

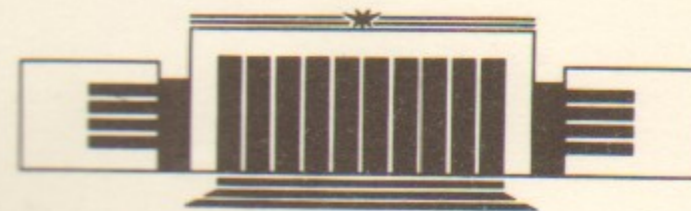


14
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ
С ИОННО-ЗВУКОВОЙ.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. IV

ПРЕПРИНТ 89-106



НОВОСИБИРСК

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. IV.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведено сравнение численных экспериментов I-III /I/ по исследованию стохастических явлений при взаимодействии ленгмюровской волны ($E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/\Gamma_d = 100$; $V_\phi/V_T = 16$) с ионно-звуковой ($\tilde{n}/n_0 \sim 0,2-0,67$; $\lambda_i/\Gamma_d \sim 10-50$; $N_i = \lambda_e/\lambda_i \sim 2-10$). Показано, что начальная стадия взаимодействия определяется соревнованием конверсии ленгмюровской волны на ионно-звуковой (генерация гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$), модуляционной неустойчивости и затухания поля, связанного с захватом электронов гармониками конверсии. Дальнейшее развитие определяется соревнованием стохастических неустойчивостей разного типа. Стохастическая неустойчивость (образование стохастического слоя) в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e + \beta N_i$ и $N_e - \beta N_i$ приводит к ускорению части электронов и формированию "ближних" хвостов функции распределения. Сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N_i - (N_e + \beta N_i)$ и $N_i - (N_e - \beta N_i)$ приводит к нагреву электронов. Сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости приводит к ускорению небольшого числа электронов и формированию "дальних" хвостов. Сравнительная роль этих стохастических неустойчивостей определяет механизм затухания поля и поглощения энергии электронами.

LANGMUIR-ION-SOUND WAVE INTERACTION. STOCHASTIC
PHENOMENA. IV.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

A b s t r a c t

The comparison is made of the numerical experiments I-III /1/ studying the stochastic phenomena by the interaction of Langmuir wave ($E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $V_{ph}/V_T = 16$) and ion-sound wave ($\tilde{n}/n_0 \sim 0,2-0,67$; $\lambda_i/r_d \sim 10-50$; $N_i = \lambda_e/\lambda_i \sim 2-10$).

The initial stage of the interaction is determined the competition of the conversion of the Langmuir wave on the ion-sound wave (the excitation of Langmuir wave modes $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$), of the modulational instability and of the electric field damping due to the trapping of the electrons by the conversion modes. The further evolution is determined by the competition of the stochastic instabilities of the electron motion of different kind. The stochastic instability (the stochastic layer formation) in the trapping regions of the conversion modes $N_e + \beta N_i$ and $N_e - \beta N_i$ leads to the acceleration of a part of the electrons and to the formation of the "short" tails of the velocity distribution function. The large scale stochasticity in the trapping regions of the ion-sound wave and the conversion modes $N_i - (N_e + \beta N_i)$ and $N_i - (N_e - \beta N_i)$ leads to the heating of the main part of the electrons. The large scale stochasticity in the trapping regions of the modulational instability modes leads to the acceleration of a small part of the electrons and to the formation of the "long" tails. The comparative role of these instabilities determines the mechanism of the electric field damping and of the energy absorption by the electrons.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. IV.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

Настоящая работа является завершающей частью работ I-III /1/, продолжающих работу /2/. В работе /2/ исследовалось взаимодействие ленгмюровской волны с ионно-звуковой волной (неустойчивость ленгмюровской волны в плазме с синусоидальным возмущением плотности) в случае $\lambda_i < \ll \lambda_e$. Было показано, что в ряде случаев взаимодействие ленгмюровской и ионно-звуковой волн приводит к нагреву электронов плазмы. Эти случаи подробно рассмотрены в работах I-III /1/ с целью изучения механизма поглощения энергии электрического поля электронами плазмы. Показано, что этот механизм связан с захватом электронов и с развитием стохастической неустойчивости движения электронов в поле ионно-звуковой волны и гармоник ленгмюровской волны. В настоящей работе разные случаи сравниваются между собой и сопоставляются с данными о нагреве электронов из работы /2/.

В работах I-III /1/ исследуется монохроматическая почти линейная (см. I, /3/) ленгмюровская волна с параметрами $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $V_{ph}/V_T = 16$; $\lambda_e/r_d = 100$; $N_e = L/\lambda_e = 1$ ($L/r_d = 100$ - длина системы). Изучается ее взаимодействие с ионно-звуковыми волнами разных параметров. Развитие ионно-звуковых волн рассматривалось нами ранее в работе /4/, а взаимодействие с ними ленгмюровской волны - в работах /2, 5/. Начальные параметры ионно-звуковых волн и нумерация случаев в работах I-III /1/ и /2, 4, 5/ приведены в таблице I. В работе /4/ показано, что в случаях I-I - 3-I ионно-звуковая волна является линейной или слабонелинейной, в случае 4-I - сильнонелинейной (с течением времени волна укручается), в случае 3-2 волна опрокидывается.

При взаимодействии ленгмюровской волны с ионно-звуковой начальная стадия неустойчивости ленгмюровской волны определяется сравнительной ролью модуляционной неустойчивости и конверсии /2, 5/. В рассматриваемых случаях, когда амплитуда ионно-звуковой волны \tilde{n}/n_0 достаточно велика, основную роль играет конверсия /6-8/. Конверсия ленгмюровской волны на возмущениях плотности (ионно-звуковых волнах) приводит к генерации ее гармоник - прямых волн с волновыми векторами $k^N = k_e + \beta k_i$

ТАБЛИЦА I

Нумерация случаев и начальные параметры ионно-звуковых волн

Случай	I-0	I-I	2-I	3-I	4-I	3-2
Работа /1/	I	I	II	II	III	III
N_i	-	2	5	7	10	7
λ_i/r_d	-	50	20	14,3	10	14,3
\tilde{n}/n_0	0	0,2	0,2	0,2	0,2	0,67
V_{ϕ}^i/V_T	-	$9,92 \cdot 10^{-2}$	$9,54 \cdot 10^{-2}$	$9,15 \cdot 10^{-2}$	$8,47 \cdot 10^{-2}$	$9,15 \cdot 10^{-2}$
V_{ϕ}^i/V_T^i	-	5,43	5,23	5,01	4,64	5,01
T_i/T_{oe}	-	80,2	33,4	24,8	18,8	24,8
Случай в работе /2/	3-0	3-5	3-4	3-3	3-2	2-4
Случай в работе /5/	I-0			2-3		
Случай в работе /4/	5-0	5-I	5-2	5-3	5-4	-
	2-0		2-2; 3-3			
	-	-	3-4	3-3	3-2	2-4
				2-3		

$$N_i = \lambda/\lambda_i = \lambda_e/\lambda_i; V_{\phi}^i = c_s/[1+(k_i r_d)^2]^{1/2};$$

$$c_s = \sqrt{T_e/M} = 0,1 V_T; k_i = 2\pi/\lambda_i; V_T = \sqrt{T_e/m}; V_T^i = \sqrt{T_i/M};$$

$$T_e/T_i = 30; T_i = \lambda_i^2/V_{\phi}^i$$

ТАБЛИЦА 2

Параметры ионно-звуковой волны и гармоник конверсии

N_i	N	V_{ϕ}^N/V_T	$V_{\phi m}^N/V_T$	T_s^N/T_{oe}	$V_{\beta t}^N/V_T$	$\frac{V_{\phi}^N + V_{\beta t}^N}{V_T}$	$\frac{V_{\phi}^N - V_{\beta t}^N}{V_T}$
ИОННО-ЗВУКОВАЯ ВОЛНА N_i							
I-I	2	0,0992	0,89	17,9	0,93	1,04	-0,84
2-I	5	0,0954	0,89	7,1	0,57	0,66	-0,47
3-I	7	0,0915	0,89	5,1	0,52	0,61	-0,43
4-I	10	0,0847	0,89	3,6	0,41	0,50	-0,33
3-2	7	0,0915	1,64	2,8	0,67	0,76	-0,58
ГАРМОНИКА $N_e + N_i$							
I-I	2	3	5,61	4,4	2,4	1,2	6,8
2-I	5	6	3,18	1,9	2,7	0,7	3,9
3-I	7	8	2,65	1,3	2,8	0,8	3,5
4-I	10	11	2,26	0,9	3,2	0,6	2,8
3-2	7	8	2,65	1,8	2,2	0,5	3,1
ГАРМОНИКА $N_e - N_i$							
I-I	2	-3	-5,61	3,4	3,1	1,1	-4,5
2-I	5	-4	-4,36	3,3	2,5	1,0	-3,3
3-I	7	-6	-3,18	2,1	2,5	1,2	-2,0
4-I	10	-9	-2,48	1,0	3,6	0,6	-1,9
3-2	7	-6	-3,18	2,4	2,2	1,0	-2,2

$$V_{\phi m}^N = 2\sqrt{\frac{e\varphi_m^N}{m}} - \text{в } t, \text{ когда амплитуда максимальна; } V_{\beta t}^m = 2\sqrt{\frac{e\varphi_t^m}{m}}$$

- в $t/T_{oe} \approx 30$; $T_s^N = 2\pi/k^N \sqrt{\frac{e\varphi_m^N}{m}} = 2\lambda^N/V_{\phi m}^N$ - период захваченных частиц; $N = N_i, N_e + N_i, N_e - N_i$ (в случае I-I $N = N_e - 2N_i$).

x - гармоника $N_e - 2N_i$.

(номер гармоник $N = N_e + \beta N_i$) и обратных волн с $k^N = k_e - \beta k_i$ ($N = N_e - \beta N_i$), $\beta = 1, 2, 3, \dots$. В таблице 2 приведены номер и фазовая скорость основных гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$ в случаях I-I - 4-I, 3-2 (в случае I-I основную роль играют гармоники $N = N_e + N_i$ и $N = N_e - 2N_i$).

В отсутствие затухания изменение амплитуды гармоник конверсии во времени описывается функциями Бесселя порядка β $E_\beta^N/E_0 = J_\beta(\frac{1}{2} \frac{\tilde{n}}{n_0} \omega_0 t)$, так что $E_\beta^N(t)$ не зависит от $v_{\phi, \lambda_e, \lambda_i, \lambda_e/\lambda_i}$. Максимум $E_\beta^N(t)$ для данного β не зависит от \tilde{n}/n_0 и сдвигается в сторону меньших t с ростом \tilde{n}/n_0 .

В рассматриваемых случаях I-I - 4-I, 3-2 на начальной стадии энергия ленгмювской волны перекачивается в гармоники конверсии. Это видно из Рис. 1а-в, 2а-в. На этих рисунках показана зависимость от времени амплитуды основной волны $N_e = 1$ (Рис. 1а, 2а) и гармоник конверсии $N_e + N_i$ (Рис. 1б, 2б) и $N_e - N_i$ (Рис. 1в, 2в). Для случая I-I здесь и далее приводится $N_e - 2N_i$. На Рис. 1 показаны случаи I-I - 4-I с разными N_i , на Рис. 2 - случаи 3-I и 3-2 с разными \tilde{n}/n_0 . На Рис. 1, 2 пунктиром показана функция Бесселя $\beta = 0$ или $\beta = 1$. Из Рис. 1 видно, что в случае I-I на начальной стадии амплитуды основной волны и гармоник конверсии меняются в соответствии с функциями Бесселя, однако позже в $t \approx t_{max}$ появляются отклонения. В остальных случаях (Рис. 1, 2) развитие основной волны и гармоник конверсии существенно отличается от функций Бесселя (Рис. 1г, 2г). В случаях I-I - 4-I с ростом N_i в случаях 3-I - 3-2 с уменьшением \tilde{n}/n_0 уменьшается скорость затухания основной волны, падает максимальная амплитуда гармоник конверсии. В работах /1, 2/ показано, что это связано с затуханием гармоник конверсии, обусловленным захватом ими электронов.

На Рис. 3 показаны найденные в работе /9/ границы нелинейности, захвата, опрокидывания ленгмювской волны. На этом рисунке кривые I, II соответствуют начальным параметрам волны, при которых волна укрупняется и $\tilde{n}_+/ \tilde{n}_- \sim 1,03$ (I) или 1,10 (II) (\tilde{n}_+, \tilde{n}_- - максимальное и минимальное значение $\tilde{n}_e(x)$, \tilde{n}_+/ \tilde{n}_- характеризует укрупнение волны). Кривые III, IV соответствуют начальным параметрам волны, при которых начинается захват электронов с невозмущенными начальными скоростями $v_0 \sim 2v_T$ (III) или $v_0 \sim 0$ (IV). Кривая V - граница \times -опрокидывания, кривая VI - предельные параметры бегущей ленгмювской волны $\tilde{n}_e/n_0 \sim 1$.

На Рис. 3а нанесены точки, соответствующие параметрам основных гармоник конверсии $N_e \pm N_i$ в момент времени, когда их амплитуда максимальна (см. таблицу 2). Видно, что все эти точки лежат вблизи от границы захвата электронов с $v_0 \sim 2v_T$ или несколько выше. В случаях I-I - 4-I с ростом N_i уменьшается фазовая скорость гармоник конверсии $N_e \pm N_i$ (таблица 2) и уменьшается амплитуда гармоник, при которой начинается захват (Рис. 3а). Дальнейшее изменение амплитуды гармоник конверсии (Рис. 1б, в, 2б, в) определяется балансом скорости нарастания и скорости затухания, обусловленной захватом электронов. Параметры гармоник конверсии в $t/T_{oe} \sim 30$ показаны на Рис. 3б. Видно, что все точки лежат ниже границы захвата.

Развитие захвата электронов гармониками конверсии хорошо видно по фазовым плоскостям электронов, приведенным в работах I-III /1/. Начальная стадия захвата электронов соответствует их ускорению и затуханию поля гармоник. Однако, период оборота захваченных частиц невелик - при максимальной амплитуде гармоник конверсии $1/2 T_B^N/T_{oe} \sim 1-2$ ($T_B^N = 2\pi/k^N \sqrt{e\phi_m^N/m} = 2\lambda^N/v_{\phi m}^N$; см. таблицу 2, Рис. 4б, 5б), так что затухание поля вскоре прекращается и сменяется периодическими затухающими колебаниями, обусловленными движением захваченных частиц. Из Рис. 4б, 5б видно, что $1/2 T_B^N/T_{oe}$ меньше t_{max} - момента, когда амплитуда гармоник конверсии достигла бы максимума в отсутствие затухания. Отметим, что ионно-звуковая волна также захватывает электроны. Период оборота захваченных частиц в ионно-звуковой волне $1/2 T_B^i/T_{oe}$ ($T_B^i = 2\pi/k_i \sqrt{e\phi_m^i/m} = 2\lambda^i/v_{\phi 0}^i$) в разных случаях показан на Рис. 4а, 5а и приведен в таблице 2.

На начальной стадии развития за $t/T_{oe} \sim 5-10$ в случаях I-I - 3-I энергия основной волны $N_e = 1$ перекачивается в поле гармоник конверсии $N_e \pm \beta N_i$ (Рис. 1а, 2а), а затем в электроны. Это видно по Рис. 6а, б, где показано изменение полной энергии поля W_E и энергии электронов ΔW_e ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 - тепловая энергия электронов). По другому идет развитие в случае 4-I. В этом случае гармоники конверсии развиваются до малой амплитуды и поглощают только часть энергии основной волны $N_e = 1$ (Рис. 1). Амплитуда волны $N_e = 1$ остается достаточно большой, так что в дальнейшем существенную роль играет развитие модуляционной неустойчивости этой волны (см. III /1/, /2/).

В динамическом описании конверсия проявляется в concentra-

ции поля во впадинах плотности ионно-звуковой волны /8/. Это приводит к вторичной модуляционной неустойчивости и росту впадин (возмущения) плотности. Особенно четко вторичная модуляционная неустойчивость проявляется в случаях 1-1, 1-2, менее четко - в случае 3-1. Действительно, по Рис.7, где показана амплитуда \tilde{n}^{N_i/n_0} гармоники ионно-звуковой волны N_i , в этом случае виден рост возмущения плотности. Отметим, что действие ponderomotorной силы при модуляционной неустойчивости приводит к возмущению скоростей, соответствующему возбуждению обратной ионно-звуковой волны, так что ионно-звуковая волна приобретает характер стоячей. Это хорошо видно в случае 2-1 по Рис.7а (период ионно-звуковой волны T_i приведен в таблице 2).

В случае 4-1 модуляционная неустойчивость основной волны $N_e = 1$ приводит к формированию впадины плотности с размером $\Delta x \lesssim \lambda_e/2$ (см. III /1/). Вторичная модуляционная неустойчивость в этом случае практически не играет роли. Зато играет роль вторичная конверсия на возмущении плотности $\Delta x \lesssim \lambda_e/2$. Кроме того в случае 4-1 становится существенным укрупнение ионно-звуковой волны из-за ее нелинейности /4/. В случае 3-2 нелинейность ионно-звуковой волны приводит к укрупнению и x -опрокидыванию - ускорению значительной части ионов. При этом амплитуда \tilde{n}^{N_i/n_0} волны падает и устанавливается на меньшем уровне (Рис.7б).

После затухания поля ленгмювских волн в случаях, когда существенна первичная или вторичная модуляционная неустойчивость, на краях впадин плотности формируются фронты плотности и скорости (ударные волны) и возникает скачок потенциала - двойной электрический слой /10/. Фронты движутся навстречу друг другу. Это приводит к схлопыванию впадин плотности. Дальнейшее развитие возмущения плотности имеет характер нелинейной ионно-звуковой волны. В случаях 4-1, 3-2, когда существенна нелинейность исходной ионно-звуковой волны, при ее укрупнении также формируются фронты плотности и скорости и возникает двойной электрический слой. В работах I-III /1/ показано, что двойные слои оказывают заметное влияние на движение электронов малой энергии в плазме.

Взаимодействие ленгмювской волны с ионно-звуковой и развитие описанных выше эффектов приводит к изменению функции распределения электронов по скоростям. За время $t/T_{oe} \sim 20-25$ во

всех случаях функция распределения устанавливается и в дальнейшем практически не меняется. Функции распределения в $t/T_{oe} \sim 30$ приведены в работах I-III /1/ и /2/.

Практически во всех случаях функции распределения $f(v)$ отличаются от максвелловских, поэтому мы характеризуем их температурой $T_e(v_T)$ и $T_e(1,7v_T)$ /2/. Температура $T_e(v_T)$ определяется по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f(0) = 0,6$ (для максвелловской $f(v)$ это соответствует интервалу $v \sim (-v_T) - (v_T)$; $T_e(1,7v_T)$ - по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f(0) = 0,24$ (интервал $v \sim (-1,7v_T) - (1,7v_T)$). На Рис.8а,б, 10 приведены кривые T_e/T_e^0 (T_e^0 - начальная температура плазмы) в зависимости от N_i , λ_i для случаев 1-1 - 4-1 и от \tilde{n}/n_0 для случаев 3-1, 3-2 (на Рис.8, 10 приведены также случаи $N_i = 15$ и $\tilde{n}/n_0 = 0,1$, рассмотренные в работе /2/). Рис.8б, 10 повторяют Рис.22в, 18в из работы /2/. Некоторые точки T_e/T_e^0 в случаях 1-1, 2-1, 3-2 уточнены по сравнению с работой /2/, незначительно отличаются от точек в работе /2/ (в работе /2/ в некоторых из этих случаев, в частности, в случае 2-1, использовалась $f(v)$ в $t/T_{oe} \sim 15$).

Из Рис.8, 10 видно, что во всех случаях, кроме 1-1, наблюдается нагрев электронов. Максимальный нагрев наблюдается в случаях 3-1, 3-2.

На Рис.9, II (аналог Рис.22б, 18б в работе /2/) показаны кривые, характеризующие долю энергии основной волны, которая пошла на нагрев электронов δW_e или оказалась в хвостах функции распределения δW_t , на Рис.II показана также доля энергии, поглощенная ионами δW_i . В соответствии с /2/ нагрев электронов несколько условно характеризовался энергией, которой обладают электроны в интервале скоростей, соответствующем уровню $f(v)/f(0) = 0,1$ (для максвелловской $f(v)$ это интервал $v/v_T \sim (-2,15) \div (2,15)$). В этом интервале во всех случаях содержится более 90% электронов, а в начальной $f_0(v)$ - практически все электроны. Энергия хвостов характеризовалась энергией которой обладают электроны со скоростями, соответствующими $f(v)/f(0) < 0,1$ ($v/v_T > | \pm 2,15 |$). Величины δW нормированы на W_w - энергию, потерянную волной к моменту t . Во всех случаях $W_w \approx W_w^0 = 3,6 W_e^0$. Величины δW_h , δW_t , а также $T_e(v_T)$, $T_e(1,7v_T)$ приведены в таблице 3.

Из Рис.9, II видно, что в случаях 3-1, 3-2 практически вся энергия, потерянная волной, идет на нагрев электронов. В дру-

гих случаях эта доля меньше.

ТАБЛИЦА 3

Нагрев электронов и энергия хвостов

Случай	I-0	I-I	2-I	3-I	4-I	3-2
N_i	0	2	5	7	10	7
λ_i/r_d	-	50	20	14,1	10	14,1
$\delta W_h/W_k$	0,05	0,006	0,48	0,93	0,38	0,80
$\delta W_e/W_k$	0,93	0,98	0,51	0,06	0,61	0,10
$\delta W_i/W_k$	0,02	0,02	0,01	0,02	0,01	0,13
$T_e(v_T)/T_e^0$	1,09	0,90	1,1	2,5 \pm 0,3	2,2	3,1
$T_e(1,7v_T)/T_e^0$	1,05	0,85	1,6	3,6 \pm 0,25	2,2	3,6

- δW_h - энергия нагрева, поглощенная электронами со скоростями в интервале, где $f(v)/f(0) \leq 0,1$;
- δW_e - энергия хвостов, поглощенная электронами со скоростями в интервале, где $f(v)/f(0) > 0,1$;
- W_k - энергия, потерянная ленгмювскими волнами $W_k \approx W_k^0 = 2 W_E^0$;
- δW_i - энергия, поглощенная ионами;
- $T_e(v_T), T_e(1,7v_T)$ - температура электронов, определенная по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f(0) \sim 0,6$ и $0,24$, соответствующем интервалу скоростей $(-v_T) - v_T$ или $(-1,7v_T) - 1,7v_T$.

