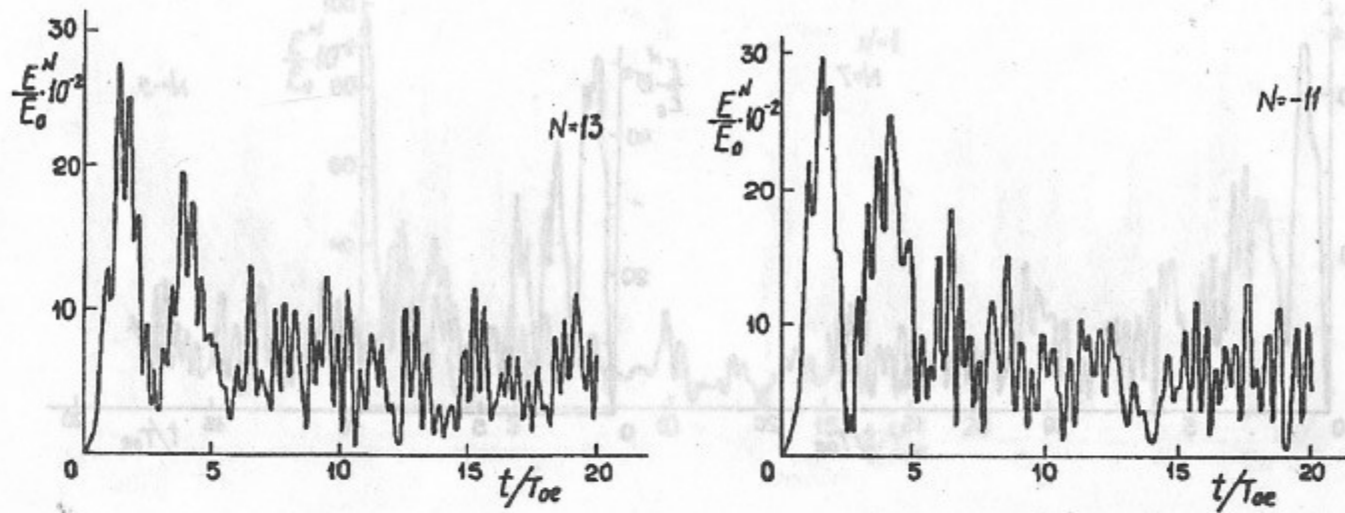


Рис. 11а. Зависимость от времени амплитуды волны ВГК E^N/E_0 .

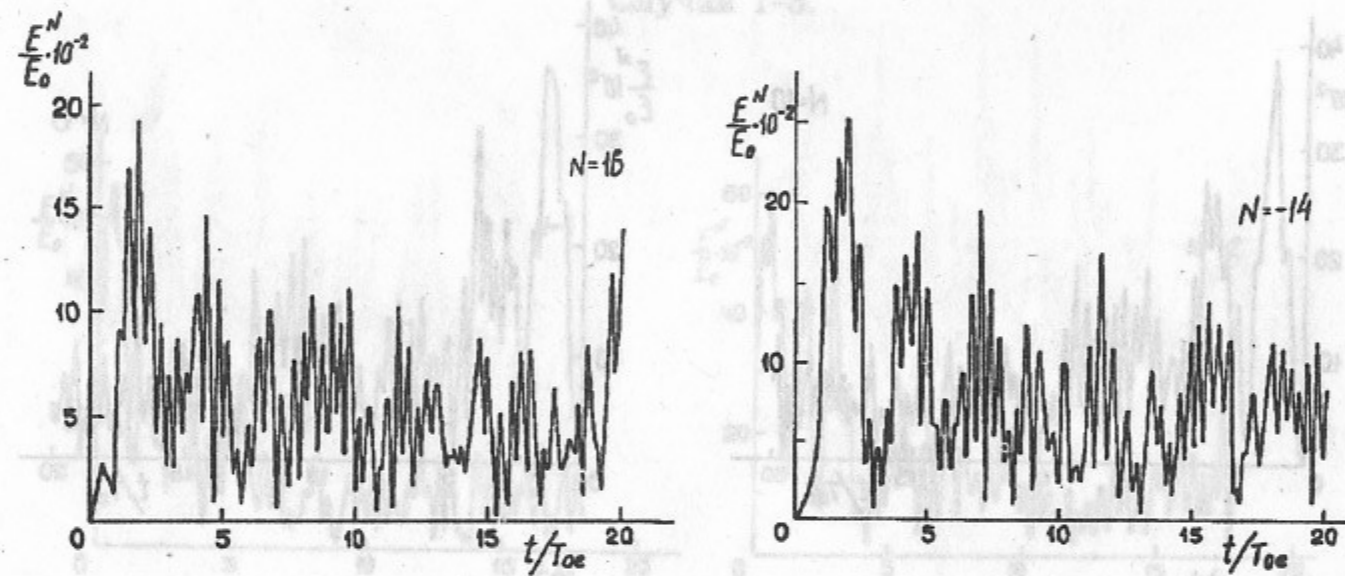


Рис. 13а-г. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-5.