Основная цель настоящей (включая I-III /I/) работы - исследование механизма затухания поля и механизма поглощения энергии электронами. Ранее эти механизмы исследовались в случаях, когда основную роль играет модуляционная неустойчивость или в случаях, когда основную роль играет конверсия, но возбуждаются длинноволновые гармоники с большими фазовыми скоростями /II/.

В работе /II/ показано, что в этих случаях затухание связано с захватом нерезонансных электронов высокими гармониками модуляционной неустойчивости или конверсии (большие β) и с развитием сильной стохастической неустойчивости движения этих электронов в районе пересекающихся областей захвата этих гармоник. Этот процесс приводит к ускорению небольшого числа электронов и образованию "дальних" (в довольно большом интервале скоростей) хвостов функции распределения по скоростям.

В настоящей работе исследуются случаи, когда фазовые скорости основных гармоник конверсии невелики $V_{\phi}^N/V_T \sim 2-6$. В /I,2/ показано, что в этих случаях становится существенным захват электронов основными гармониками конверсии. Однако, это не приводит к полному затуханию поля, хотя электронами поглощается значительная доля его энергии. Мы уже отмечали выше, что период захваченных частиц T_b^N мал (таблица 2, Рис.4б,5б), так что затухание сменяется периодическими затухающими колебаниями, обусловленными движением захваченных частиц. Дальнейшее затухание, как показано в I-III /I/, в рассматриваемых случаях связано со стохастизацией движения электронов в поле гармоник конверсии, ионно-звуковой волны и основной волны $N_e = 1$.

Для описания стохастических явлений мы пользуемся качественными представлениями из некоторых работ по теории стохастичности динамических систем (см. например, /I2-I5/) и ссылки в наших работах /9,II/). Для нас представляют интерес работы, в которых исследуется движение заряженной частицы в поле двух волн /I2-I3, I6-I9/. Упрощая результаты теории, можно сказать, что характер движения частицы в поле двух волн существенно зависит от критерия Чирикова $\alpha = (V_{\phi}^{(1)} + V_{\phi}^{(2)}) / (V_{\phi}^{(1)} - V_{\phi}^{(2)})$, где $V_{\phi}^{(1),(2)}$ - амплитуды захвата первой и второй волны, $V_{\phi}^{(1),(2)}$ - их фазовые скорости. Если $\alpha < 1$, т.е. области захвата не пересекаются, движение частицы в результате стохастической неустойчивости становится стохастическим только в так называемом стохастическом слое. При малой амплитуде волн стохастический слой сосредоточен в районе сепаратрис, ограничивающих области захвата /I6/. В зависимости от параметров волн характер стохастического слоя меняется /I7/, но частица не переходит из одной области захвата в другую.

Если критерий Чирикова $\alpha > 1$, т.е. области захвата (более точно - стохастические слои) двух волн пересекаются разни-

вается сильная стохастическая неустойчивость (large scale stochasticity) /12-14, 18, 19/. При этой неустойчивости движущиеся частицы становятся стохастическим в большой области фазового пространства, так что частица может переходить из одной области захвата в другую.

Стохастическая неустойчивость движения частицы проявляется в том, что траектории частицы на фазовой плоскости при малом изменении начальных координат расходятся экспоненциально. Для частиц, движущихся вблизи сепаратрисы, характерным признаком стохастической неустойчивости является переход частицы из захваченной в пролетную и обратно через случайные промежутки времени /9, 20/, а также различие траекторий частиц с близкими начальными координатами.

Близко к случаю двух волн лежит случай волны, промодулированной по амплитуде. В работах /20, 21/ показано, что модуляция волн (в частности, модуляция при движении захваченных частиц /21/) приводит к стохастической неустойчивости движения частиц - к образованию стохастического слоя в районе сепаратрисы.

Движение частицы в поле многих волн (в волновом пакете) рассматривалось в работах /12-14, 16, 22, 23/ и других. Казалось бы, не вызывает сомнения, что в этом случае сильная стохастическая неустойчивость будет развиваться в той области фазового пространства, где пересекаются области захвата (стохастические слои) разных волн. Однако, авторы работы /22/, рассматривая пакет с некоторыми специальными ограничениями (амплитуды волн в пакете одинаковы, $\Delta\omega$, Δk для соседних волн одинаковы), приходят к выводу, что это не так. Нами ранее были проведены численные эксперименты, в которых исследовалось движение пробных частиц (электронов) в поле пакета ленгмюровских волн в плазме с неподвижными ионами /11а/. Было найдено, что частицы странствуют по областям захвата в том районе фазового пространства, где области захвата пересекаются и не проникают (во всяком случае за время $t/T_{oe} \sim 15-20$) в районы, где они не пересекаются. При этом движение частиц имеет характер стохастического. То же самое наблюдалось нами в работе /11/ при развитии сильной стохастической неустойчивости в районе областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости или конверсии.

В настоящей работе наблюдается случай, когда стохастическая или сильная стохастическая неустойчивость движения электронов развивается в поле нескольких волн. Основную роль играют ионно-звуковая волна, основные гармоники конверсии $N_e \pm N_i$, начальная ленгмюровская волна $N_e = 1$. Во всех рассмотренных случаях кроме случая 3-2 области захвата этих волн не пересекаются, даже тогда, когда их амплитуды максимальны. На Рис.12, 28 показаны фазовые скорости и некоторые границы областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии: верхняя и нижняя граница волны N_i , нижняя граница волны $N_e + N_i$ и верхняя граница волны $N_e - N_i$ (напомним, что фазовая скорость волны $N_e = 1$, $v_\phi/v_T = 16$, т.е. лежит много выше рассматриваемой области фазового пространства). На Рис.12а,б показаны моменты, когда амплитуды рассматриваемых волн максимальны, на Рис.28а,б - моменты $t/T_{oe} \sim 30$, когда поле, в основном, затухло. Из Рис.12 видно, что области захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии не пересекаются, несмотря на то, что фазовая скорость уменьшается при увеличении N_i . Области захвата пересекаются только в случае 3-2 (Рис.12б), когда амплитуды захвата гармоник конверсии максимальны.

Помимо основных волн N_i , $N_e + N_i$, $N_e = 1$ в развитие стохастичности вносят вклад также высокие гармоники конверсии $N_e \pm \beta N_i$, $\beta \geq 2$; гармоники модуляционной неустойчивости $N_e \geq 2$, а также нелинейные эффекты - модуляция амплитуды волн при движении захваченных электронов; ионные нелинейности, в частности, образование двойных электрических слоев.

Несмотря на такую сложную картину, мы попытаемся использовать понятия стохастического слоя, стохастической и сильной стохастической неустойчивостей для того, чтобы сравнить развитие событий (нагрев электронов, образование "ближних" или "дальних" хвостов функций распределения) в разных случаях.

При исследовании стохастических явлений илучались траектории движения электронов (пробных частиц) на фазовой плоскости и поведение групп электронов (пробных частиц) с разными начальными координатами на фазовой плоскости. Определялись некоторые границы областей фазового пространства, в которых движение электронов имеет характер стохастического. Рассмотрение проводилось в течение времени $t/T_{oe} \sim 30$. За это время больше 90-95% энергии электрического поля поглощается электронами, уста-

навливается новая функция распределения электронов по скоростям, так что для исследования механизма затухания, механизма нагрева и образования хвостов этого времени вполне достаточно. Однако, гармоники конверсии, ионно-звуковая волна в $t/T_{oe} \sim 30$ еще имеют конечную амплитуду, так что развитие стохастических процессов может продолжаться. Определенные нами границы областей, где движение электронов имеет стохастический характер, до некоторой степени условны, т.к. с течением времени эти области могут расширяться.

Области фазового пространства, в которых движение электронов имеет характер стохастического, будем называть стохастическими слоями. При определении границ стохастический слой рассматривался, как область начальных координат X_0, V_0 частиц, траектории которых имеют стохастический характер. Полные границы стохастических слоев $V_0(X_0)$ не определялись. Определялись отдельные точки на этой кривой — верхняя и нижняя границы V_0 для $X_0 = X_m$ (X_m — максимум сепаратрисы), левая и правая граница X_0 для $V_0 = 0$. Для определения границ задавались группы пробных частиц с разными начальными координатами (Рис. 13а, б) и искались граничные V_0 или X_0 , разделяющие траектории разного типа. Кроме того проводился упрощенный анализ — граничные V_0 или X_0 определялись анализом x, v частиц в $t/T_{oe} \sim 30$. Например, частица с X_0, V_0 в области захвата ионно-звуковой волны, оказывающаяся в $t/T_{oe} \sim 30$ вне области захвата, считалась "стохастической". Частица с $X_0, V_0 \geq 0$ вне области захвата, попадающая в $t/T_{oe} \sim 30$ в область $v \leq V_\phi^i$ также считалась "стохастической".

На Рис. 14–28 приведены данные, относящиеся к определению границ стохастических слоев ионно-звуковой волны и гармоник конверсии. Границы и ширина стохастических слоев приведены также в таблице 4.

На Рис. 14, 15 и Рис. 21, 22 показаны границы по V_0 и ширина верхнего и нижнего стохастического слоя ионно-звуковой волны при изменении ее параметров $N_i(\lambda_i)$ или \tilde{n}/n_0 . Границы слоя определялись описанным выше методом по начальным скоростям частиц, движущихся стохастически.

Траектории таких частиц должны лежать в пределах стохастического слоя, так что максимальные скорости частиц, например, в $t/T_{oe} \sim 30$ можно использовать для оценки внешних границ слоя.

На Рис. 16, 23 приведены внешние границы верхнего и нижнего стохастического слоя ионно-звуковой волны из Рис. 14, 21 и точки, соответствующие максимальной V_{max} или минимальной V_{min} скорости частиц в различных группах. На Рис. 16а, 23а показаны V_{max}, V_{min} частиц из групп 1, 2 с начальными координатами внутри области захвата ионно-звуковой волны, на Рис. 16б, 23б — из групп 3–6 с начальными координатами вне области захвата. Группы 3, 5 имеют $V_0 > 0$, так что для определения границ слоя представляют интерес V_{min} , группы 4, 6 имеют $V_0 < 0$ и интерес представляют V_{max} . Из Рис. 16, 23 видно удовлетворительное согласие с кривыми Рис. 14, 21 — большая часть точек V_{max}, V_{min} на Рис. 16а, 23а лежит вблизи границ слоя, на Рис. 16б, 23б — внутри слоя. Анализ нескольких точек, лежащих вне (выше или ниже) границ (Рис. 16а, б), показывает, что такие скорости имеют отдельные частицы, V_{max}, V_{min} остальных частиц из той же группы заметно отличаются от них и лежат вблизи границ слоя. Мы рассматриваем эти отдельные частицы, как перешедшие в стохастический слой гармоники конверсии. Исключение представляет случай 4–1, $N_i = 10$. В этом случае скорость, близкую к V_{min} , показанной на Рис. 16а имеет заметное число частиц, поэтому мы рассматриваем это V_{min} как возможную границу слоя.

Таким образом, анализ максимальных и минимальных скоростей в группах частиц с разными начальными координатами подтверждает границы стохастического слоя, показанные на Рис. 14, 21. В соответствии с I–III /I/ из этих рисунков видно, что стохастический слой ионно-звуковой волны имеет внутренние границы, т.е. занимает не всю область захвата, только в случае I–1, $N_i = 2$. В случае 2–1, $N_i = 5$ эти границы близки к V_ϕ^i , а в остальных случаях их нет. В этих случаях мы также условно разделяем слой на верхний и нижний, полагая их внутренние границы одинаковыми и равными V_ϕ^i . Из Рис. 14–15 и 21–22 видно, что ширина верхнего и нижнего слоя почти не различается. Ширина слоя вырастает почти в 4 раза от случая I–1, $N_i = 2$ к случаю 3–1, $N_i = 7$ (Рис. 15) и мало зависит от \tilde{n}/n_0 (Рис. 22). Ширина слоя максимальна в случаях 3–1, 3–2.

На Рис. 17а, 24а показаны фазовая скорость и нижняя граница стохастического слоя гармоники конверсии $N_e + N_i$, на Рис. 17б, 24б — фазовая скорость и верхняя граница стохастического слоя гармоники $N_e - N_i$. Ширина этих слоев показана на Рис. 18,

ТАБЛИЦА 4

Границы и ширина стохастических слоев

Случай	Внешн. Внутр.			Внешн. Внутр.		
	N_i	V_{sp}/V_T	V_{sp}/V_T	N	V_{sp}/V_T	V_{sp}/V_T
I-1	2	1,75	0,90	-3	-1,55	-5,45
2-1	5	2,56	0,12	4	-1,26	-4,20
3-1	7	3,64	0,092	6	0,64	-3,18
4-4	10	2,04	0,085	9	-0,24	-2,48
3-2	7	4,56	0,092	6	1,95	-3,0
I-1	2	-1,66	-0,75	3	1,65	5,45
2-1	5	-2,18	0,01	6	0,39	3,18
3-1	7	-4,29	0,092	8	-0,47	2,65
4-1	10	-1,98	0,085	II	-0,45	2,26
3-2	7	-3,77	0,085	8	-1,84	2,65
		-1,95	0,092			4,5
		-4,58	0,092			4,5

16

V_{sp} - граница стохастического слоя внешняя и внутренняя; Δ - ширина стохастического слоя;
 $V_{st}^N = 2\sqrt{e\varphi_e^N / T_e}$ в $\varphi_e \sim 30$; $N = N_i$, $N_e + N_i$, $N_e - N_i$ (для случая I-I $N = N_e - 2N_i$).

25 и приведена в таблице 4. В работах I-III /I/ было показано, что в развитии стохастического движения играют роль высокие гармоники конверсии $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta \geq 2$. Наблюдается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов в районе областей захвата гармоник конверсии $N = N_e + \beta N_i$, или $N = N_e - \beta N_i$, включая основные гармоники. Поскольку фазовые скорости гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta \geq 2$ лежат, как правило, в пределах или вблизи области захвата основной гармоники конверсии $N_e \pm N_i$, мы включаем область стохастического движения, обусловленного высокими гармониками, в стохастический слой основных гармоник и определяем их общую границу. Эти границы и показаны на Рис.17, 24.

Из Рис.18, 25 видно, что ширина слоя гармоник $N_e + N_i$ и $N_e - N_i$ различается незначительно. Ширина слоя Δ/V_T слабо зависит от N_i и \tilde{n}/n_0 , но отношение Δ/V_{st}^N в среднем растет с N_i и \tilde{n}/n_0 .

Мы не определяли специально верхнюю границу слоя гармоники $N_e + N_i$ и нижнюю границу слоя гармоники $N_e - N_i$. В случаях I-I, 2-I, 3-2 верхнюю границу слоя $N_e + N_i$ можно определить по V_{max} в группах 3, 5, 8 и V_{max} электронов, нижнюю границу $N_e - N_i$ по V_{min} в группах 4, 6, 9 и V_{min} электронов. Кривые V_{max} , $V_{min} = f(N_i)$ и $f(\tilde{n}/n_0)$ показаны на Рис.19, 26. В случаях 3-I, 4-I, как показано в работах II, III /I/, развивается модуляционная неустойчивость основной волны $N_e = 1$ и, как ее следствие, сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ее гармоник $N_e = 1-2-3-...$. Действительно, в этих случаях $V_{max} > V_{\phi}^I$ ($V_{\phi}^I/V_T = 16$), причем в случае 3-I в этой неустойчивости участвуют отдельные частицы, в случае 4-I - значительное число частиц. В случае 4-I, кроме того, заметную роль играет вторичная конверсия, которая приводит, в частности, к генерации обратных волн $N_e = -(2-3-...)$. Сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата этих волн приводит к появлению электронов с большими V_{min} (Рис.19). Таким образом, в случаях 3-I, 4-I границы стохастических слоев гармоник конверсии по V_{max} , V_{min} оценить не удастся.

Вернемся к наиболее интересной для нас области сравнительно небольших V/V_T . На Рис.28а,б стрелками показана ширина стохастических слоев ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N_e + N_i$ и $N_e - N_i$. В соответствии с работами I-III /I/ из Рис.28а,б

видно, что в случае I-I стохастический слой ионно-звуковой волны мал и практически не пересекается со слоями гармоник конверсии. В случае 2-I эти слои начинают пересекаться заметным образом для гармоник $N_e + N_i$ и совсем незначительно для гармоник $N_e - N_i$. Во всех остальных случаях стохастические слои N_i и гармоник $N_e + N_i$ или $N_e - N_i$ сильно перекрываются. В случае 3-I незначительно, а в случае 3-2 заметно пересекаются также слои гармоник $N_e + N_i$ и $N_e - N_i$.

Развитие стохастического слоя свидетельствует о стохастической неустойчивости движения электронов в районе области захвата той или иной волны. Пересечение слоев указывает на развитие сильной стохастической неустойчивости в районе областей захвата $N_i - (N_e + \beta N_i)$ или $N_i - (N_e - \beta N_i)$, а в случаях 3-I, 3-2 на развитие неустойчивости в районе $(N_e + \beta N_i) - N_i - (N_e - \beta N_i)$. В работах I-III /1/ приведены траектории частиц, странствующие по областям захвата (стохастическим слоям) $N_i - (N_e + \beta N_i)$, $N_i - (N_e - \beta N_i)$ или $(N_e + \beta N_i) - N_i - (N_e - \beta N_i)$.

Существенно, какая доля частиц участвует в той или иной неустойчивости. Мы можем приблизительно оценить ее, анализируя функции распределения по скоростям в $t/T_{oe} \sim 30$ различных групп частиц. На Рис.20, 27 показана доля частиц $\Delta n/n_0$ в разных группах, имеющих скорости больше некоторых. На Рис.20а, 27а показана группа 7 ($V_0^0 = 0$, разные x_0 , все x_0 , v_0^0 внутри области захвата ионно-звуковой волны), на Рис.20б - группы I и 2, на Рис.27б - группа I ($x_0 = x_m$, разные v_0 , все x_0 , v_0 внутри области захвата). На этих рисунках кривая I показывает долю частиц, которые вышли из своей области захвата по x и v ; кривая 2 - доля частиц со скоростями $v > |v_{\phi}^i \pm v_{\beta}^i|$ ($|v|$ больше границ области захвата в $t/T_{oe} \sim 30$); кривая 3 - доля частиц с $v/v_T > |1 \pm 1|$, кривые 4 и 5 - доля частиц с $v > |1 \pm 2v_T|$ и $v > |v_{\phi}^{N_e \pm N_i}|$.

Несколько упрощая, можно считать, что кривая I показывает долю захваченных в $t = 0$ частиц, участвующих в стохастической неустойчивости, приводящей к образованию стохастического слоя ионно-звуковой волны. Из Рис.20а,б, 27а,б видно, что доля частиц (а следовательно, и доля всех электронов), участвующих в стохастической неустойчивости растет с N_i и в случаях 3-I, 4-I, 3-2 превышает 90-95% n_0 . Таким образом, в этих случаях почти все электроны, захваченные в $t = 0$, участвуют в стохастической неустойчивости.

Кривые 4,5 Рис.20а,б, 27а,б можно использовать для сравнительной характеристики доли частиц, попадающих из области захвата ионно-звуковой волны в стохастические слои гармоник конверсии, т.е. участвующих в сильной стохастической неустойчивости $N_i - (N_e + \beta N_i)$ или $N_i - (N_e - \beta N_i)$. Из Рис.20а,б, 27а,б видно, что в случае I-I таких частиц практически нет. В случае 2-I их немного, причем более детальный анализ показывает, что большая часть их участвует в неустойчивости $N_i - (N_e + \beta N_i)$. Доля частиц, участвующих в неустойчивости, максимальна в случаях 3-I, 3-2, где она достигает $\Delta n/n_0 \sim 30\%$.

На Рис.20в,г, 27в,г показаны группы 3 и 4 ($x_0 = x_m$, v_0 вне области захвата ионно-звуковой волны, группа 3 - $v_0 \approx v_T$, группа 4 $v_0 \leq (-v_T)$). В этих группах нас интересуют частицы, попадающие в слой ионно-звуковой волны или в слой "противоположной" относительно ионно-звуковой волны гармоник конверсии. На Рис.20в,г, 27в,г кривая I показывает долю частиц с $v < |1 \pm v_T|$, а кривая 2 - долю частиц с $v < (> v_{\phi}^i$, пересекающих $v = v_{\phi}^i$ на фазовой плоскости, т.е. попадающих в стохастический слой ионно-звуковой волны и участвующих в стохастической неустойчивости или $N_i - (N_e \pm \beta N_i)$. Кривые 3, 4, 5 показывают долю частиц с $v > |1 \pm v_T|$, $v > |1 \pm 2v_T|$ и $v > |v_{\phi}^{N_e \pm N_i}|$ соответственно. Кривые 4, 5 можно использовать для сравнительной характеристики доли частиц, попадающих в стохастический слой "противоположной" гармоник конверсии. Поскольку начальные координаты частиц групп 3 и 4 лежат в слое гармоник конверсии $N_e + N_i$ или $N_e - N_i$, кривые 4, 5 показывают долю частиц, участвующих в сильной стохастической неустойчивости $(N_e + N_i) - N_i - (N_e - N_i)$. Видно, что такие частицы есть только в случаях 3-I, 4-I. 3-2 и доля их мала - $\Delta n/n_0 \leq 5\%$ (кроме случая 3-2 Рис.27г, где $\Delta n/n_0 \sim 7-14\%$).

Таким образом, в разных случаях основную роль играют стохастические неустойчивости разных типов. В случаях I-I, 2-I, основную роль играет развитие стохастической неустойчивости в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e + \beta N_i$ и $N_e - \beta N_i$. В случае I-I стохастический слой ионно-звуковой волны мал и существенной роли не играет. В случае 2-I этой слой занимает почти всю область захвата N_i и пересекается со слоем гармоник конверсии $N_e + \beta N_i$, так что некоторую роль начинает играть сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата $N_i - (N_e \pm \beta N_i)$. Наконец, в случаях 3-I, 4-I, 3-2 сильная

стохастическая неустойчивость в районе областей захвата $N_i - (N_e + \beta N_i)$ и $N_i - (N_e - \beta N_i)$ играет заметную роль и начинает проявляться сильная стохастическая неустойчивость $(N_e + \beta N_i) - N_i - (N_e - \beta N_i)$.

Отметим, что кривые Рис.20,27 характеризуют сравнительную долю частиц, набирающих или теряющих энергию в разных случаях. Из Рис.20а, 27а видно, что доля частиц с невозмущенной скоростью $v_0 = 0$ (группа 7) набирающих энергию, максимальна в случаях 3-1, 3-2. В этих случаях доля частиц, набирающих энергию $v > |v_T|$ $\Delta n/n_0 \sim 70\%$. Заметная доля частиц набирает энергию $v > |2v_T|$ и даже $v > |v_{\phi}^{N_e \pm N_i}|$. То же самое наблюдается и для групп 1, 2 с $v_0 < |v_T|$ (Рис.20б, 27б).

Из Рис.20в,г, 27в,г видно, что доля частиц в группах 3,4 с $v_0 > |v_T|$, участвующих в обмене энергией, максимальна в случаях 3-1, 3-2, 4-1. Эти частицы сначала замедляются до скорости $v \sim v_{\phi}^i$ ($v_{\phi}^i/v_T \sim 0,1$), а затем вновь набирают энергию, причем заметная доля частиц ускоряется до $v > |v_T|$, а некоторые частицы даже до $v > |2v_T|$ и в случае 3-2 до $v > |v_{\phi}^{N_e \pm N_i}|$.

Таким образом, как и следовало ожидать, интенсивный обмен энергией и ускорение частиц с малыми v_0 наблюдаются в случаях 3-1, 3-2, 4-1, где существенную роль играет сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N_i - (N_e + \beta N_i)$, $N_i - (N_e - \beta N_i)$ и проявляется сильная стохастическая неустойчивость $(N_e + \beta N_i) - N_i - (N_e - \beta N_i)$. Именно в случаях 3-1, 3-2 наблюдается максимальный нагрев электронов и основная доля энергии поля идет на нагрев (Рис.8-11).

Таким образом, можно сделать вывод, что нагрев электронов связан с сильной стохастической неустойчивостью движения электронов в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии.

Кажется, что случай 4-1 противоречит этому выводу. Действительно, из Рис.8, 9 видно, что в этом случае и температура электронов меньше и доля энергии поля пошедшая на нагрев, меньше. Однако, это противоречие кажущееся. Как показано выше, в случае 4-1 на начальной стадии гармоник конверсии поглощают только часть энергии начальной волны. Эта часть энергии в дальнейшем, в основном, поглощается нагревом электронов. Часть энергии, оставшаяся в основной волне $N_e = 1$, после развития модуля-

ционной неустойчивости и сильной стохастической неустойчивости в районе областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости и вторичной конверсии поглощается "дальними" хвостами функции распределения.

Рассмотрим полную картину затухания поля и поглощения его энергии электронами. Во всех рассмотренных случаях на начальной стадии энергия основной волны $N_e = 1$ передается гармоникам конверсии или практически полностью (случай 1-1, 2-1) или частично. Гармоники конверсии начинают захватывать электроны. Ускорение этих электронов в течение половины периода захваченных частиц T_b^N приводит к затуханию гармоник конверсии и определяет их максимальную амплитуду и долю поглощенной ими энергии волны $N_e = 1$. Дальнейшее развитие определяется стохастическими неустойчивостями в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии. В случаях, когда заметная часть энергии осталась и волне $N_e = 1$ (случай 4-1), параллельно развивается модуляционная неустойчивость, вторичная конверсия и сильная стохастическая неустойчивость в районе их областей захвата. В случае 1-1 определяющую роль играет стохастическая неустойчивость в районе $N_e + \beta N_i$ и $N_e - \beta N_i$. Она приводит к перемешиванию электронов в районе стохастических слоев гармоник конверсии, т.е. к образованию "ближних" хвостов функции распределения. Такая же неустойчивость существенна и в случае 2-1. Однако, в этом случае "ближние" хвосты поглощают только часть энергии. Часть энергии идет на нагрев электронов при развитии сильной стохастической неустойчивости $N_i - (N_e + \beta N_i)$. В случаях 3-1, 3-2, 4-1 существенна стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ионно-звуковой волны, гармоник конверсии $N_e + \beta N_i$ и $N_e - \beta N_i$, а также сильная стохастическая неустойчивость $N_i - (N_e + \beta N_i)$, $N_i - (N_e - \beta N_i)$ и отчасти $(N_e + \beta N_i) - N_i - (N_e - \beta N_i)$. Эти неустойчивости приводят к нагреву электронов. В случае 3-1 некоторую роль, а в случае 4-1 существенную роль играет модуляционная неустойчивость и сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ее гармоник. В случае 3-1 в ней участвуют только отдельные частицы, т.ч. энергия, поглощенная "дальними" хвостами, мала. В случае 4-1 "дальние" хвосты поглощают большую долю энергии, чем нагрев.

Таким образом, механизм затухания электрического поля и

поглощения его энергии электронами заключается в захвате электронов гармониками конверсии и последующем развитии стохастических неустойчивостей движения электронов в районе областей захвата гармоник конверсии и ионно-звуковой волны. На начальном этапе соревнование конверсии и затухания при захвате электронов определяет, какая доля энергии основной волны поглощается гармониками конверсии. Дальнейшее развитие определяет соревнование стохастических неустойчивостей разного типа. Быстрее других развивается стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e + \beta N_i$, $N_e - \beta N_i$ и ионно-звуковой волны. Затем проявляется сильная стохастическая неустойчивость $N_i - (N_e + \beta N_i)$ и $N_i - (N_e - \beta N_i)$ и, наконец, сильная стохастическая неустойчивость $(N_e + \beta N_i) - N_i - (N_e - \beta N_i)$. В случаях, когда заметная часть энергии волны $N_e = 1$ не поглощается гармониками конверсии, в соревнование с этими стохастическими неустойчивостями вступает сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник модуляционной неустойчивости и вторичной конверсии. Сравнительная роль этих стохастических неустойчивостей определяет поглощение энергии электрического поля "ближними" или "дальними" хвостами или нагревом электронов.

Попробуем выделить основные механизмы, приводящие к стохастической неустойчивости движения электронов. Выше мы описали качественно механизм затухания поля, образование "ближних" хвостов и нагрева электронов, пользуясь представлениями о стохастических слоях трех волн - ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N_e + N_i$ и $N_e - N_i$. Реальная ситуация много сложнее, и только упрощенно может трактоваться таким образом.

Рассмотрим стохастическую неустойчивость в районе области захвата ионно-звуковой волны. К этой неустойчивости могут привести возмущение полем основной волны $N_e = 1$, полем гармоник конверсии, эффекты, связанные с ионной нелинейностью (образование фронтов плотности и скорости и возникновение двойных электрических слоев, возбуждение обратных волн при действии поперечной силы, уменьшение амплитуды при захвате ионов и т.п.). Все эти эффекты могут действовать одновременно, но на начальной стадии основную роль играют $N_e = 1$ и гармоника конверсии, позже включаются эффекты ионной нелинейности. Анализ

траекторий и поведения групп частиц на фазовой плоскости показывает, что все эти эффекты играют роль (см. I-III /I/).

Для частиц групп 1, 2, 7 с начальными координатами внутри области захвата ионно-звуковой волны стохастическое движение начинается с выхода из захвата. Как правило, частицы выходят из захвата в узлах сепаратрисы (в районе впадин плотности), где сосредоточено возмущение поля. С уменьшением длины ионно-звуковой волны (с ростом N_i) уменьшается период оборота захваченных частиц (Рис. 4, таблица 2), так что частицы чаще попадают в район узлов сепаратрисы и имеют большую вероятность выйти из захвата, попав в узел в соответствующей фазе поля. Это может объяснить рост числа частиц, участвующих в стохастической неустойчивости с ростом N_i (Рис. 20, 27).

Отметим, что роль двойных электрических слоев достаточно четко проявляется в поведении частиц группы I с начальными координатами вблизи центра области захвата (Рис. 13). Эти частицы во всех случаях выходят из захвата только тогда, когда появляются фронты плотности и скорости, а следовательно, и двойные слои /10/, обусловленные схлопыванием впадин (случаи I-I - 3-I) или укрупнением нелинейной ионно-звуковой волны (случаи 4-I, 3-2).

Рассмотрим стохастическую неустойчивость в районе областей захвата гармоник конверсии. К этой неустойчивости может привести модуляция амплитуды гармоник конверсии при движении захваченных ею электронов; возмущение полем основной волны $N_e = 1$; возмущение полем высоких ($\beta > 1$) гармоник конверсии; возмущение полем второй основной гармоник конверсии. Все эти эффекты могут действовать одновременно. Роль модуляции амплитуды основной гармоник конверсии и роль высоких гармоник конверсии можно наблюдать, анализируя траектории частиц и поведение групп частиц 3-6 и электронов на фазовой плоскости. По фазовым плоскостям в разные моменты времени наглядно видно, что при изменении амплитуды основной гармоник конверсии частицы то выходят из захвата, то вновь попадают в захват. Столь же наглядно проявляется захват частиц высокими гармониками конверсии и странствия частиц по областям захвата высоких и основной гармоник конверсии.

Роль возмущения полем основной волны $N_e = 1$ была подтверждена модельным численным экспериментом (см. II /I/). Роль второй

гармоники конверсии эквивалентна роли обратной волны в стоячей волне, т.к. фазовые скорости гармоник N_{e+N_i} и N_{e-N_i} близки по абсолютной величине. Известно, что в стоячей волне вблизи сепаратрисы прямой и обратной волны образуется стохастический слой /18,19/. Ширина этого слоя растет с ростом амплитуды волны - параметра V_3/V_ϕ . Из Рис.3а видно, что в некоторых случаях этот параметр достигает величины $V_3/V_\phi \sim 0,7-0,8$, достигая границы сильной стохастической неустойчивости в стоячей волне $V_3/V_\phi \sim 0,7$ /18/. Так что этот эффект также может играть роль.

Таким образом, в развитии стохастических неустойчивостей участвует довольно много различных эффектов. Однако, как было показано выше, для понимания механизмов затухания поля, поглощения энергии электронами, нагрева электронов удобно воспользоваться усредненным описанием стохастических слоев ионно-звуковой волны и основных гармоник конверсии.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Взаимодействие ленгмюровской волны с ионно-звуковой. Стохастические эффекты. I,II,III". Препринт ИЯФ СО АН СССР
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. IV". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-53, 1982.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы 7, 383, 1981; Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-76, 1978.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Ионно-звуковые волны большой амплитуды". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-51, 1982; VI конф. по физике низкотемпературной плазмы, т.1, стр.268, Ленинград, 1983; Proc. XVI ICFIG, v.5, p. 738, Düsseldorf, 1983.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-88, 1981. Proc. Conf. on Plasma Physics, p.420, Göteborg, 1982.
6. P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson. Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
7. P.Bertrand, M.R.Feix, G.Baumann J.Plasma Phys., 6, 351, 1971.
8. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Physica Scripta 24, 566, 1981.
9. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Ленгмюровские волны большой амплитуды. Электронная нелинейность и стохастические эффекты. I,II,III". Препринты ИЯФ СО АН СССР № 86-153, № 86-154; № 86-155, 1986. Proc.Conf. on Plasma Physics, v.2, p.128, Kiev, 1987; Proc.XVIII JCPJG, v.2, p.284, Swansea, 1987; VII конф. по физике низкотемпературной плазмы, т.1, стр.215, Ташкент, 1987.
10. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Развитие ионного возмущения". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-80, 1984. "Ионные волны большой амплитуды. I,II". Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-88; № 83-89, 1983. Proc.Conf. on plasma Phys., v.1, p.37,38, Lausanne, 1984.

11. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. "Ленгмюровские волны большой амплитуды. Стохастическая неустойчивость. I,II". Препринты ИЯФ СО АН СССР а) № 84-149; б) № 84-150, 1984; "Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой", стр. 221, Ташкент, 1985; Proc. XVII ICRIG, v.1, p.73. Budapest, 1985; Proc. Conf. on Plasma Physics, v.2, p.132, Kiev, 1987.
12. Б.В.Чириков. Phys. Reports 52, 263, 1979. Вопросы теории плазмы, выпуск 13, стр.3, Энергоатомиздат, Москва, 1984.
13. А.Лихтенберг, М.Либман. "Регулярная и стохастическая динамика", Мир, Москва, 1984.
14. Г.М.Заславский. "Стохастичность динамических систем", Наука, Москва, 1984.
15. М.И.Рабинович, Д.И.Трубецков. "Введение в теорию колебаний и волн", Наука, Москва, 1984.
16. Г.М.Заславский, Н.Н.Филоненко. ЖЭТФ, 54, 1590, 1968.
17. A.V.Rechester, T.H.Stix Phys. Rev. A19, 1956; 1979.
18. D.F.Escande Phys. Reports 121, 165, 1985.
19. G.Schmidt Comments Plasma Phys. 7, 87, 1982.
20. C.R.Menyuk Phys. Rev. A31, 3282, 1985.
21. A.Murakami, J.Nomura, H.Momota J. Phys. Soc. Japan 51, 4053, 1982.
22. Г.М.Заславский, А.А.Черников. ЖЭТФ, 89, 1632, 1985.
23. A.V.Rechester, M.N.Rosenbluth, R.V.White Phys. Rev. A23, 2664, 1981.

Подписи к рисункам:

- Рис.1,2. Зависимость от времени амплитуды основной волны $N_e=1$ и гармоник конверсии $N=N_e+N_i$ и $N=N_e-N_i$ (в случае I-I здесь и далее $N=N_e-2N_i$).
- Рис.1. Зависимость от N_i .
- Рис.2. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .
- а. Амплитуда $N_e=1$; б. Амплитуда $N=N_e+N_i$; в. Амплитуда $N=N_e-N_i$. г. Максимальные амплитуды гармоник конверсии и функции Бесселя E_{max}^B . Пунктир - функция Бесселя.
- Рис.3. Границы нелинейности, захвата, опрокидывания. I,II - границы нелинейности по $\tilde{n}_+/n_+ \sim 1,03$ (I) и $1,10$ (II). III,IV - границы захвата электронов с невозмущенными начальными скоростями $V_0^0 \sim 2V_T$ (III) и $V_0^0 \sim 0$ (IV). V - граница x - опрокидывания. VI - предельные параметры $\tilde{n}/n_0 \sim 1$. VII - граница стохастической неустойчивости стоячей волны $V_3/V_\phi \sim 0,7$ /18,19,9/. Точки - параметры гармоник конверсии $N=N_e \pm N_i$. а. $t=t_{max}$ (максимальная амплитуда); б. $t/T_{oe} \sim 30$. Случай: \diamond I-I; \times 2-I; \circ 3-I; \square 4-I; $+$ 3-2.
- Рис.4,5. Половина перехода захваченных электронов $\frac{1}{2} T_B^N/T_{oe}$. а. в ионно-звуковой волне $N=N_i$; б. в гармониках конверсии $N=N_e+N_i$ (\circ) и $N=N_e-N_i$ (\times). t_{max}^B - максимума амплитуды функции Бесселя.
- Рис.4. Зависимость от N_i .
- Рис.5. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .
- Рис.6. Зависимость от времени энергии поля W_E и энергии электронов ΔW_e ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 - тепловая энергия электронов). а. Зависимость от N_i . б. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .
- Рис.7. Зависимость от времени амплитуды ионно-звуковой волны \tilde{n}^{N_i}/n_0 . а. Зависимость от N_i . б. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

Рис.8. Температура электронов, определенная по ширине на уровне, соответствующем $v_T - T_e(v_T)$ или $1.7v_T - T_e(1.7v_T)$
 а. Зависимость от N_i ; б. Зависимость от λ_i/r_d .

Рис.9. Энергия, поглощенная электронами, δW_h - нагрев; δW_t - хвосты.

а. Зависимость от N_i ; б. Зависимость от λ_i/r_d .

W_w - энергия, потерянная ленгмювскими волнами

$$(W_w \approx W_w^0 = 2W_E^0 = 3.6W_e^0)$$

Рис.10. Температура электронов $T_e(v_T)$ и $T_e(1.7v_T)$. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

Рис.11. Энергия, поглощенная электронами δW_h , δW_t и ионами δW_i . Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

Рис.12. Фазовые скорости v_ϕ^N и границы захвата $v_\phi^N \pm v_{\beta t}^N$ ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N = N_e + N_i$ и $N = N_e - N_i$ в $t = t_{max}$ (максимальные амплитуды).

а. Зависимость от N_i .

б. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

Рис.13. Начальные координаты группы пробных частиц.

а. Группы I-6; б. Группы 7-9.

Сепаратриса для случаев I-I - 4-I; X_{c1} , X_{c2} , X_m - узлы и максимум сепаратрисы.

Рис.14. Границы стохастического слоя ионно-звуковой волны.

Зависимость от N_i .

а. Зависимость от N_i ; б. Зависимость от λ_i/r_d .

Рис.15. Ширина стохастического слоя ионно-звуковой волны.

Зависимость от N_i .

а. Δ/v_T ; б. $\Delta/v_{\beta t}^i$ ($v_{\beta t}^i$ - амплитуда захвата в $t/T_{oe} \sim 30$).
 x - верхний слой; o - нижний слой.

Рис.16. Границы стохастического слоя ионно-звуковой волны и максимальные v_{max} и минимальные v_{min} скорости частиц в группах. Зависимость от N_i .

а. Группы I,2; б. Группы 3-9.

Рис.16а - x - группа I; o - группа 2.

Рис.16б - o, +, o - v_{min} в группах 3,5,8; x, o, o - v_{min} в группах 4,6,9. (o - v_{min} одной частицы).

Рис.17. Границы стохастического слоя гармоник конверсии. Зависимость от N_i .

а. Нижняя граница слоя гармоник $N = N_e + N_i$.

б. Верхняя граница слоя гармоник $N = N_e - N_i$.

Рис.18. Ширина стохастического слоя гармоник конверсии.

Зависимость от N_i .

а. Δ/v_T ; б. $\Delta/v_{\beta t}^i$ ($v_{\beta t}^i$ - амплитуда захвата в $t/T_{oe} \sim 30$).

o - нижний слой гармоник $N = N_e + N_i$; x - верхний слой гармоник $N = N_e - N_i$.

Рис.19. Максимальные v_{max} и минимальные v_{min} скорости электронов и пробных частиц. Зависимость от N_i .

o - v_{max} , v_{min} электронов; x, +, o - v_{max} в группах 3,5,8 и v_{min} в группах 4,6,9.

Рис.20. Доля частиц $\Delta n/n_0$ в определенном интервале скоростей. Зависимость от N_i .

а. Группа 7, $v_0^0 = 0$; б. Группа I и 2; в. Группа 3;

г. Группа 4.

Рис.20а, б. ① $\Delta n/n_0$, вне области захвата по x и v;

② $v > |v_\phi^i \pm v_{\beta t}^i|$; ③ $v > |v_T|$; ④ $v > |2v_T|$; ⑤

$v > |v_\phi^{N_e \pm N_i}|$.

Рис.20в. ① $v < v_T$; ② $v < v_\phi^i$; ③ $v < |-v_T|$; ④ $v < |-2v_T|$.

Рис.20г. ① $v > |v_T|$; ② $v > v_\phi^i$; ③ $v > v_T$; ④ $v > 2v_T$.

Рис.21. Границы стохастического слоя ионно-звуковой волны.

Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

Рис.22. Ширина стохастического слоя ионно-звуковой волны.

Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

а. Δ/v_T ; б. $\Delta/v_{\beta t}^i$.

x - верхний слой; o - нижний слой.

Рис.23. Границы стохастического слоя ионно-звуковой волны и максимальные и минимальные скорости частиц в группах.

Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

а. Группы I,2; б. Группы 3-6.

Рис.23а - x - группа I; o - группа 2.

Рис.23б - o, + - v_{max} в группах 4,6; o, x - v_{min} в группах 3,5.

Рис.24. Границы стохастического слоя гармоник конверсии. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

а. Нижняя граница слоя гармоник $N = N_e + N_i$.

б. Верхняя граница слоя гармоник $N = N_e - N_i$.

Рис.25. Ширина стохастического слоя гармоник конверсии.
 Зависимость от \tilde{n}/n_0 .
 а. Δ/V_T ; б. Δ/V_{zt} .
 • - нижний слой гармоник $N=N_e+N_i$; x - верхний
 слой гармоник $N=N_e-N_i$.

Рис.26. Максимальные и минимальные скорости электронов и
 пробных частиц. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .
 • - V_{max} , V_{min} электронов; x, + - V_{max} в группах
 3,5 и V_{min} в группах 4,6.

Рис.27. Доля частиц $\Delta n/n_0$ в определенном интервале скоростей.
 Зависимость от \tilde{n}/n_0 .
 а. Группа 7, $v_0 = 0$; б. Группа 1; в. Группа 3;
 г. Группа 4.
 Рис.27а,б. ① $\Delta n/n_0$ вне области захвата по x и v ;
 ② $v > |v_{\phi}^i \pm v_{zt}^i|$; ③ $v > | \pm v_T |$; ④ $v > | \pm 2v_T |$;
 ⑤ $v > | v_{\phi}^{N_e \pm N_i} |$.

Рис.27в. ① $v < v_T$; ② $v < v_{\phi}^i$; ③ $v < | -v_T |$;
 ④ $v < | -2v_T |$; ⑤ $v < v_{\phi}^{N_e - N_i}$.

Рис.27г. ① $v > | -v_T |$; ② $v > v_{\phi}^i$; ③ $v > v_T$;
 ④ $v > 2v_T$; ⑤ $v > v_{\phi}^{N_e + N_i}$.

Рис.28. Фазовые скорости v_{ϕ}^N , границы захвата $v_{\phi}^{N_i} \pm v_{zt}^N$ ионно-
 звуковой волны и гармоник конверсии $N=N_e+N_i$ и
 $N=N_e-N_i$ (в случае I-I $N=N_e-2N_i$) в $t/T_{oe} \sim 30$
 и границы стохастических слоев (стрелки).
 а. Зависимость от N_i .
 б. Зависимость от \tilde{n}/n_0 .