Рис.	13а	13б	13в	13г
β	4	4	5	5
$N = N_e \pm \beta N_i$	13	-11	16	-14

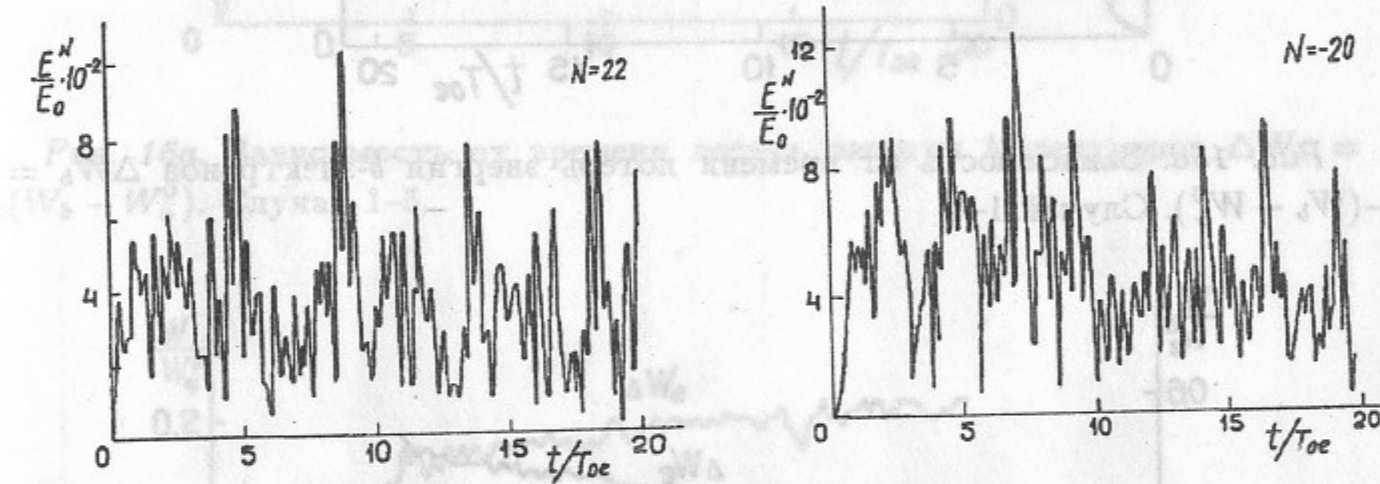
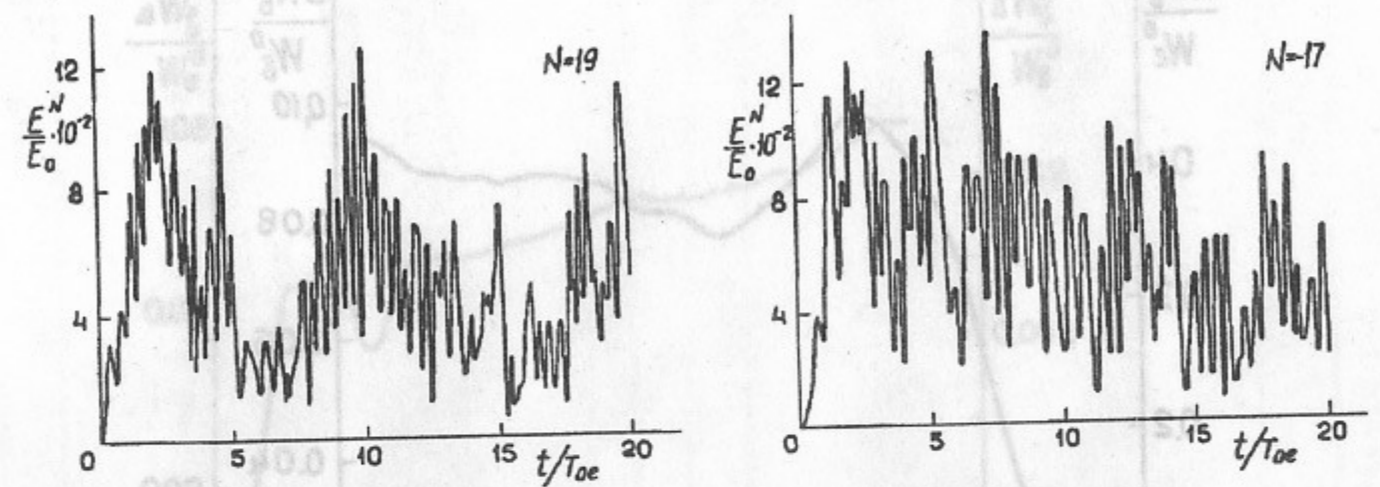