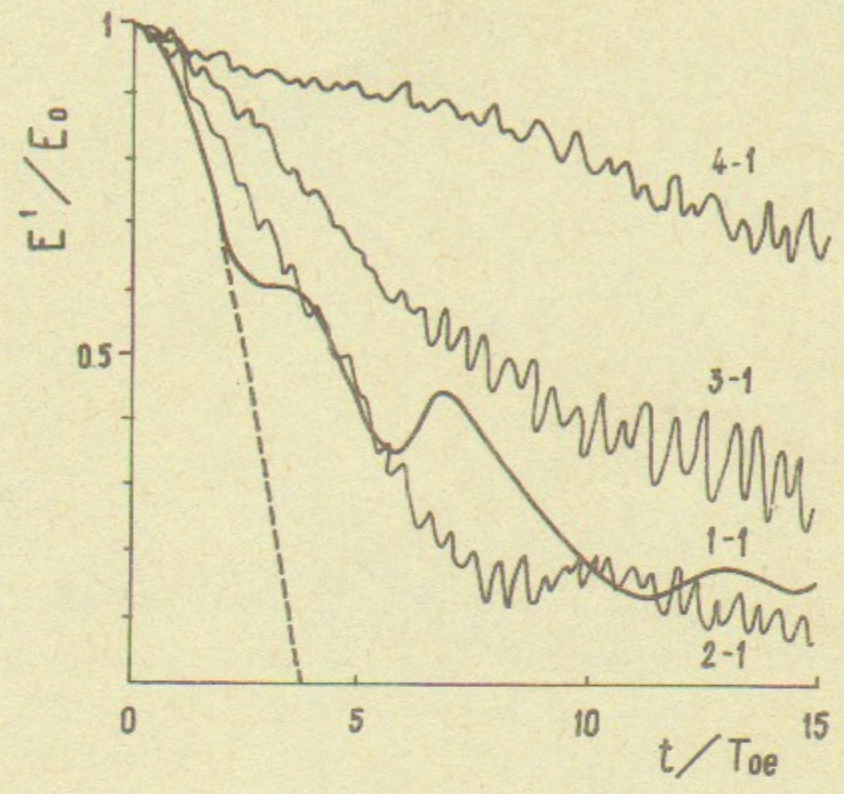


Рис.1а.

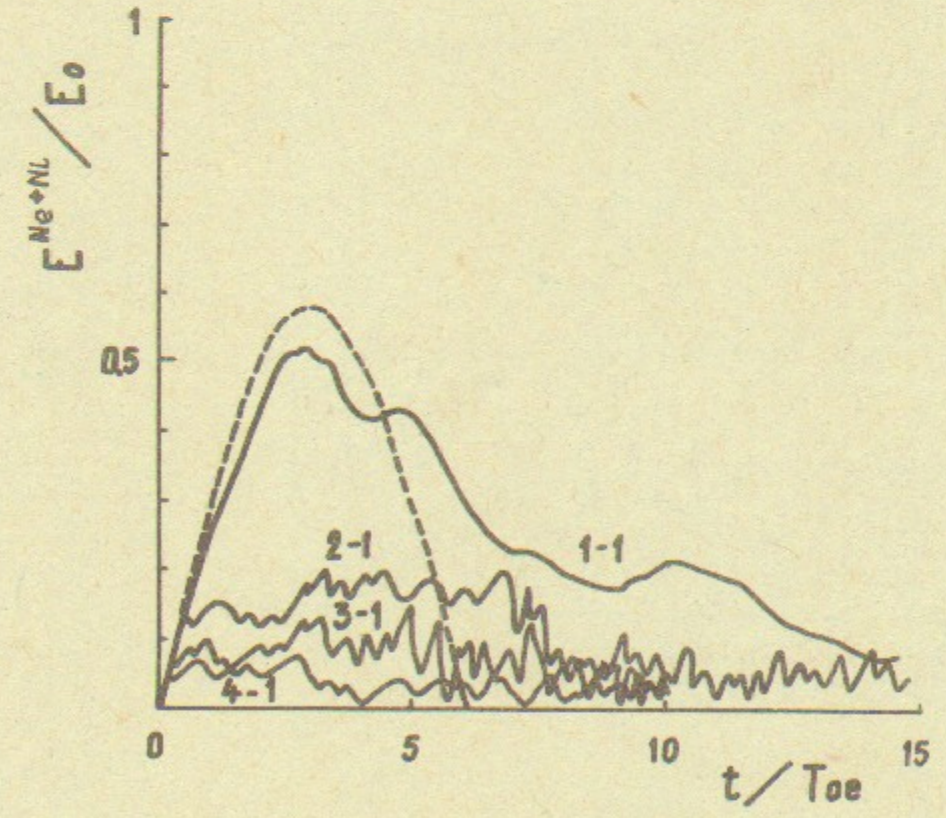


Рис.1б.

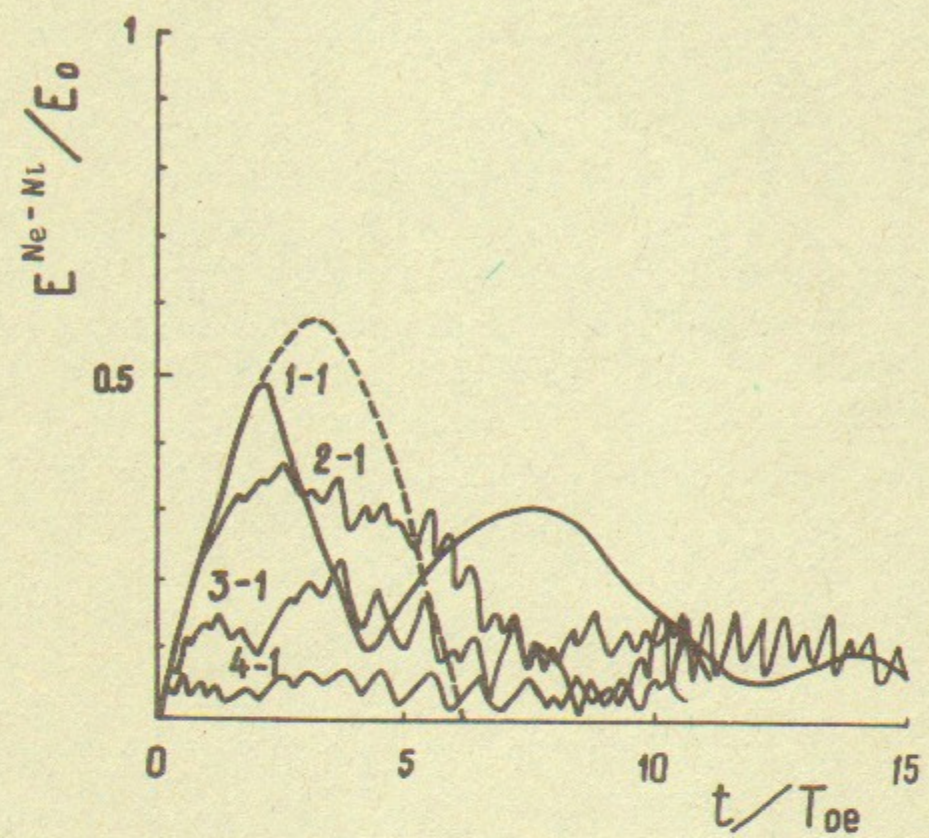


Рис. 1в.

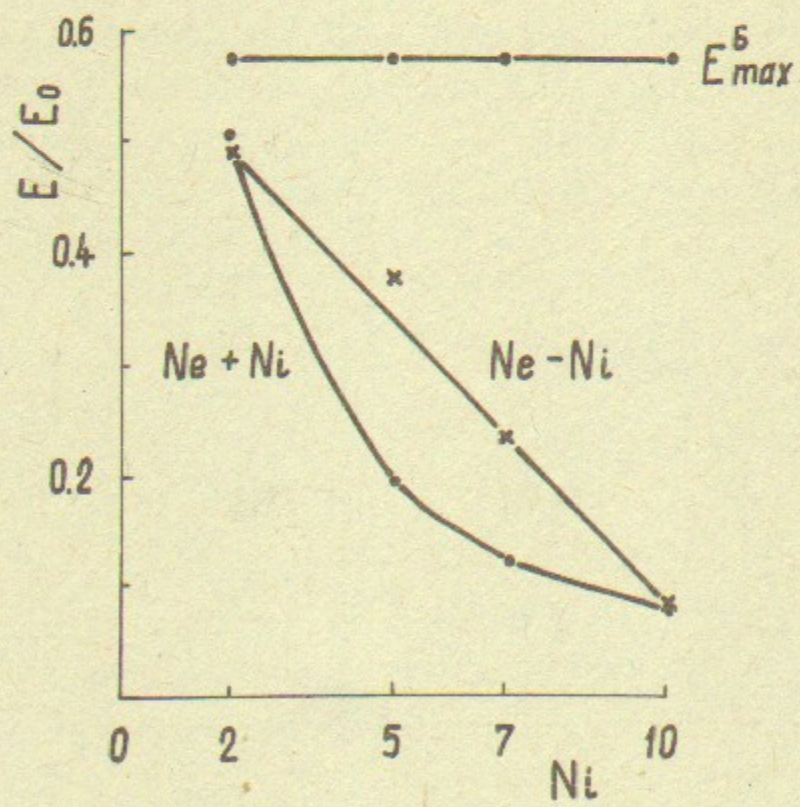


Рис. 1г.

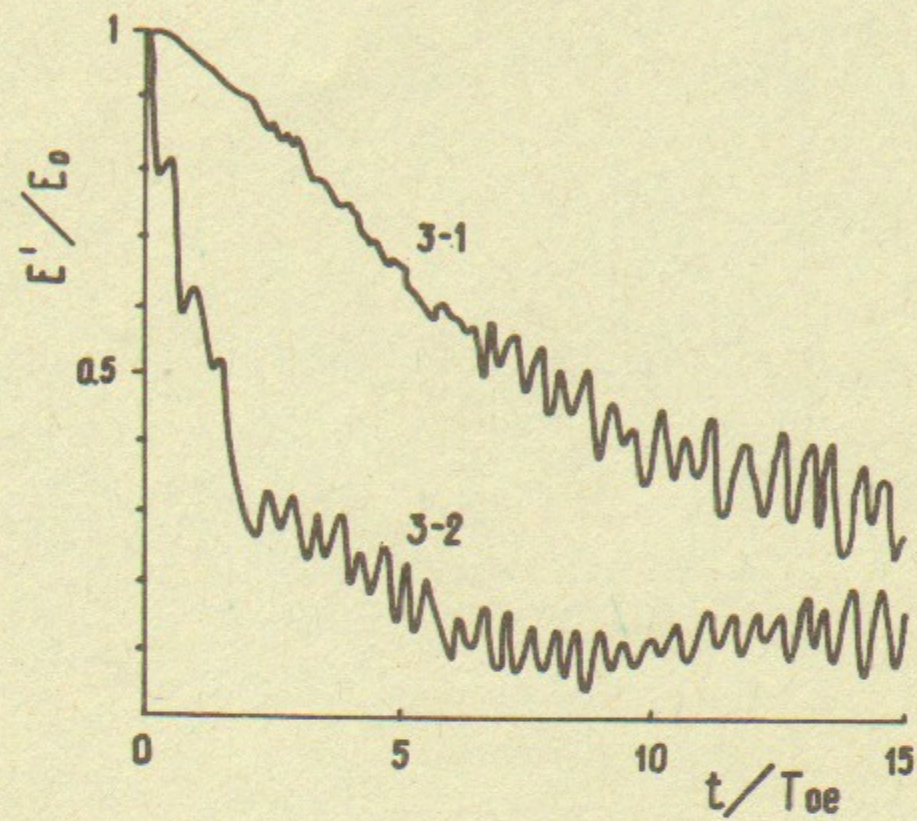


Рис. 2а.

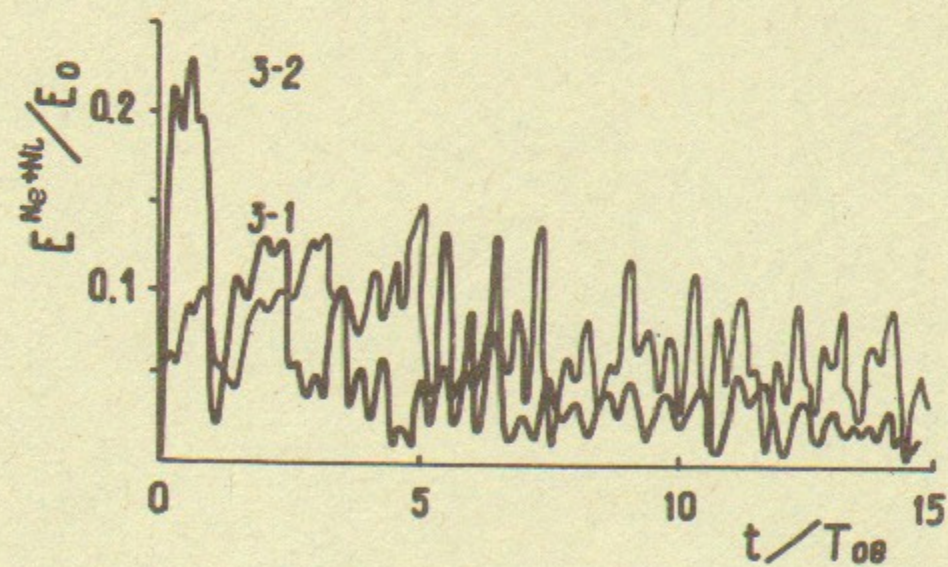


Рис. 2б.

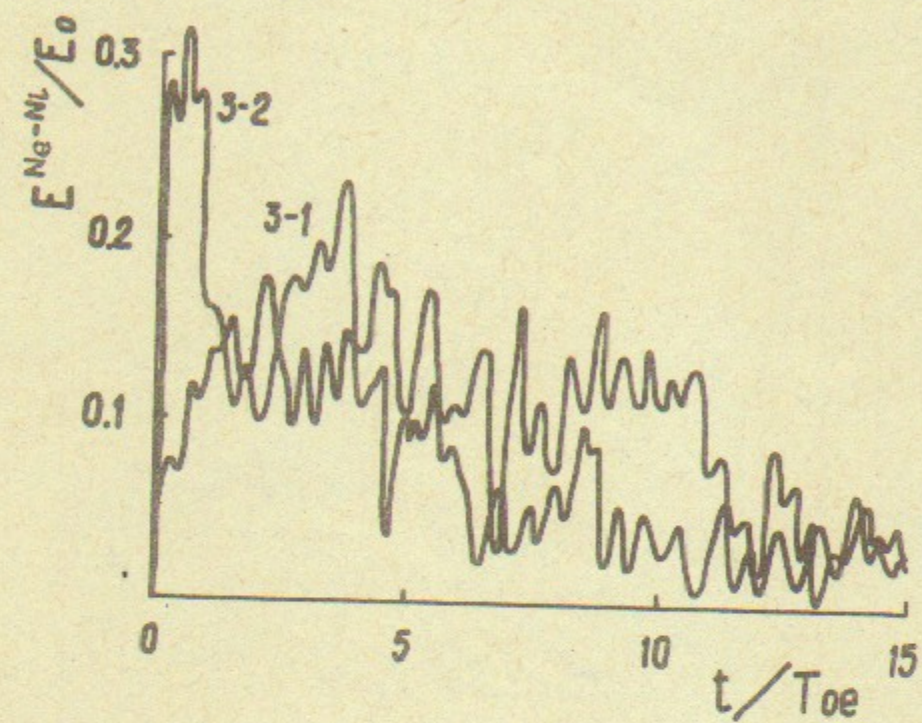


Рис. 2в.

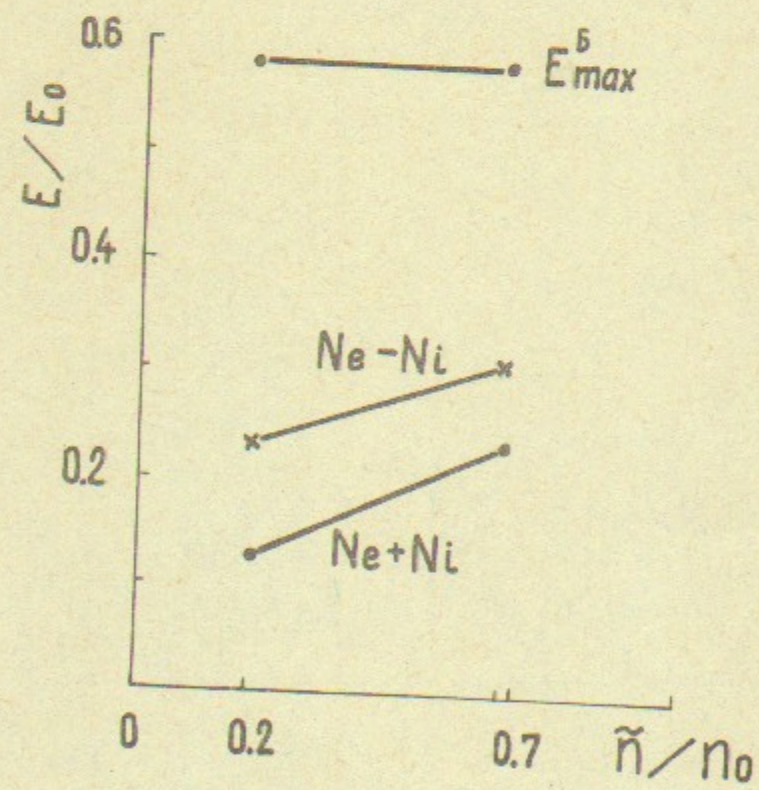


Рис. 2г.

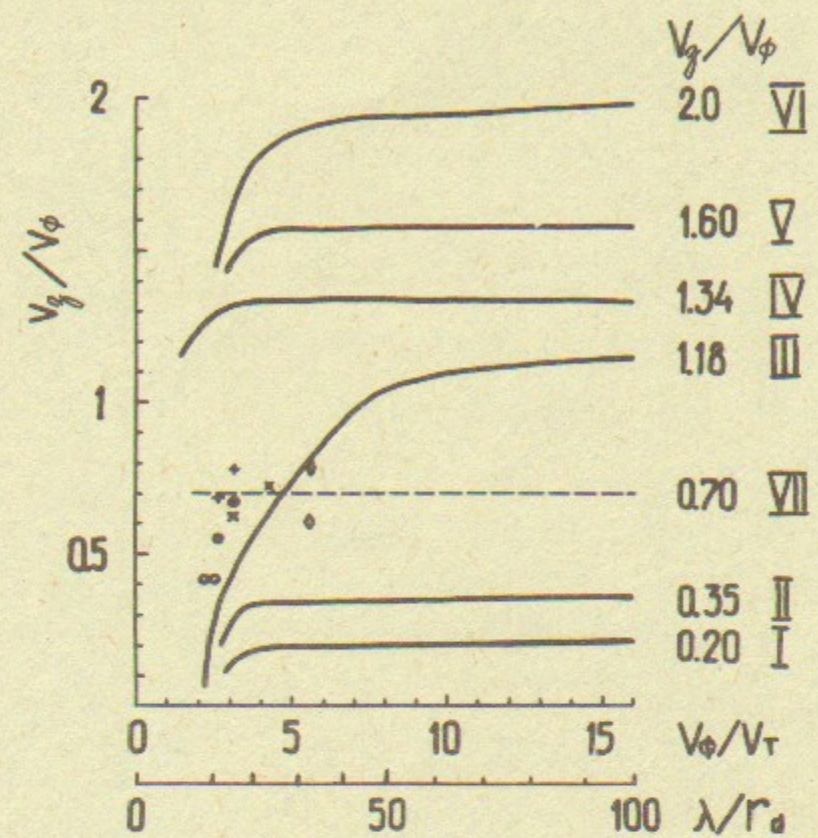


Рис. 3а. Случаи \diamond I-I; \times 2-I; \bullet 3-I; \circ 4-I; $+$ 3-2.

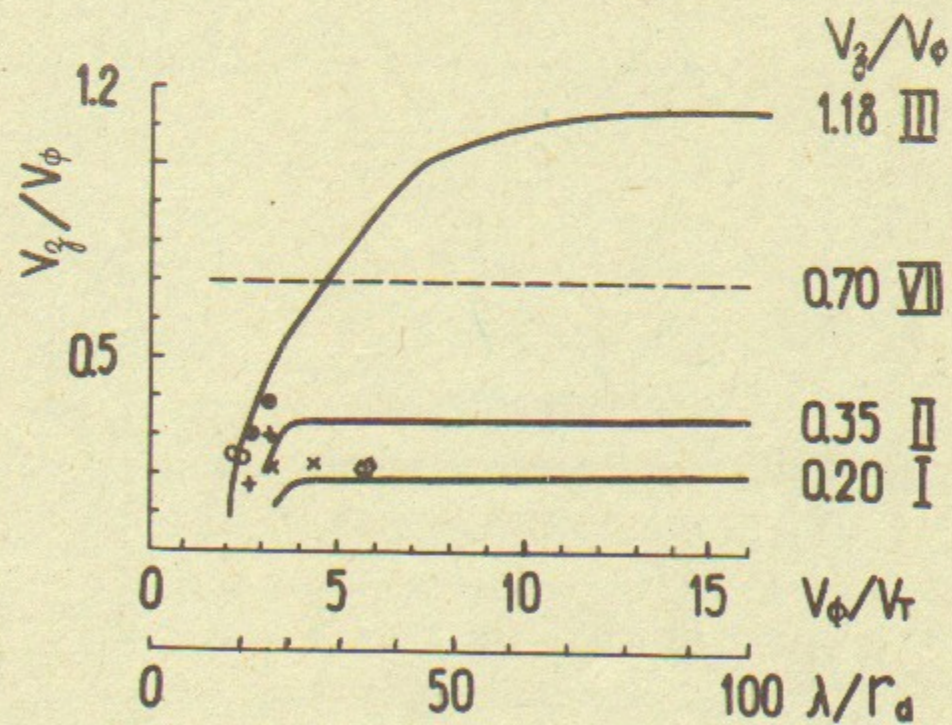


Рис. 3б. Случаи \diamond I-I; \times 2-I; \bullet 3-I; \circ 4-I; $+$ 3-2.