Рис. 14а-г. Зависимость от времени амплитуды гармоники E^N/E_0 .
Случай 1-5.

Рис.	14а	14б	14в	14г
β	6	6	7	7
$N = N_e \pm \beta N_i$	19	-17	22	-20

Рис. 15а. Зависимость от времени амплитуды электрического поля E^N/E_0 и W^N/W_0 от времени амплитуды волны ВГК E^N/E_0 .
Случай 1-5.

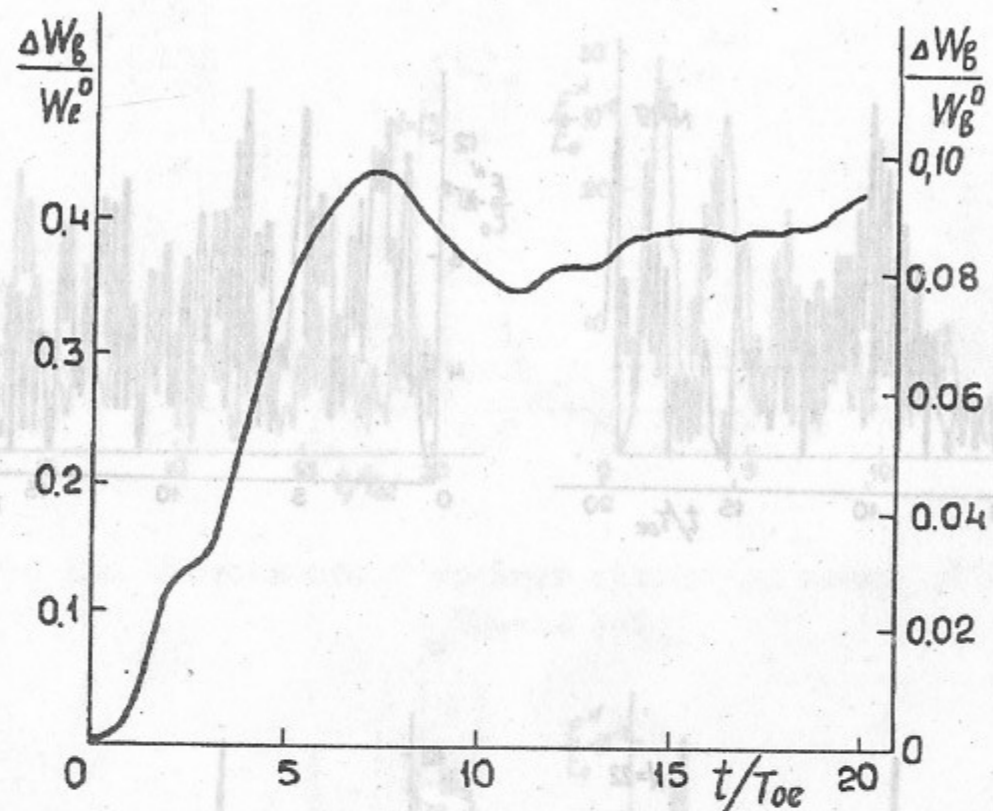


Рис. 15а. Зависимость от времени потерь энергии *b*-электронов $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$. Случай 1-4.