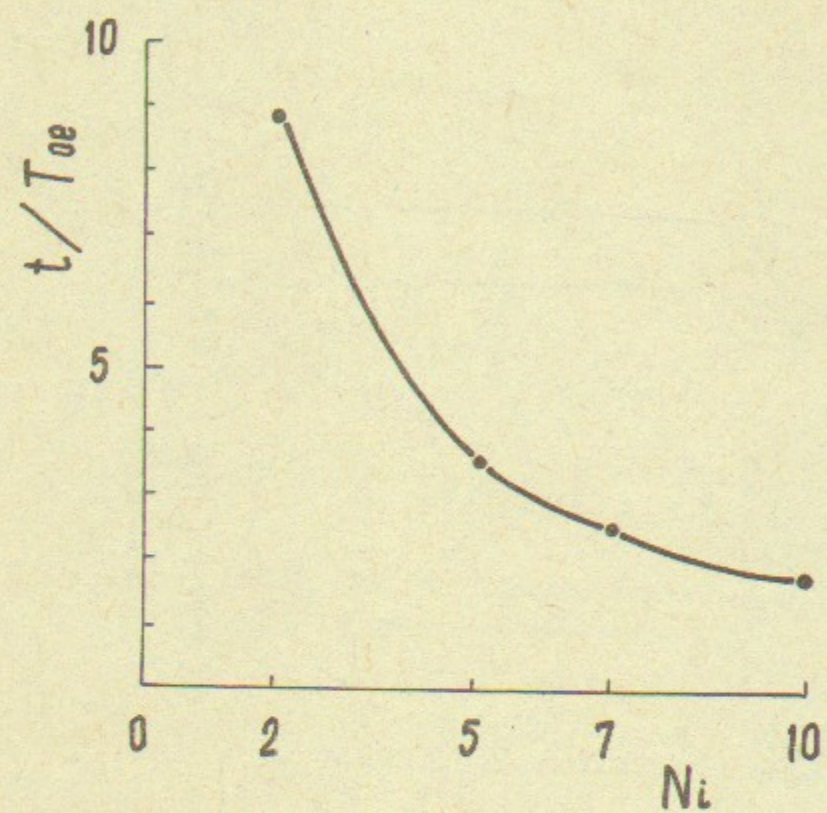


Рис. 4а.

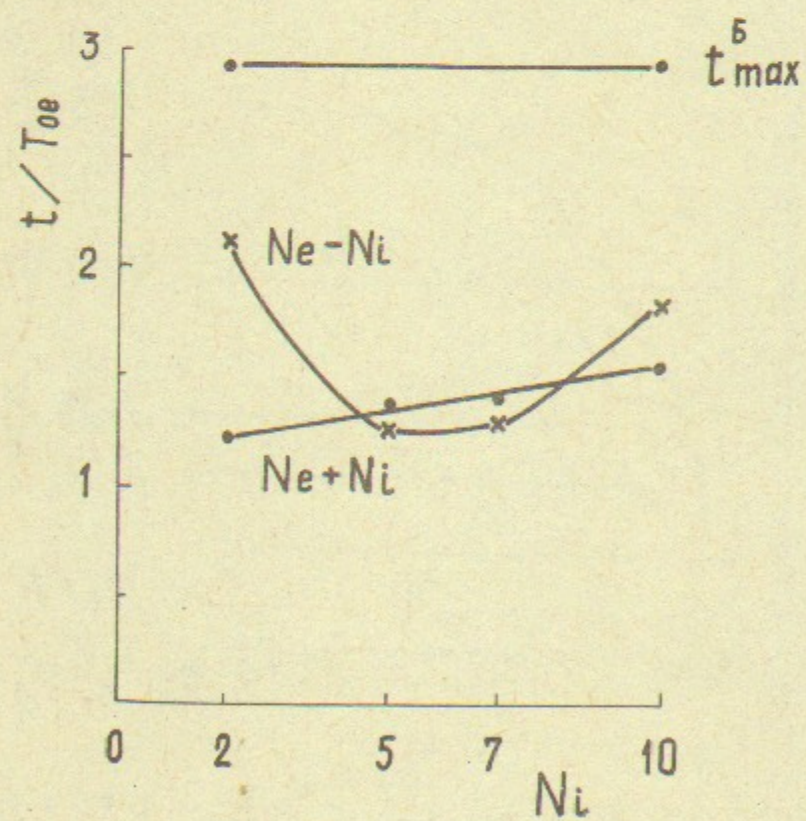


Рис. 4б.

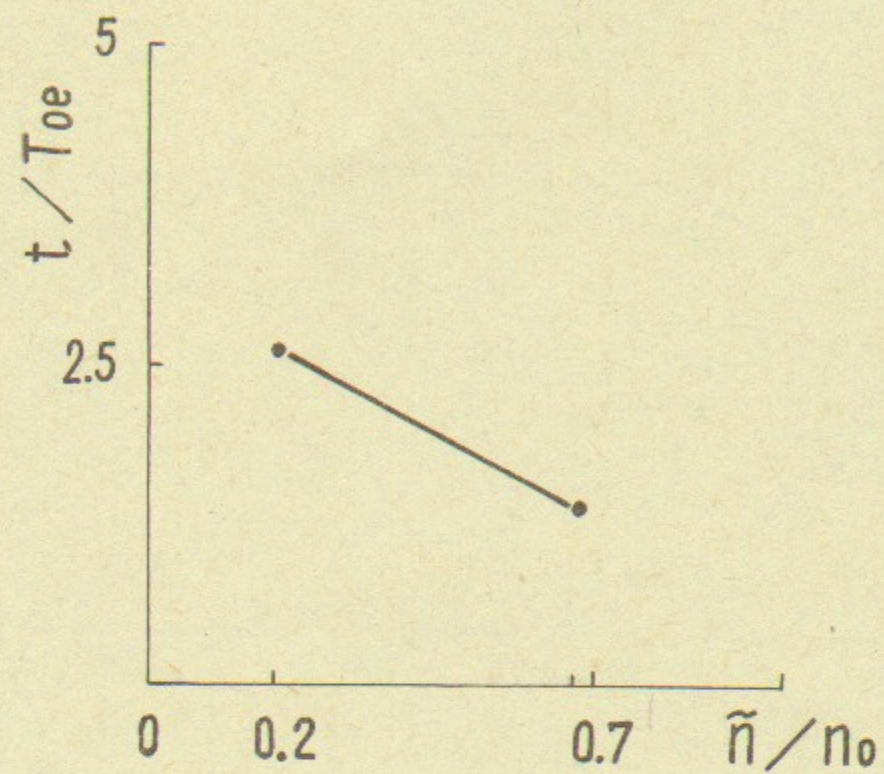


Рис. 5а.

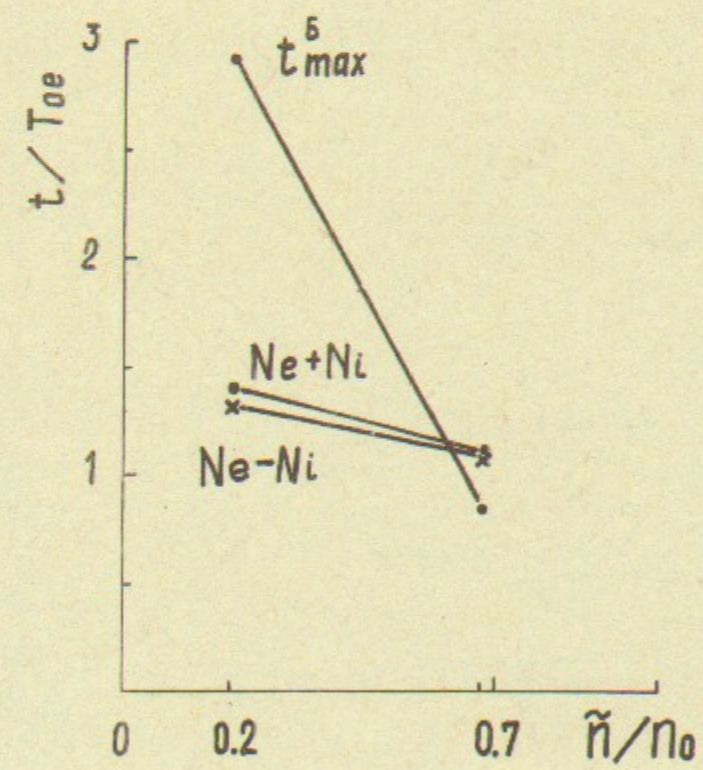


Рис. 5б.

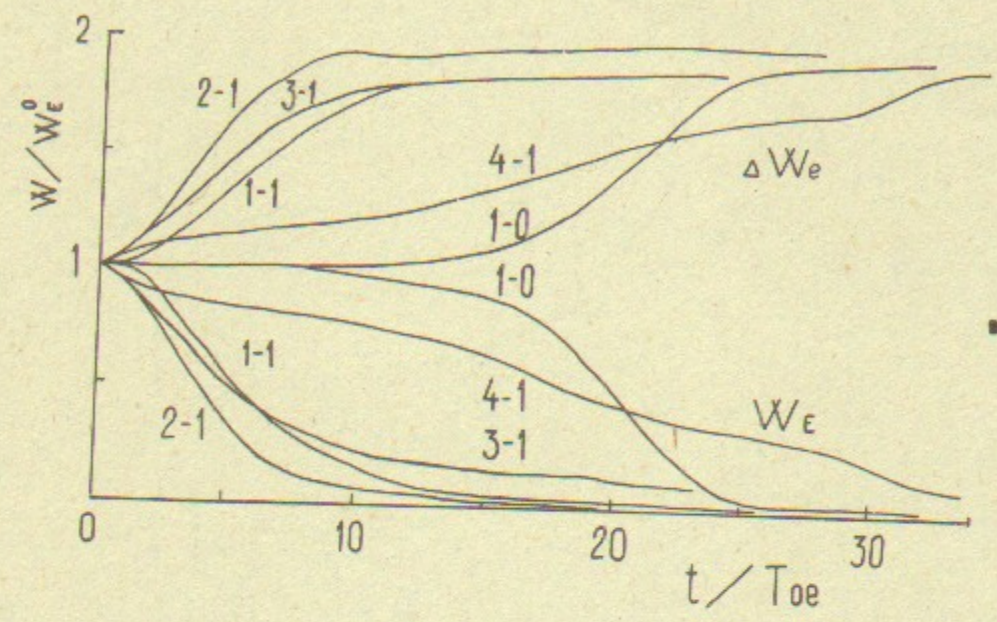


Рис.6а.

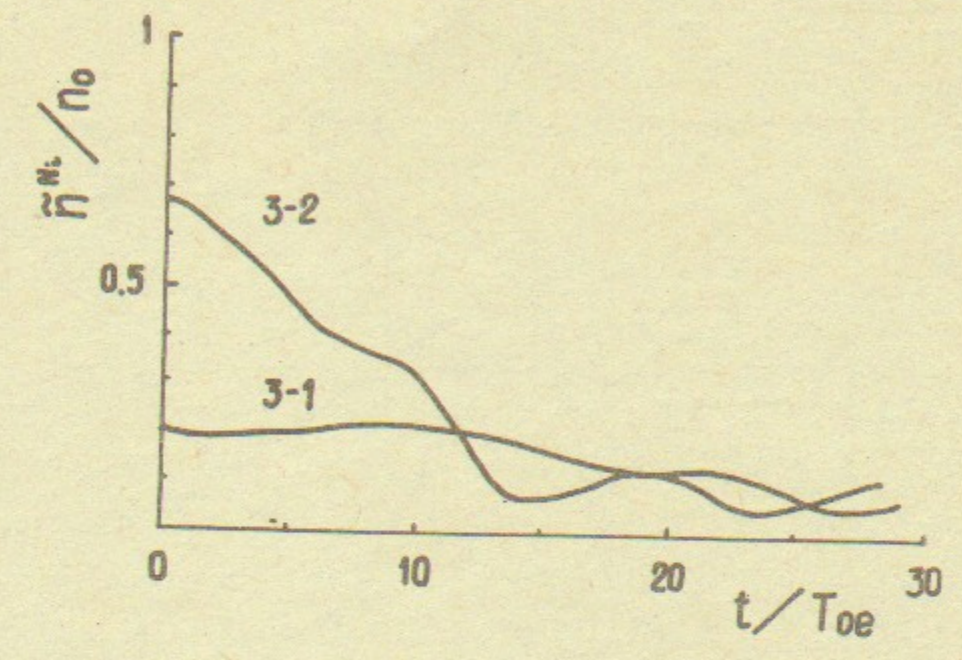


Рис.7б.

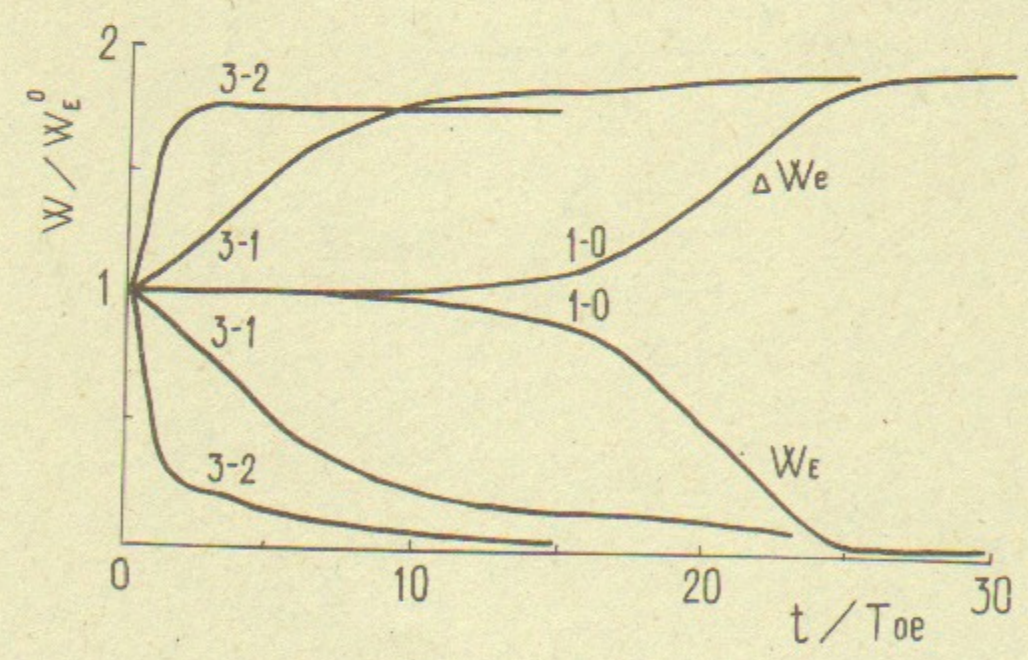


Рис.6б.

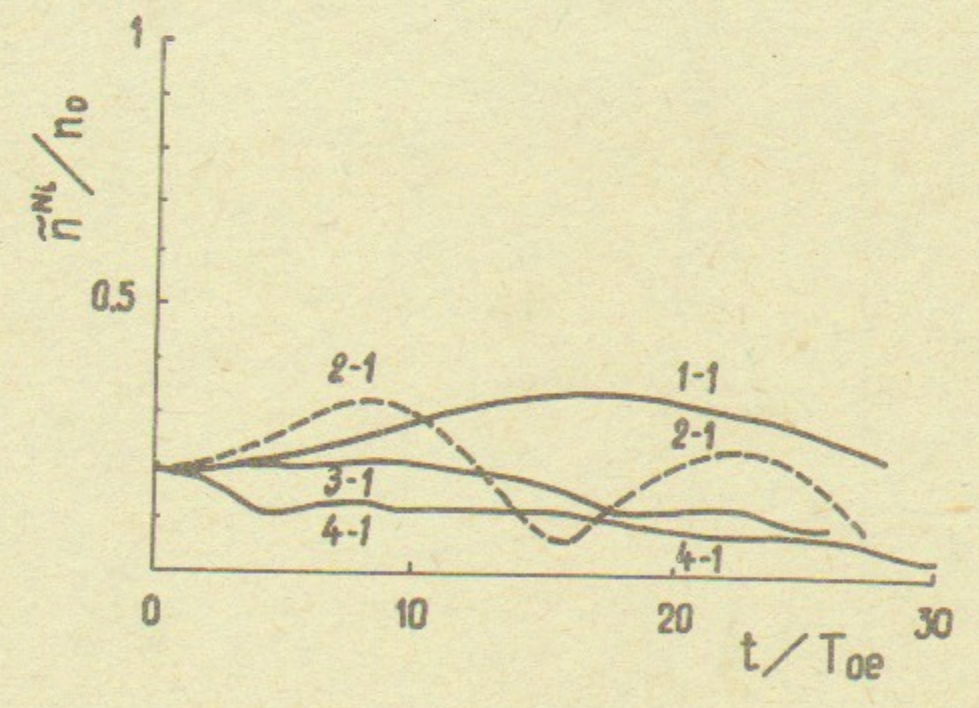


Рис.7а.

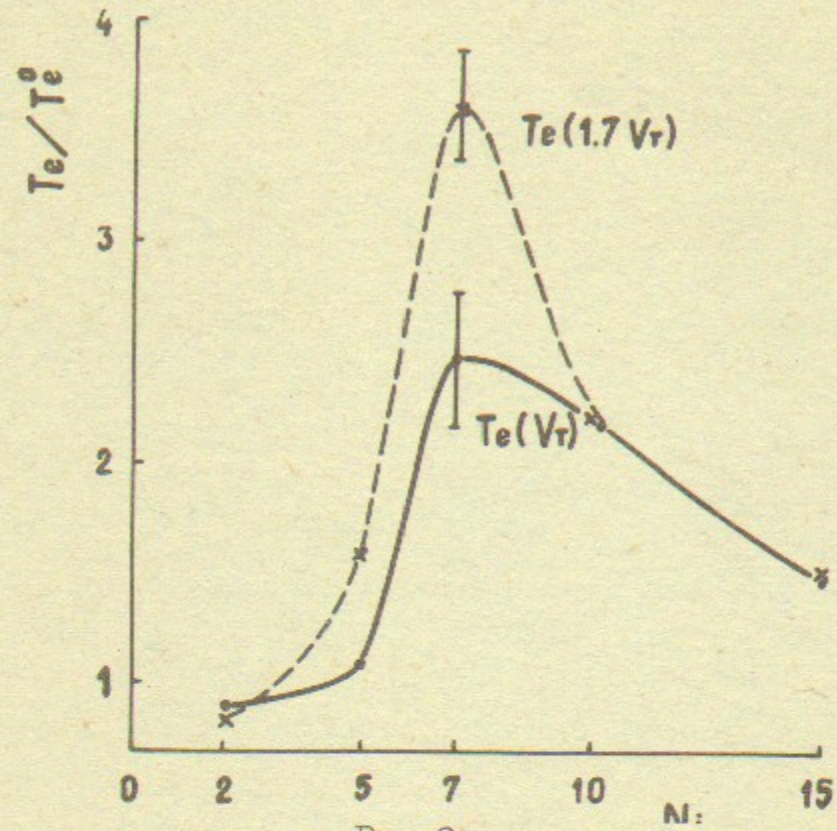


Рис. 8а.

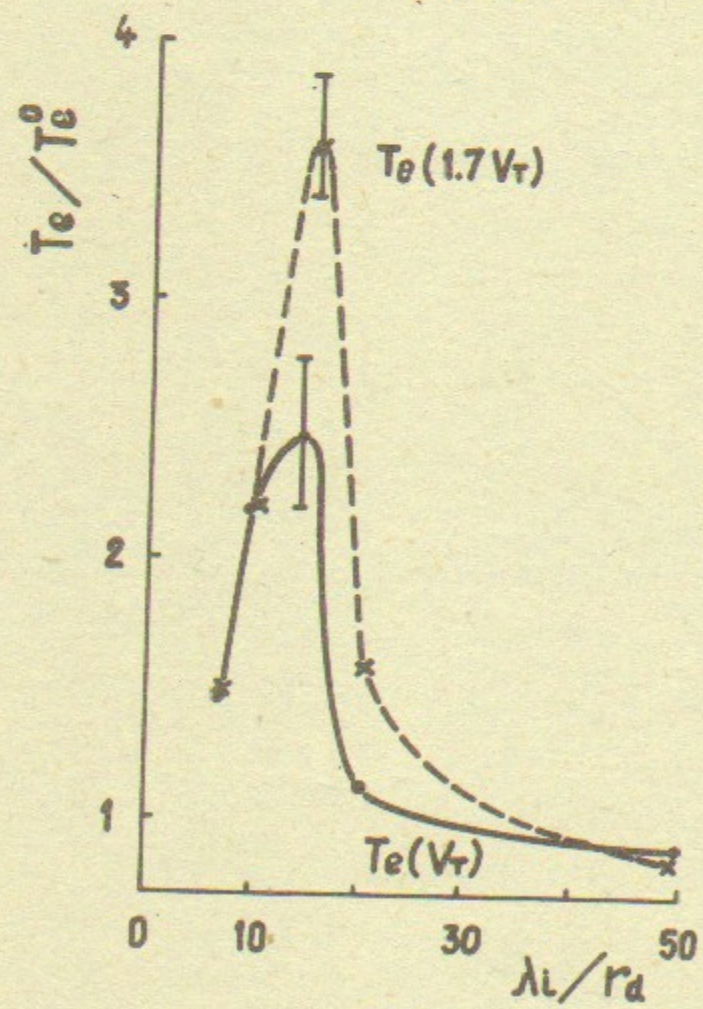


Рис. 8б.

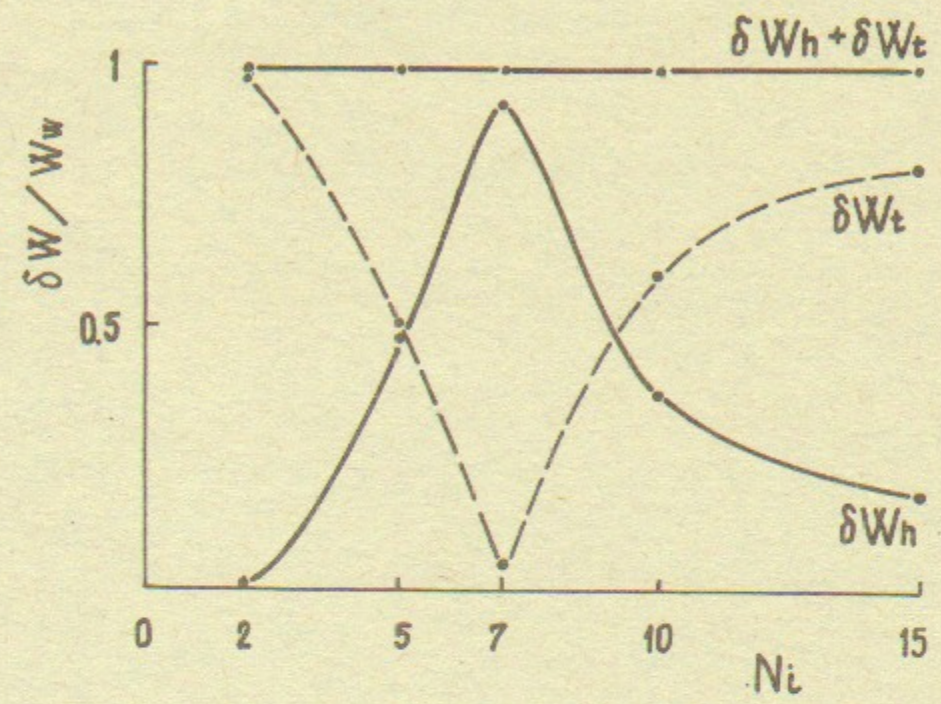


Рис. 9а.