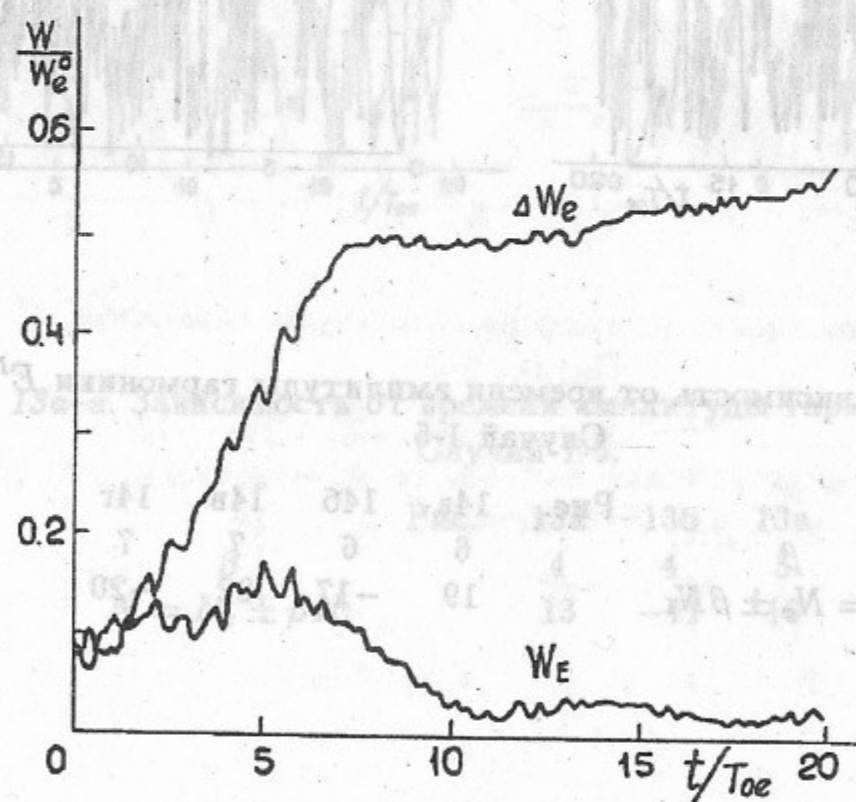


Рис. 15б. Зависимость от времени энергии электрического поля W_E и энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 - тепловая энергия электронов плазмы. Случай 1-4.

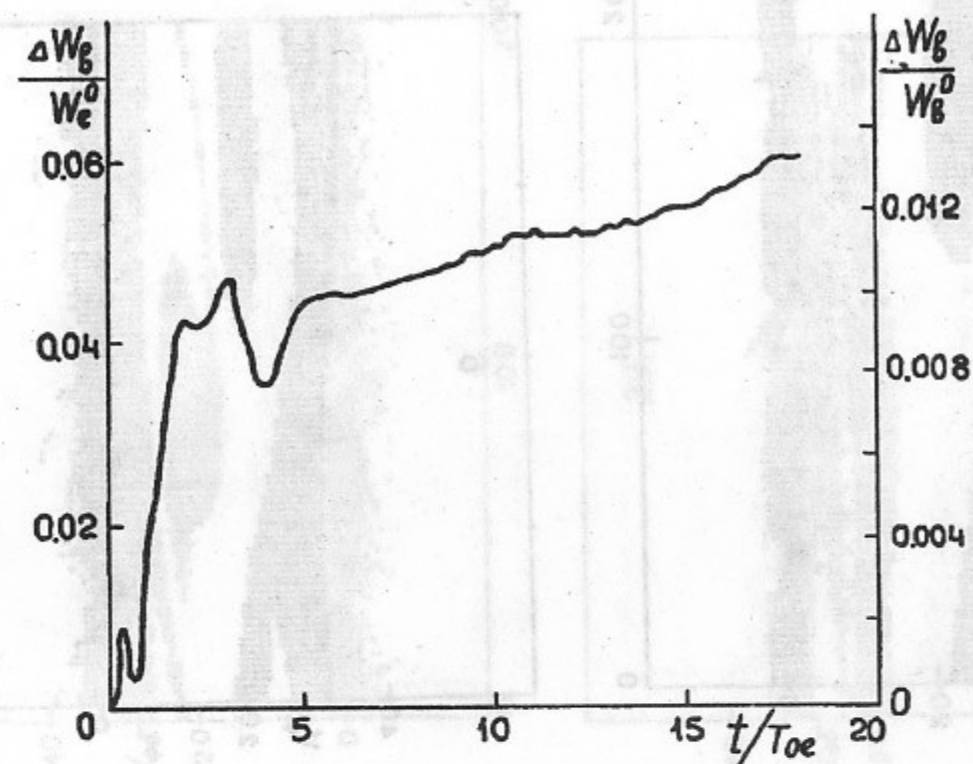


Рис. 16а. Зависимость от времени потерь энергии *b*-электронов $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$. Случай 1-5.