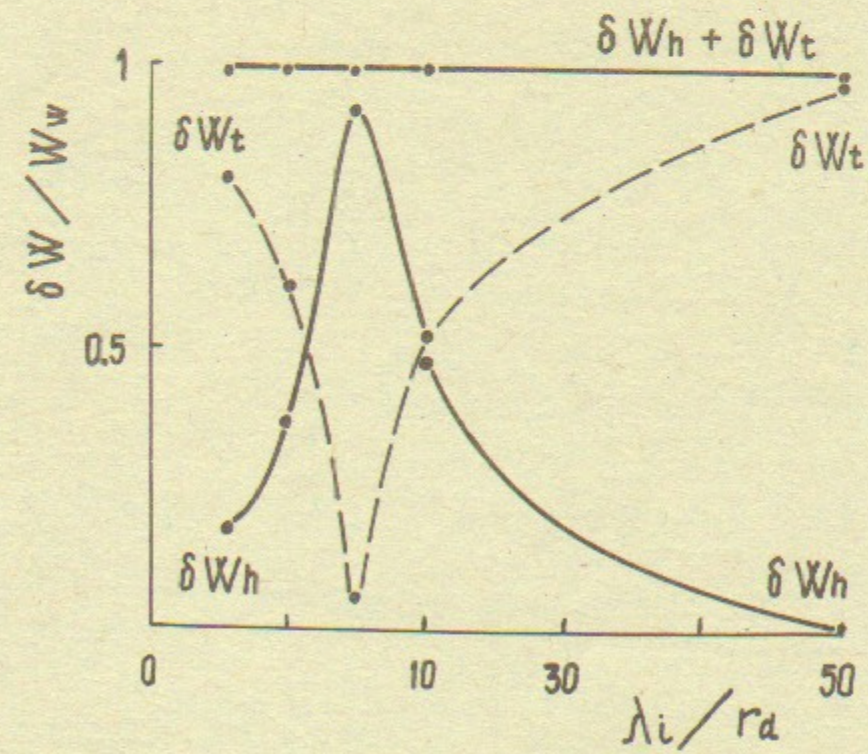


Рис. 9б.

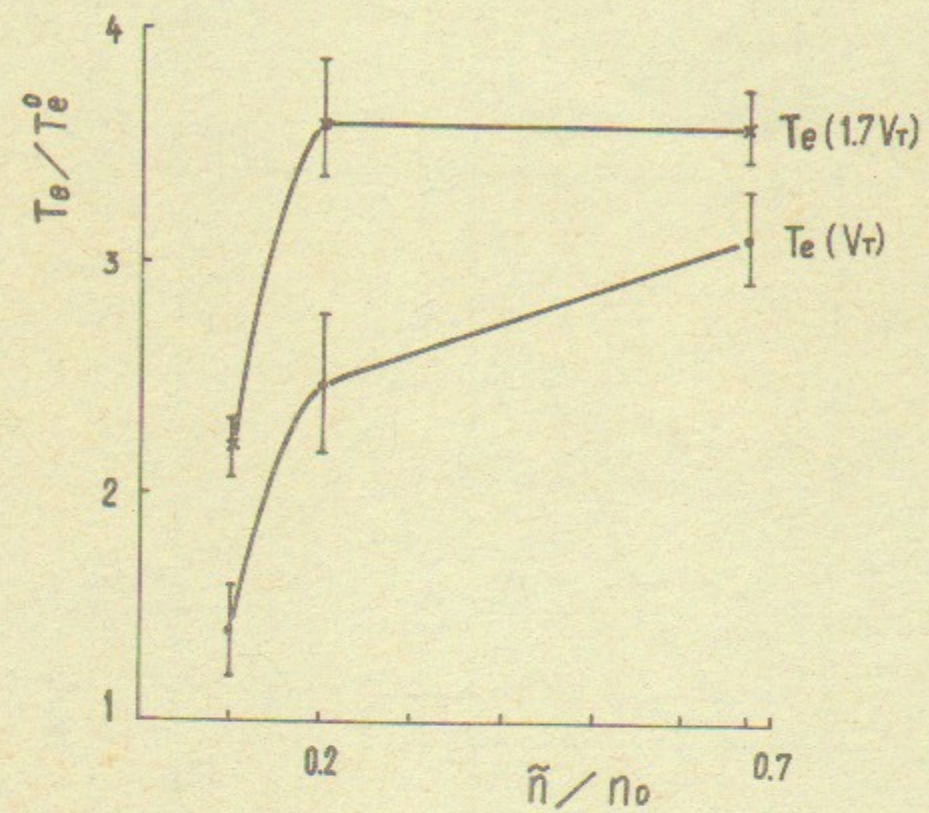


Рис. 10.

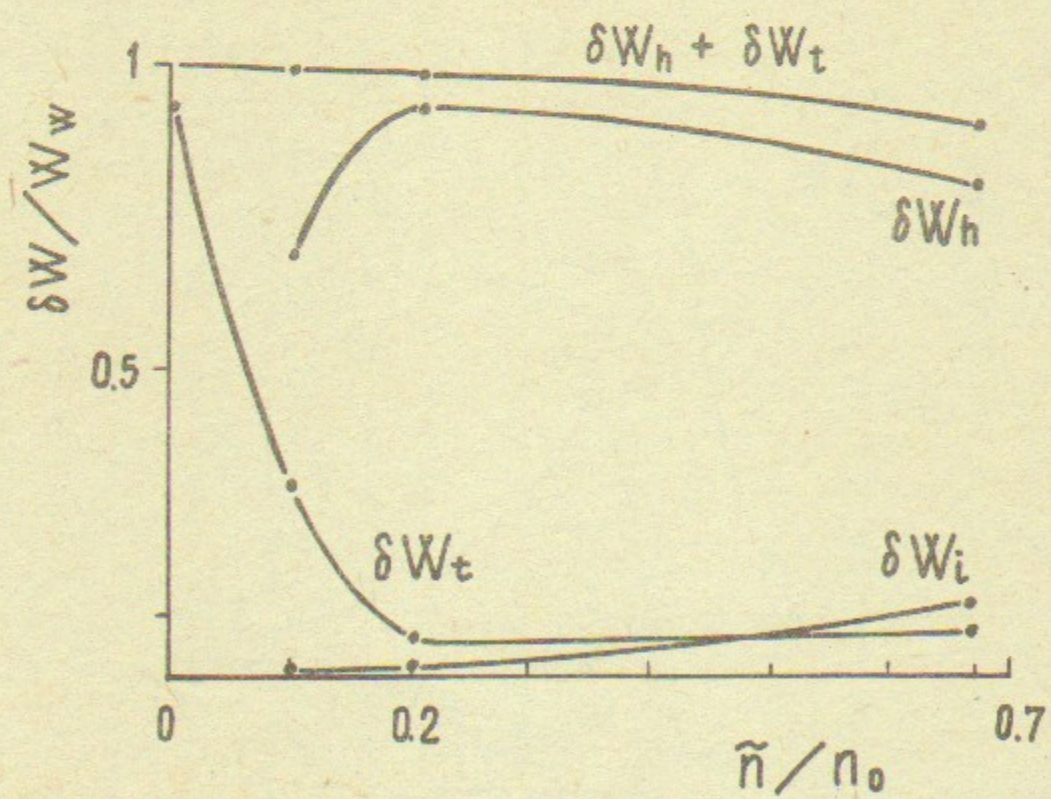


Рис. 11.

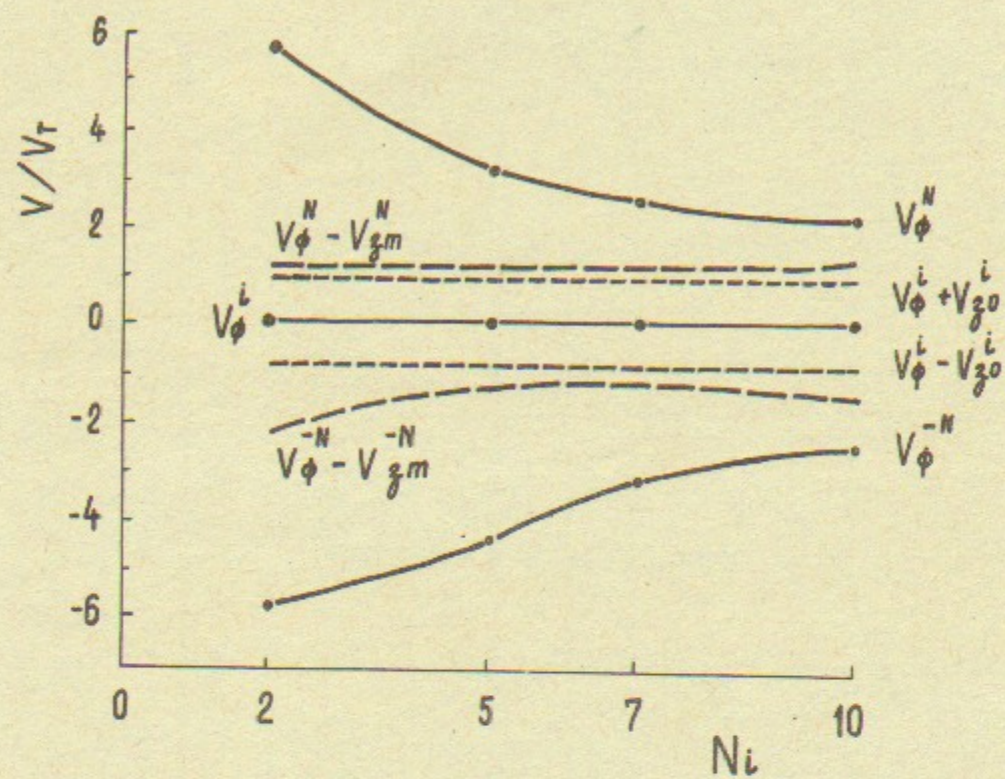


Рис. 12а.

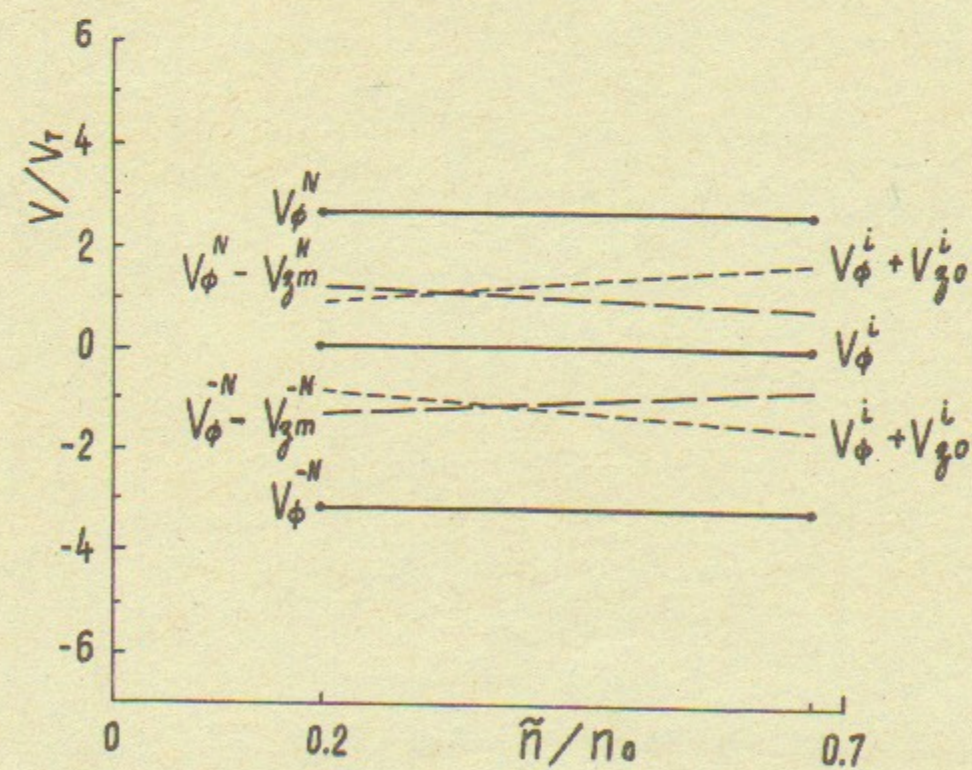


Рис. 12б.

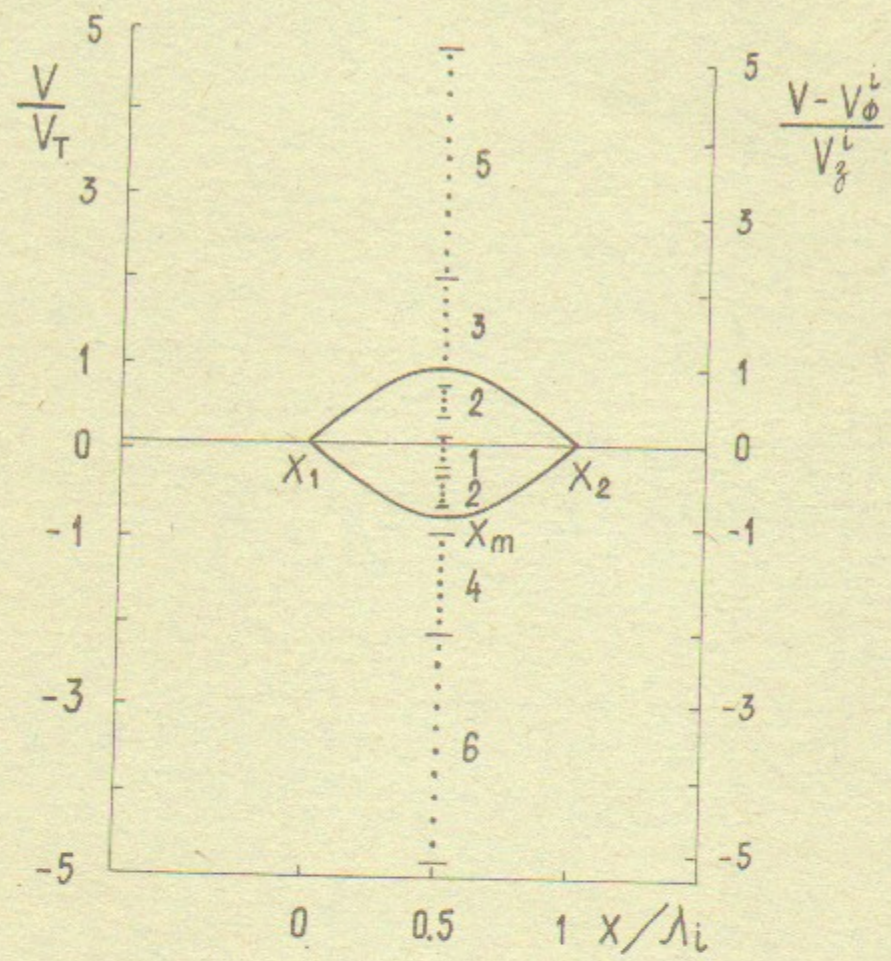


Рис. 13а.

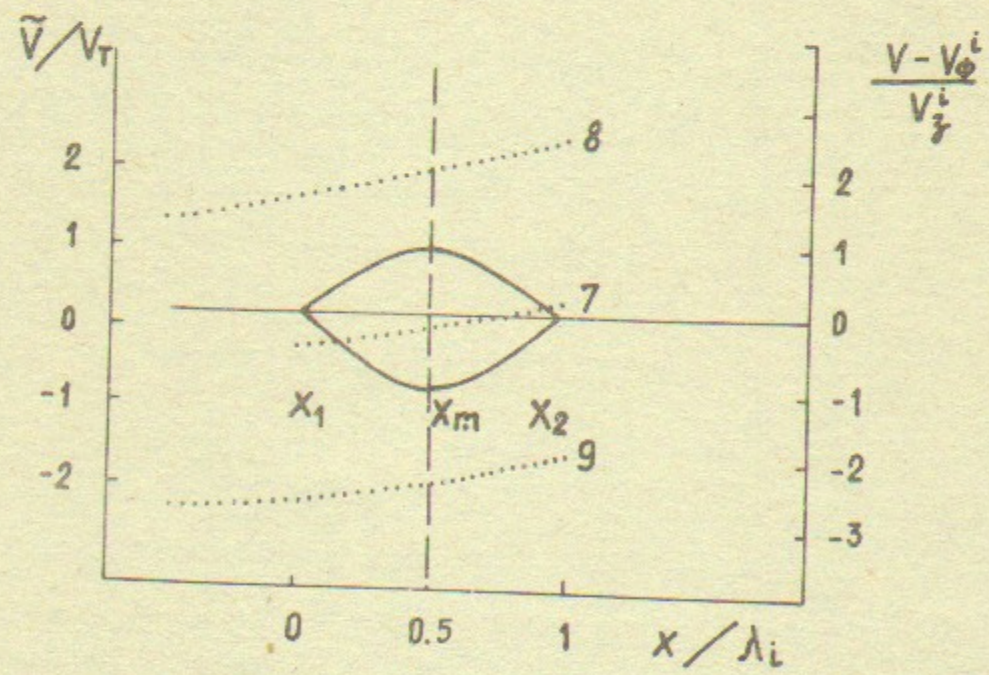


Рис. 13б.

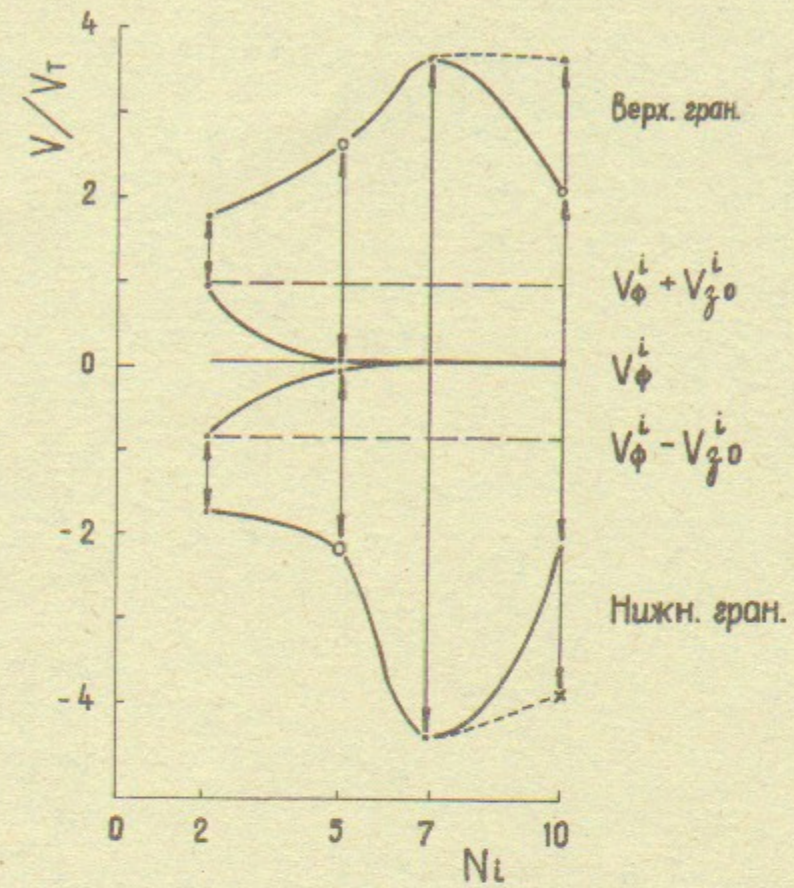


Рис. 14а.

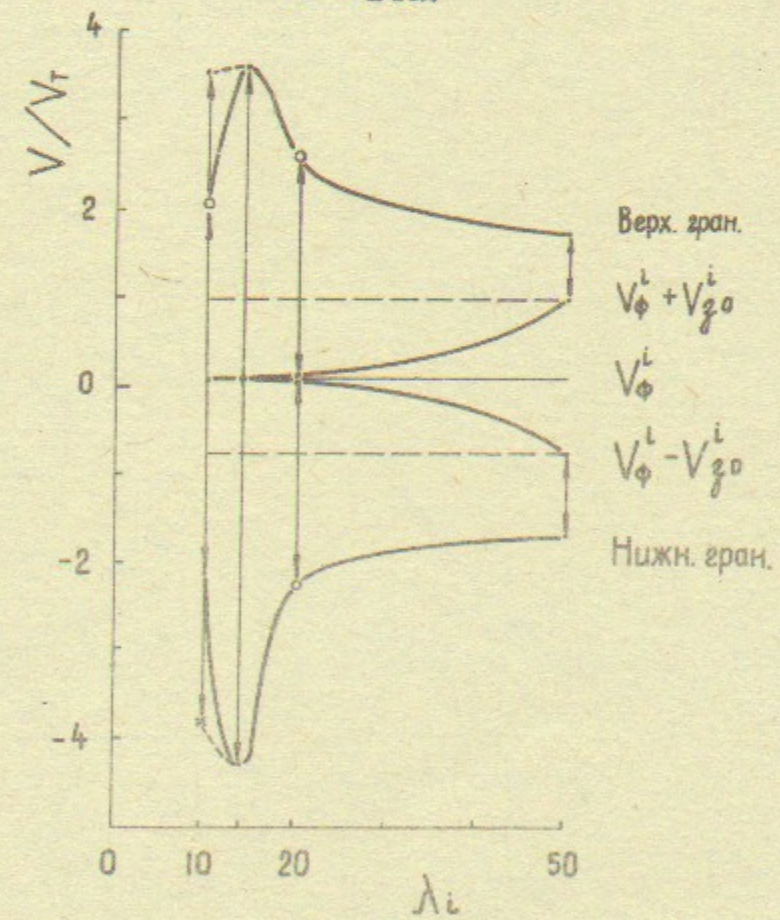


Рис. 14б.

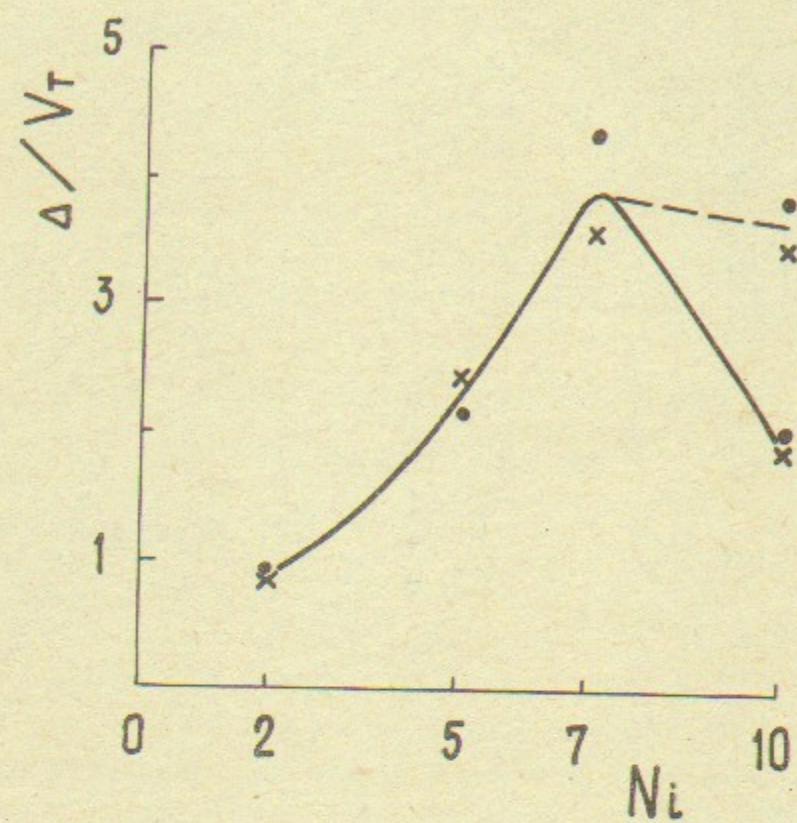


Рис.15а. x - верхний слой; • - нижний слой.

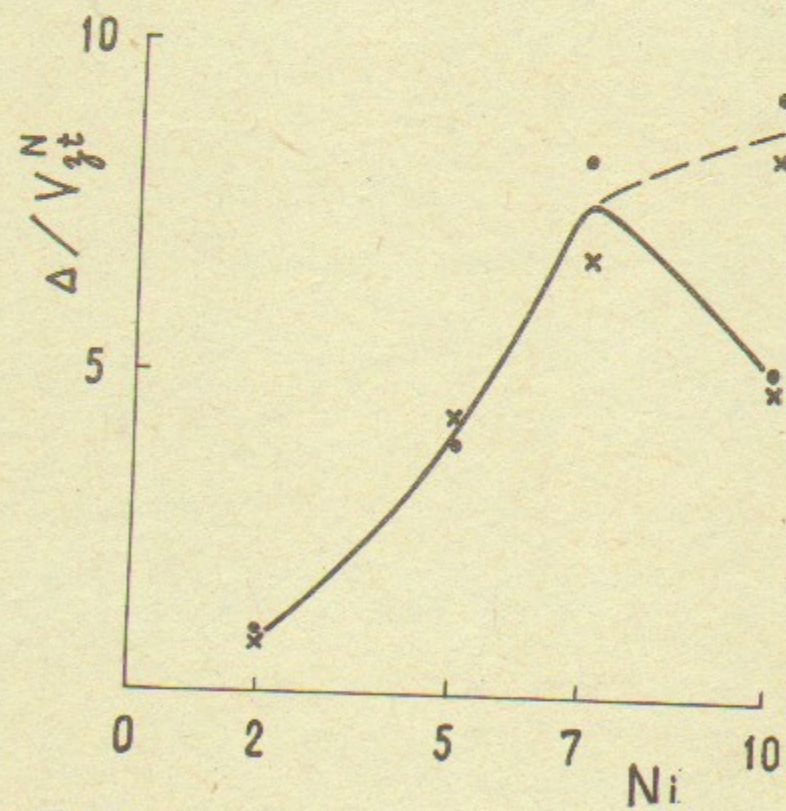


Рис.15б. x - верхний слой; • - нижний слой.

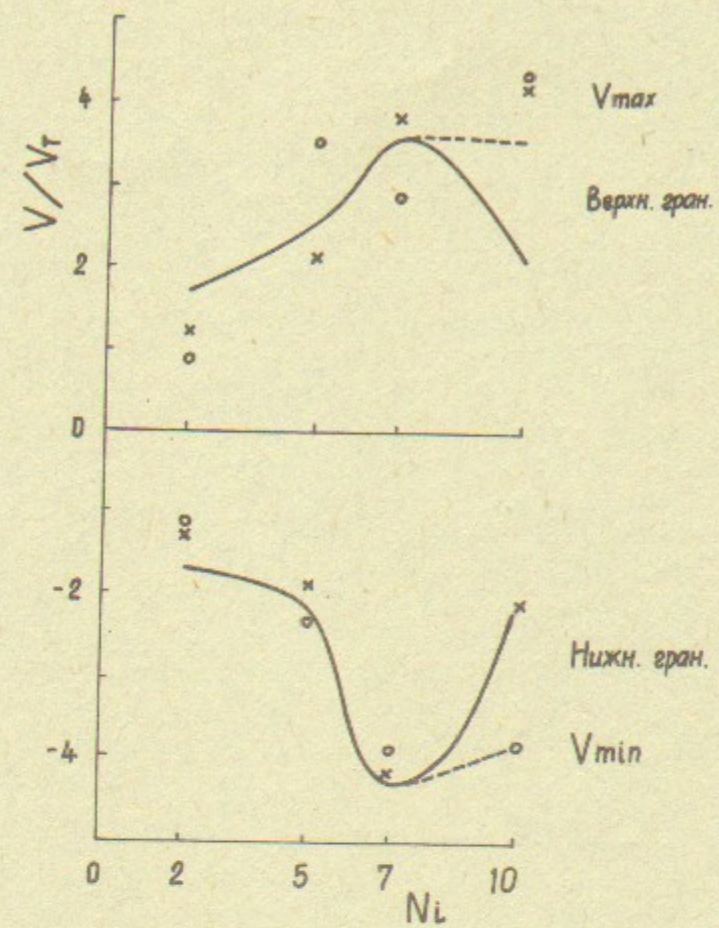


Рис.16а.

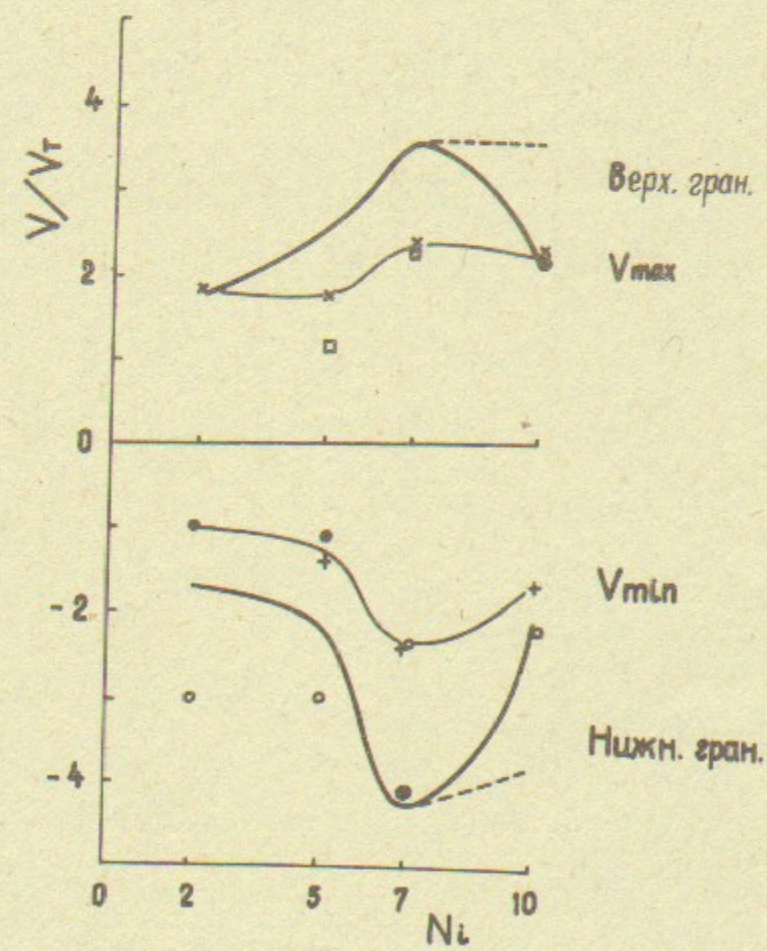


Рис.16б.

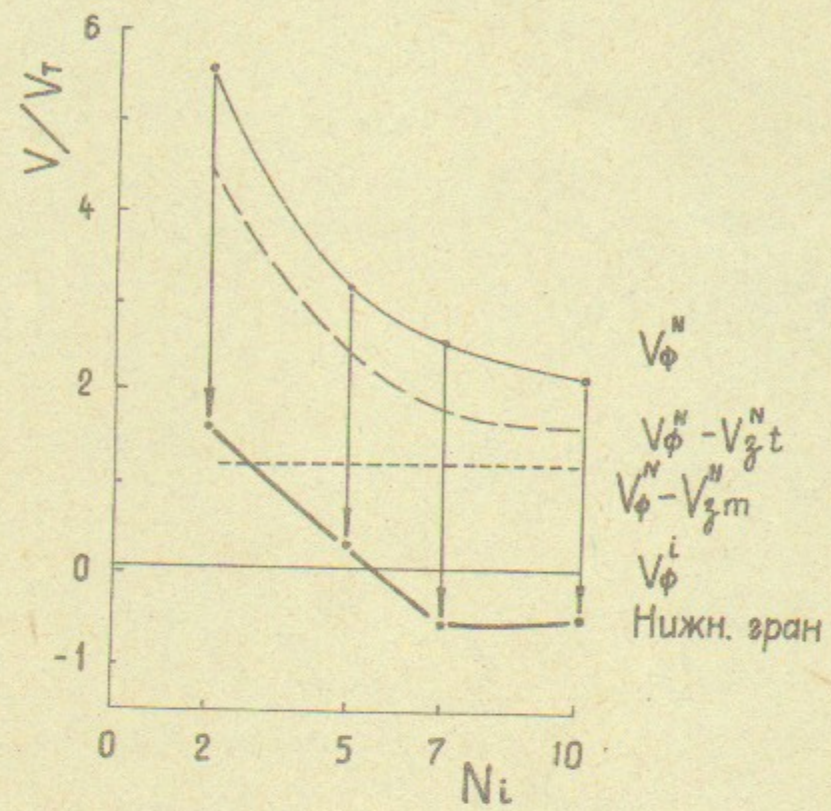


Рис. 17а.

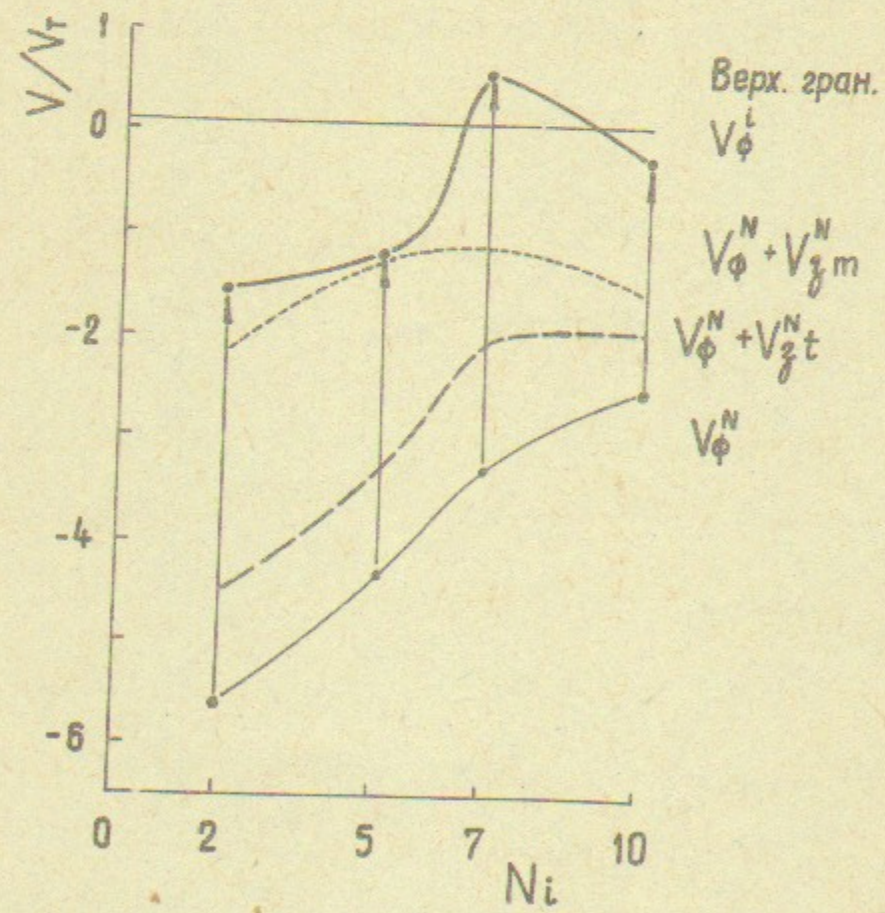


Рис. 17б.

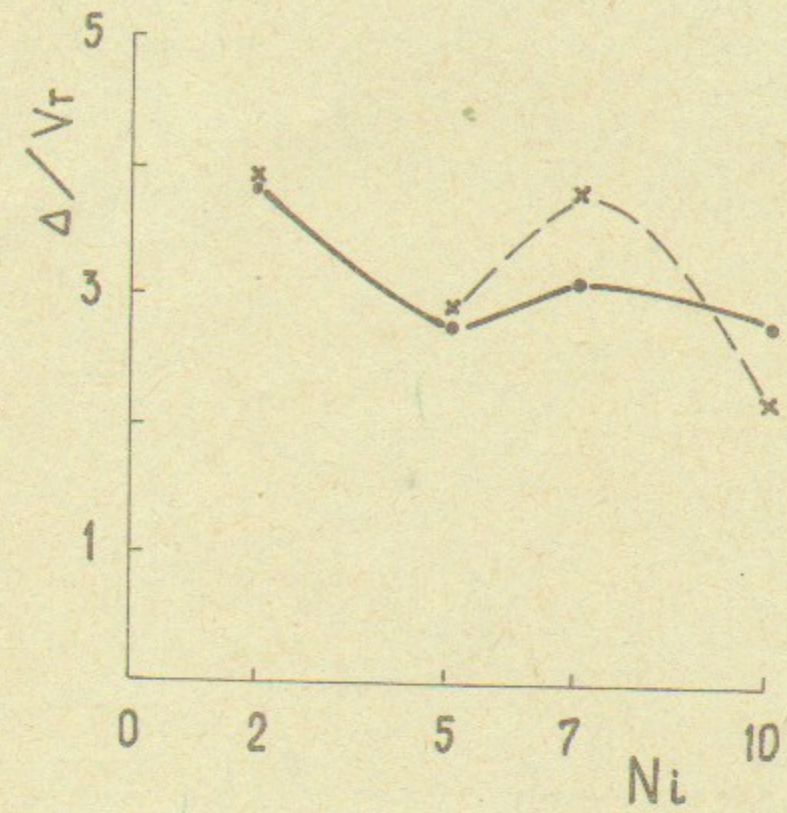


Рис. 18а. • - $N_e + N_i$, нижний слой; x - $N_e - N_i$, верхний слой.

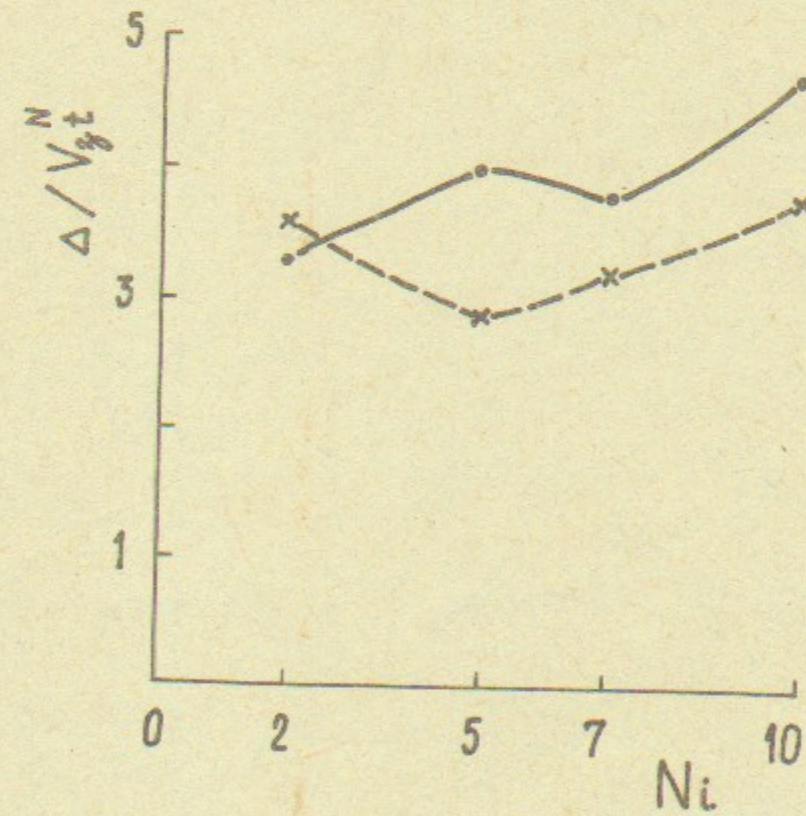


Рис. 18б. • - $N_e + N_i$, нижний слой; x - $N_e - N_i$, верхний слой.

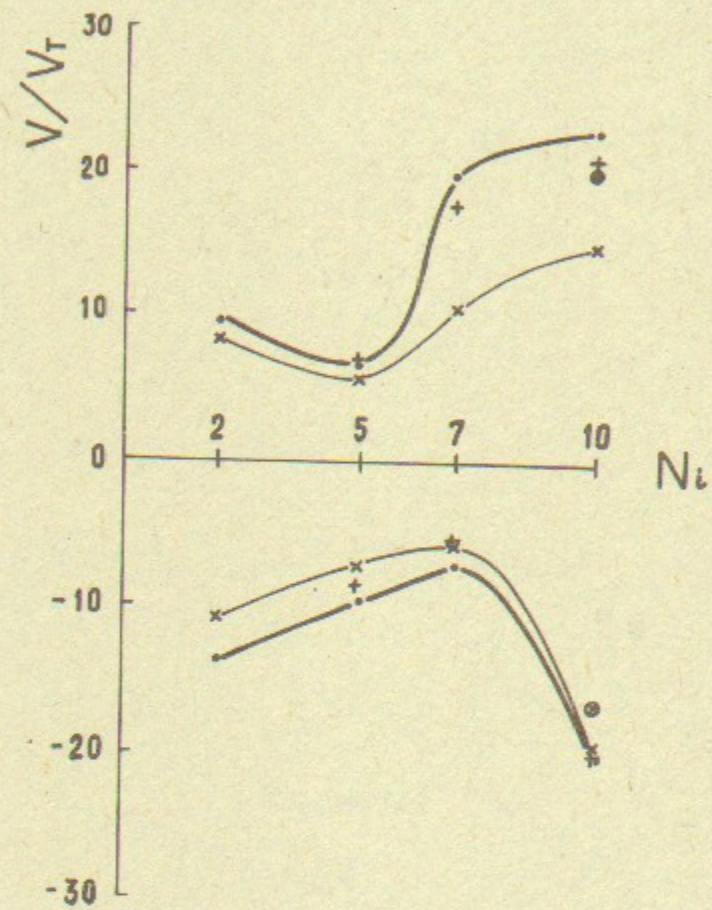


Рис.19. • - V_{max}, V_{min} электроны; x, +, ⊙ - V_{max} в группах 3, 5, 8 и V_{min} в группах 4, 6.

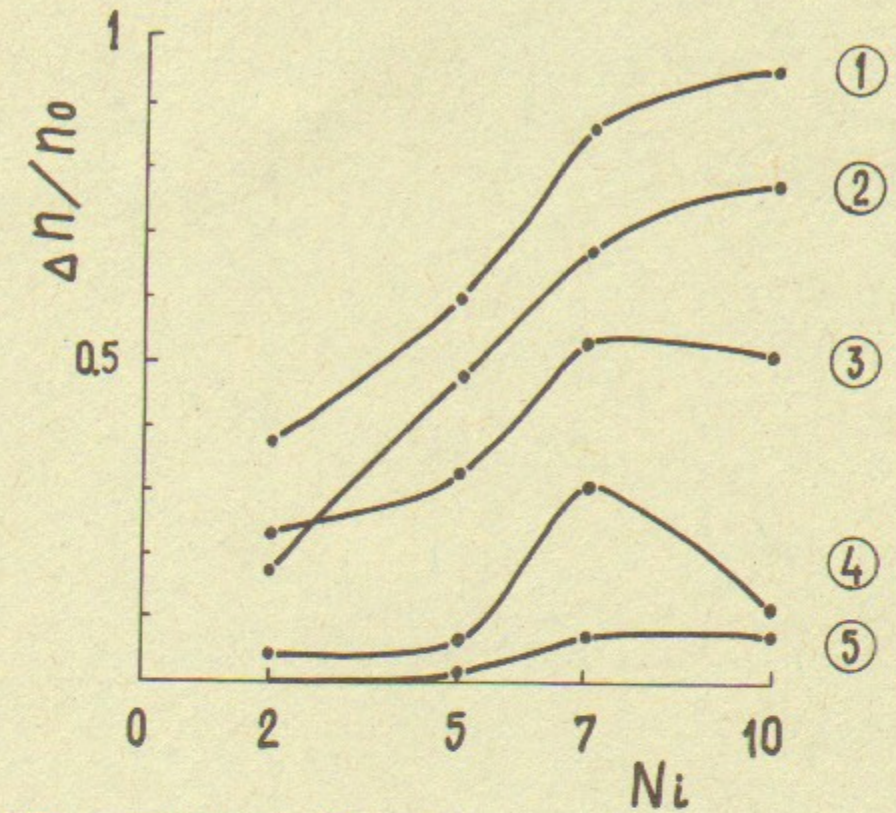


Рис.20а. Группа 7. ① - вне захвата по x и v ; ② $v > |V_{\phi}^i \pm V_{3t}^i|$; ③ $v > |\pm V_T|$; ④ $v > |\pm 2V_T|$; ⑤ $v > |V_{\phi}^{Ne} \pm N_i|$.