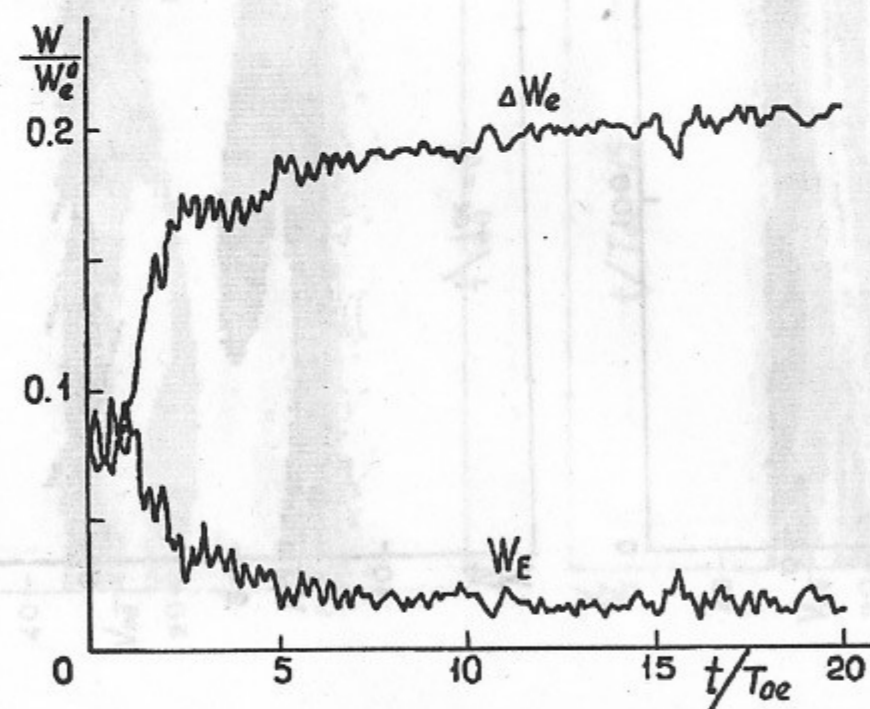


Рис. 16б. Зависимость от времени энергии электрического поля W_E и энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 - тепловая энергия электронов плазмы. Случай 1-5.

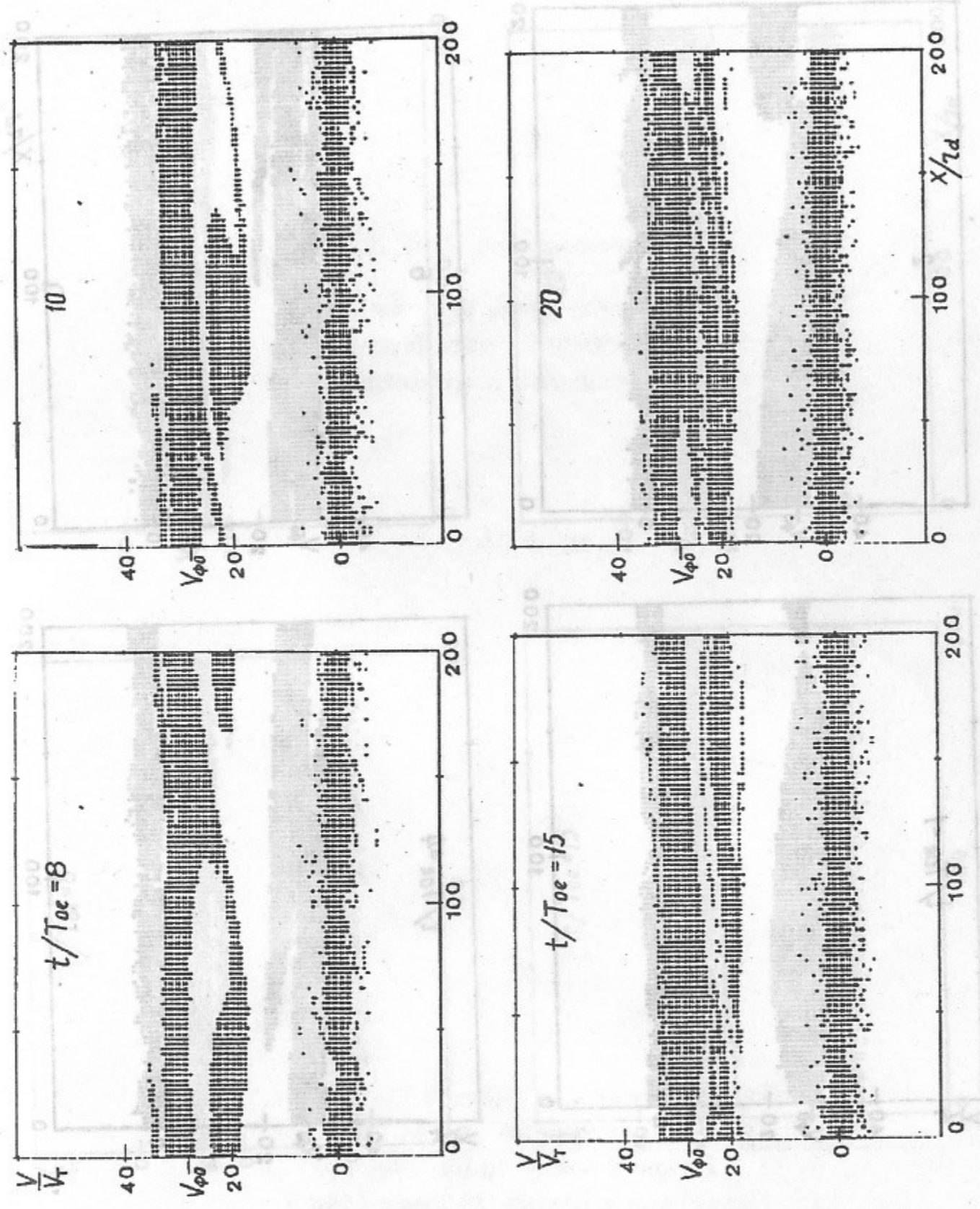
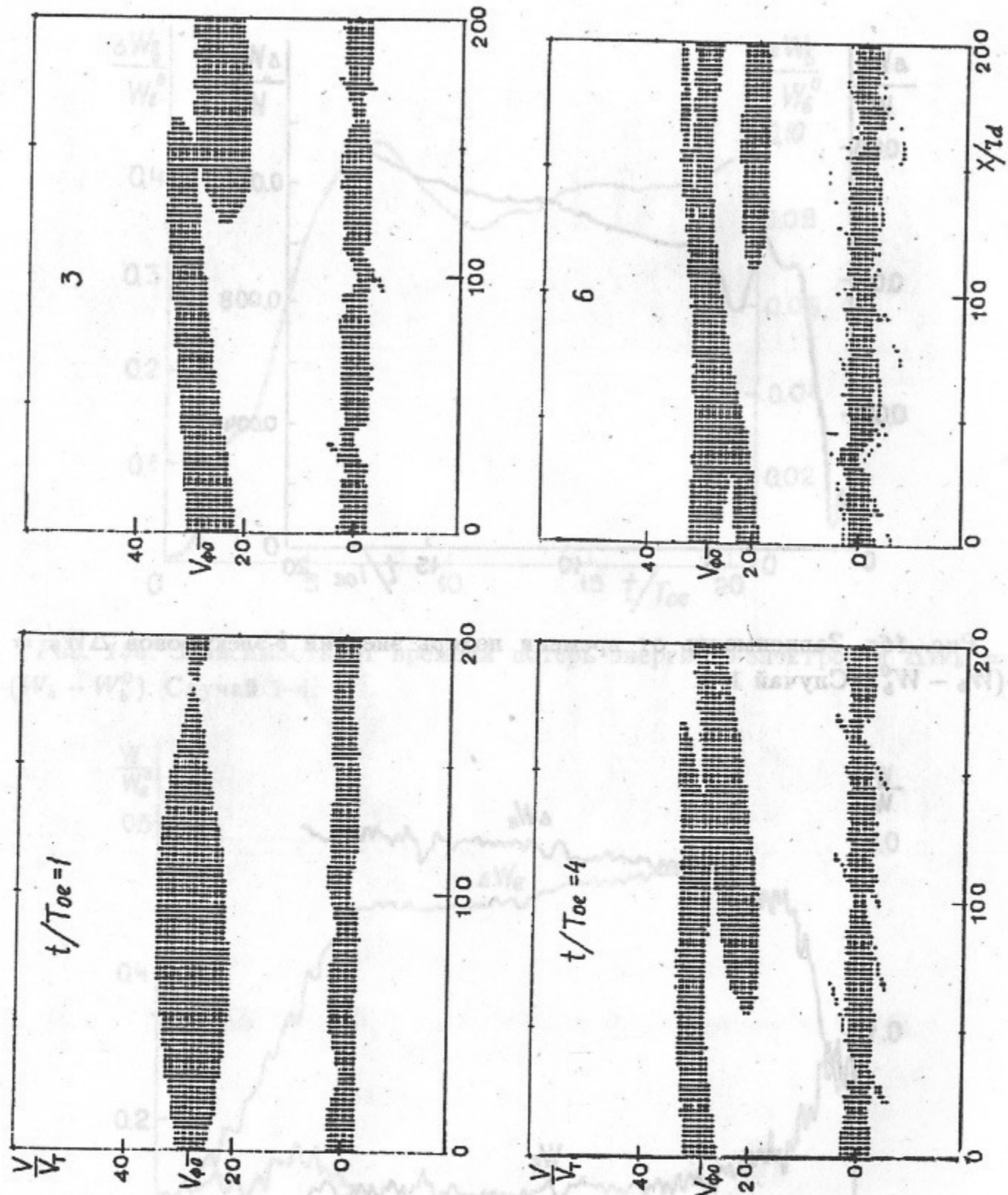


Рис. 17. Фазовые плоскости электронов. Случай 1-4.

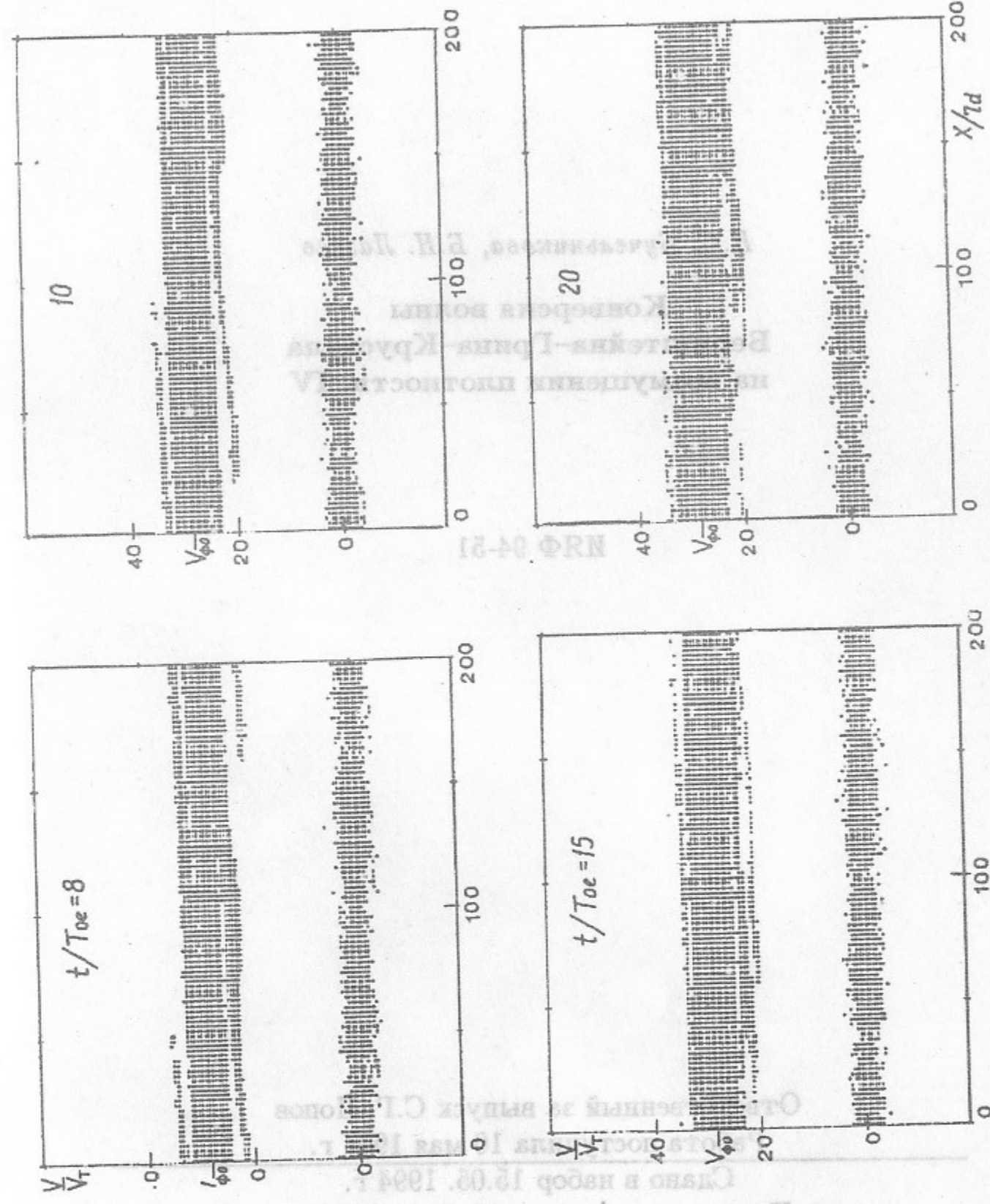
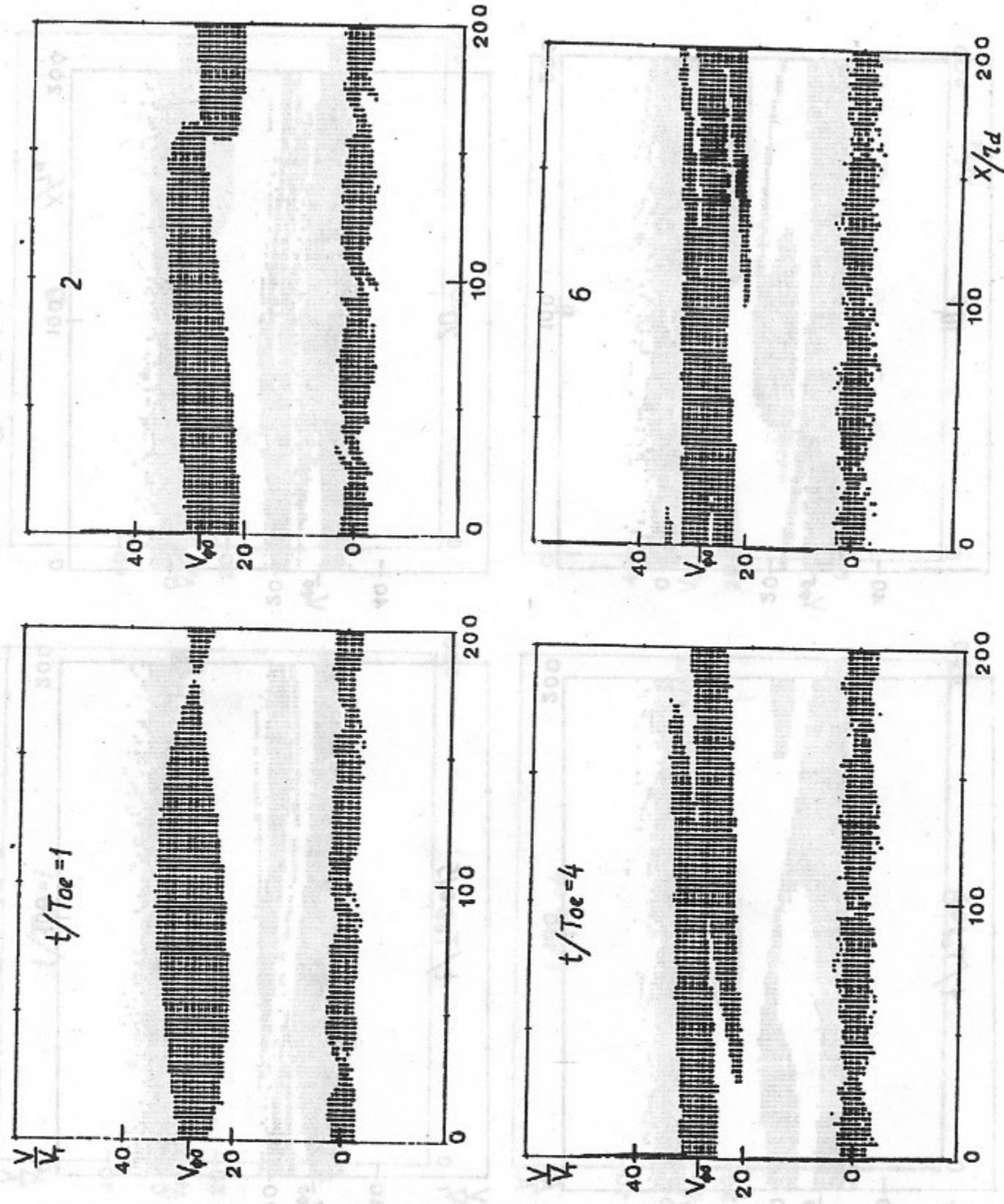


Рис. 18. Фазовые плоскости электрона. Случай 1-5.

Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев
**Конверсия волны
Бернштейна-Грина-Крускала
на возмущении плотности. IV**

ИЯФ 94-51

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 10 мая 1994 г.

Сдано в набор 15.05. 1994 г.

Подписано в печать 29 июня 1994 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ N 51

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