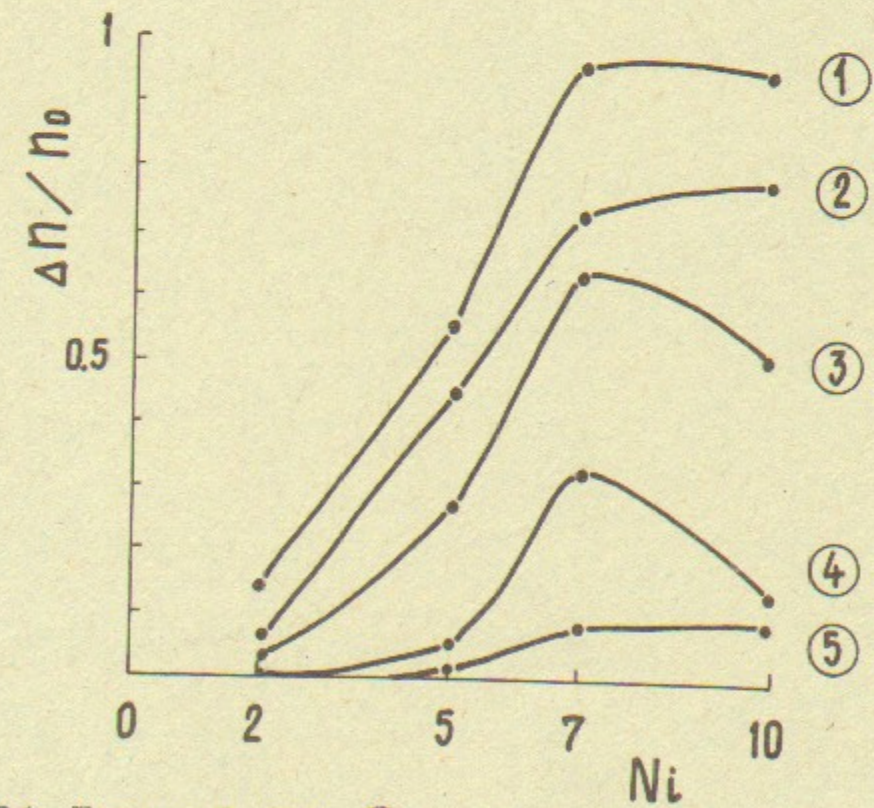


Рис.20б. Группа 1 и 2. ① - вне захвата по x и v ; ② $v > |V_{\phi}^i \pm V_{3t}^i|$; ③ $v > |\pm V_T|$; ④ $v > |\pm 2V_T|$; ⑤ $v > |V_{\phi}^{Ne} \pm N_i|$.

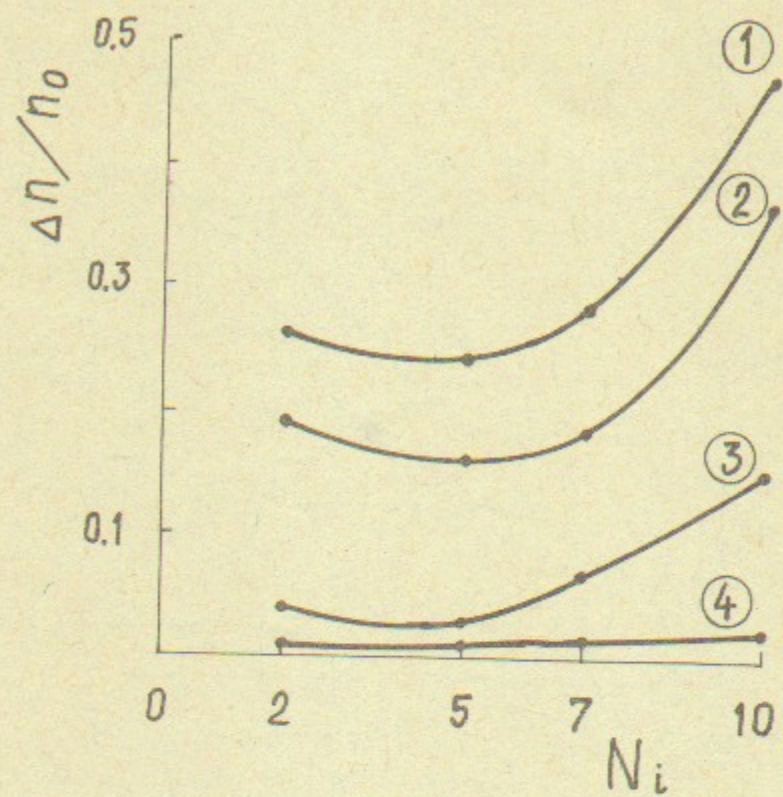


Рис.20в. Группа 3. ① $v < v_T$; ② $v < v_{\phi}^i$; ③ $v < |-v_T|$; ④ $v < |-2v_T|$.

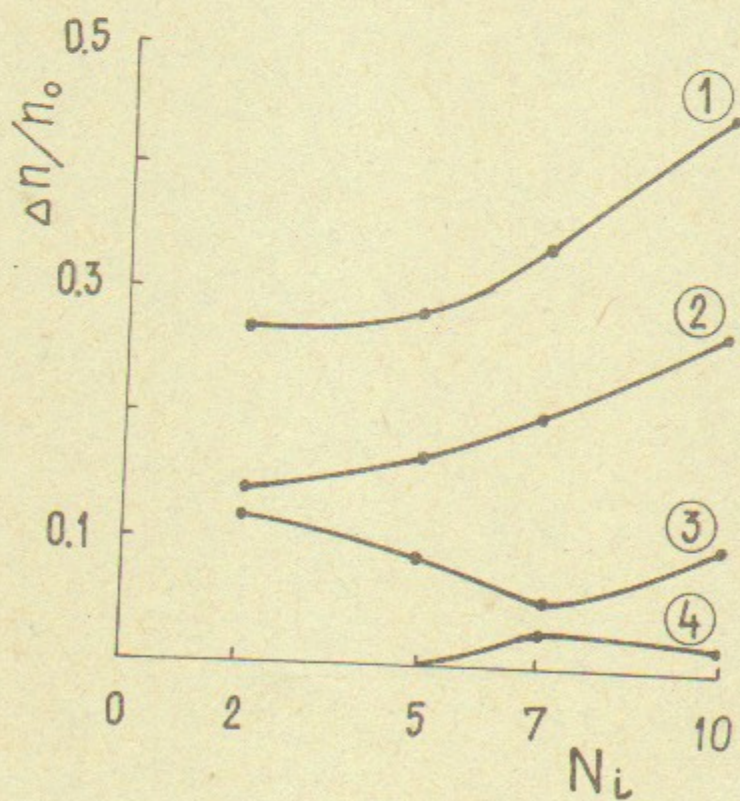


Рис.20г. Группа 4. ① $v > |-v_T|$; ② $v > v_{\phi}^i$; ③ $v > v_T$; ④ $v > 2v_T$.

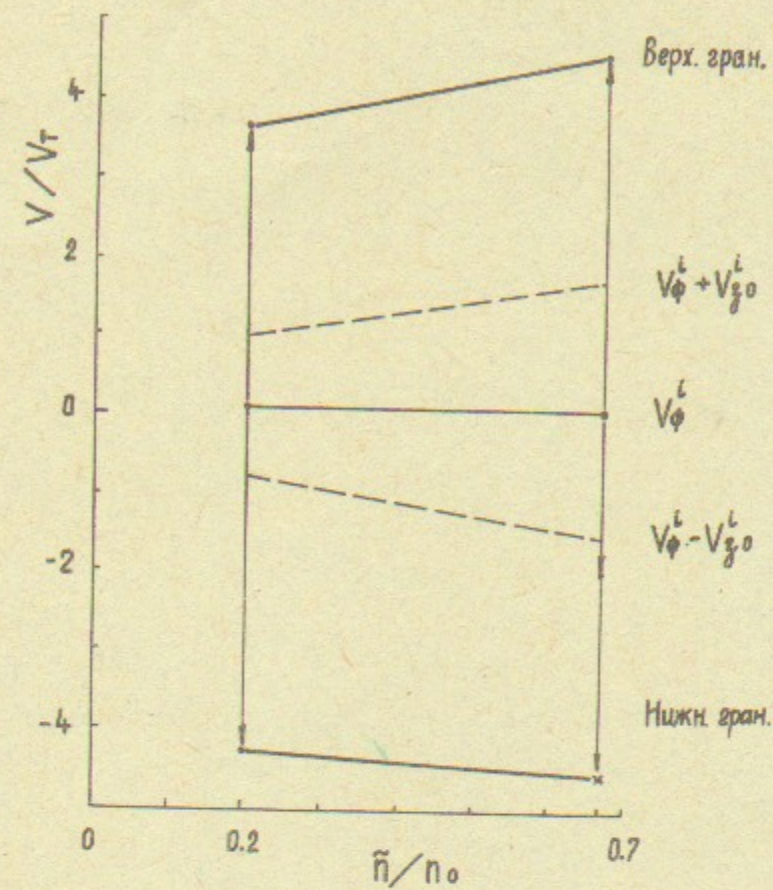


Рис.21.

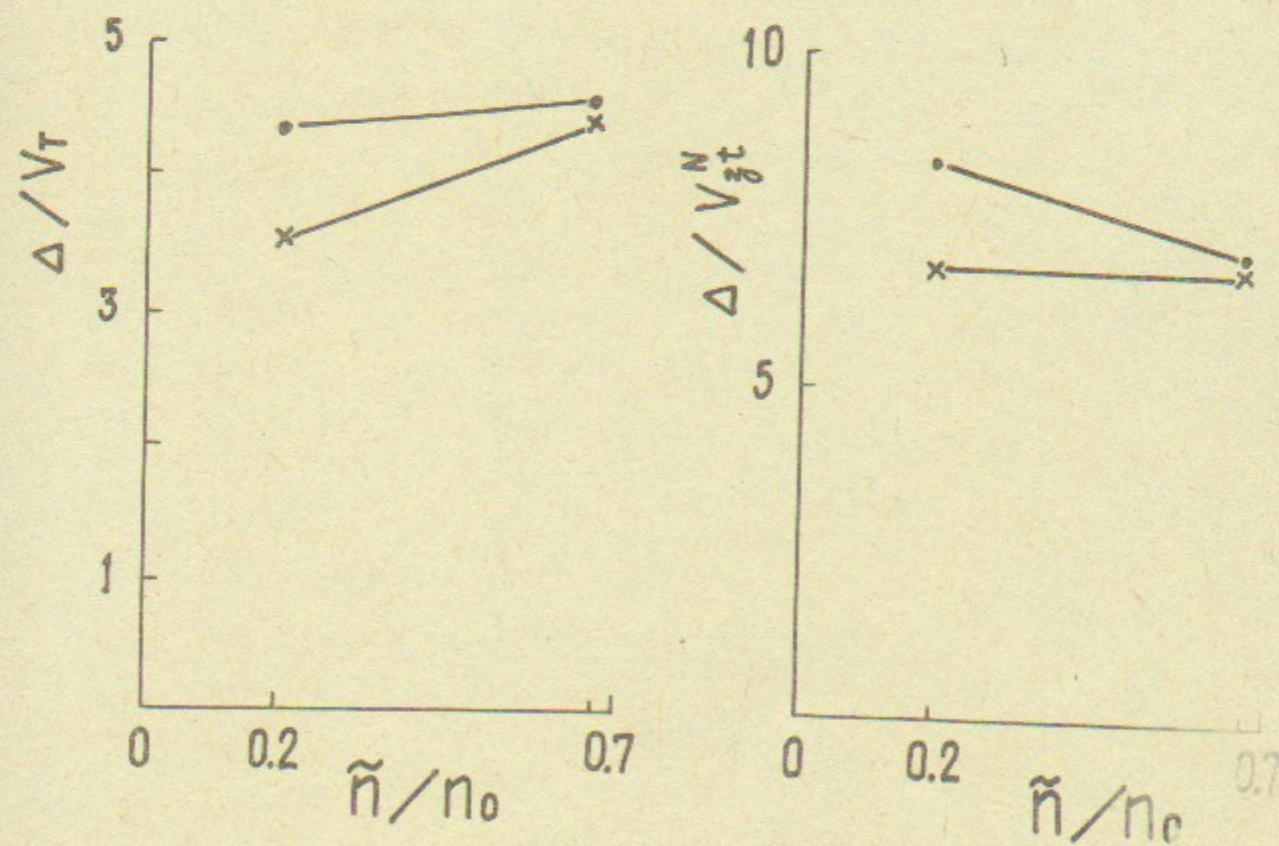


Рис.22а. x - верхний слой; • - нижний слой.

Рис.22б. x - верхний слой; • - нижний слой.

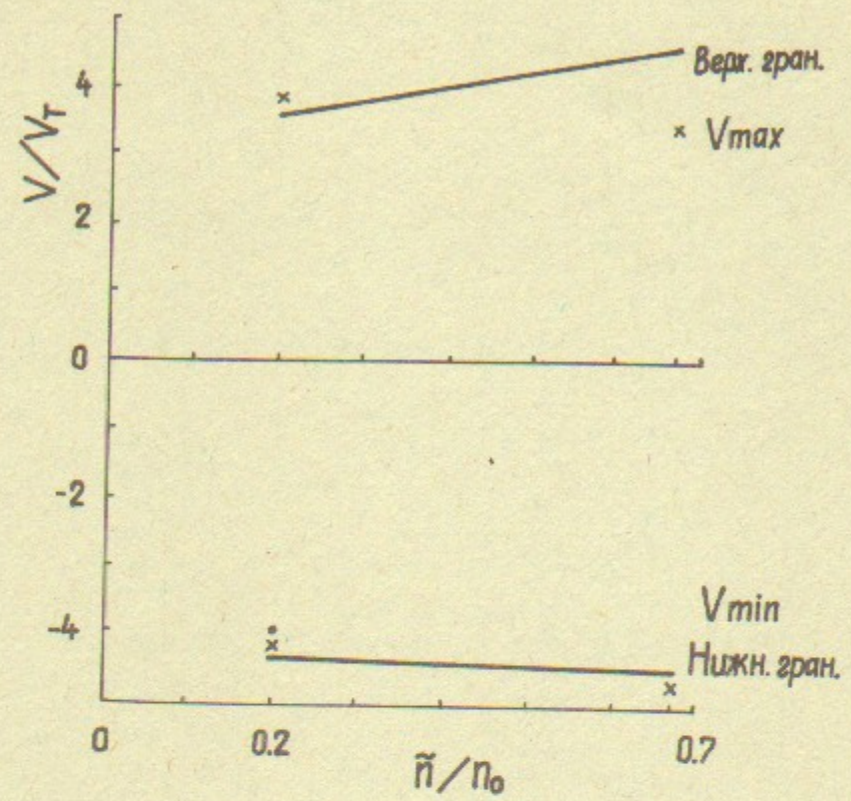


Рис. 23а.

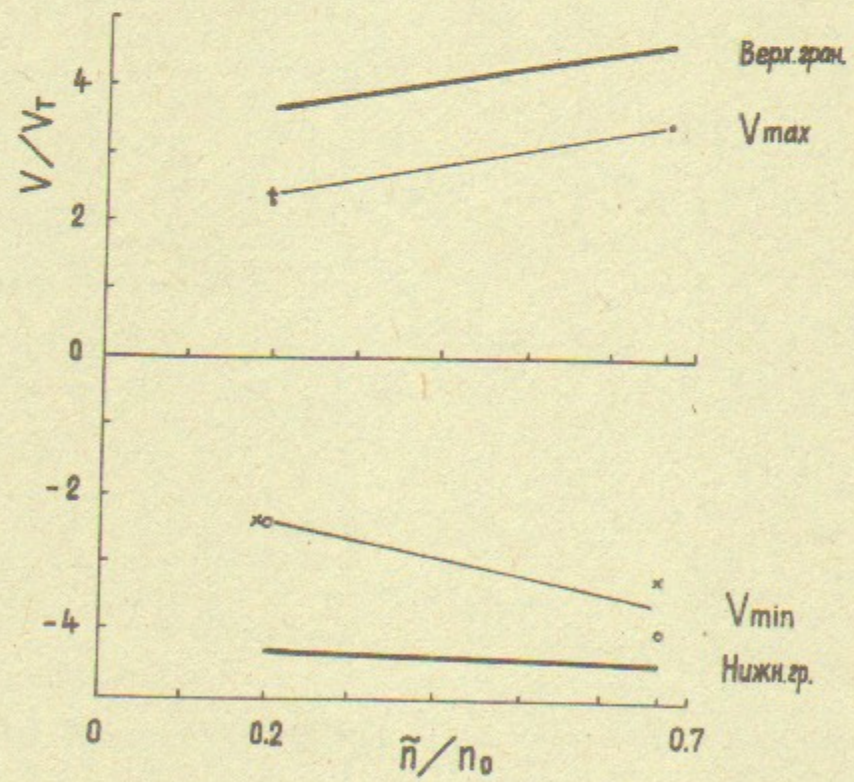


Рис. 23б.

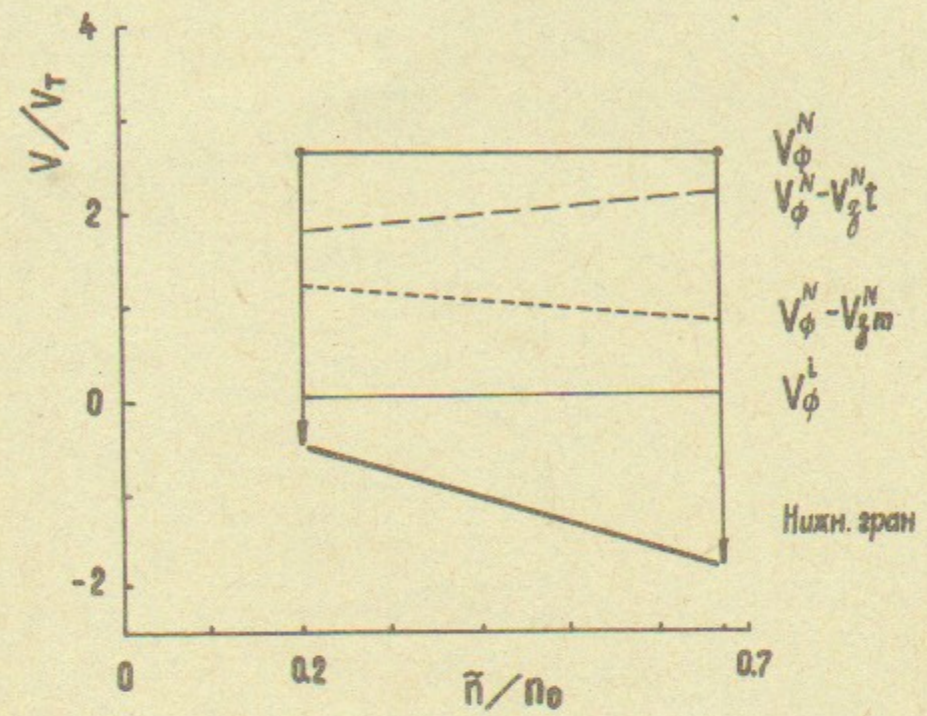


Рис. 24а.

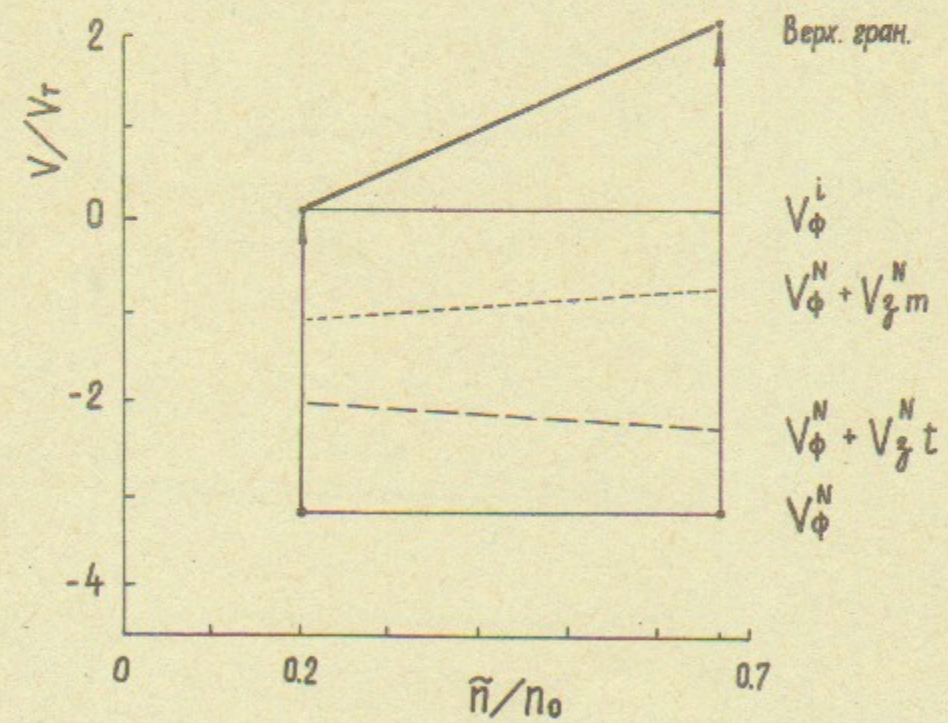


Рис. 24б.

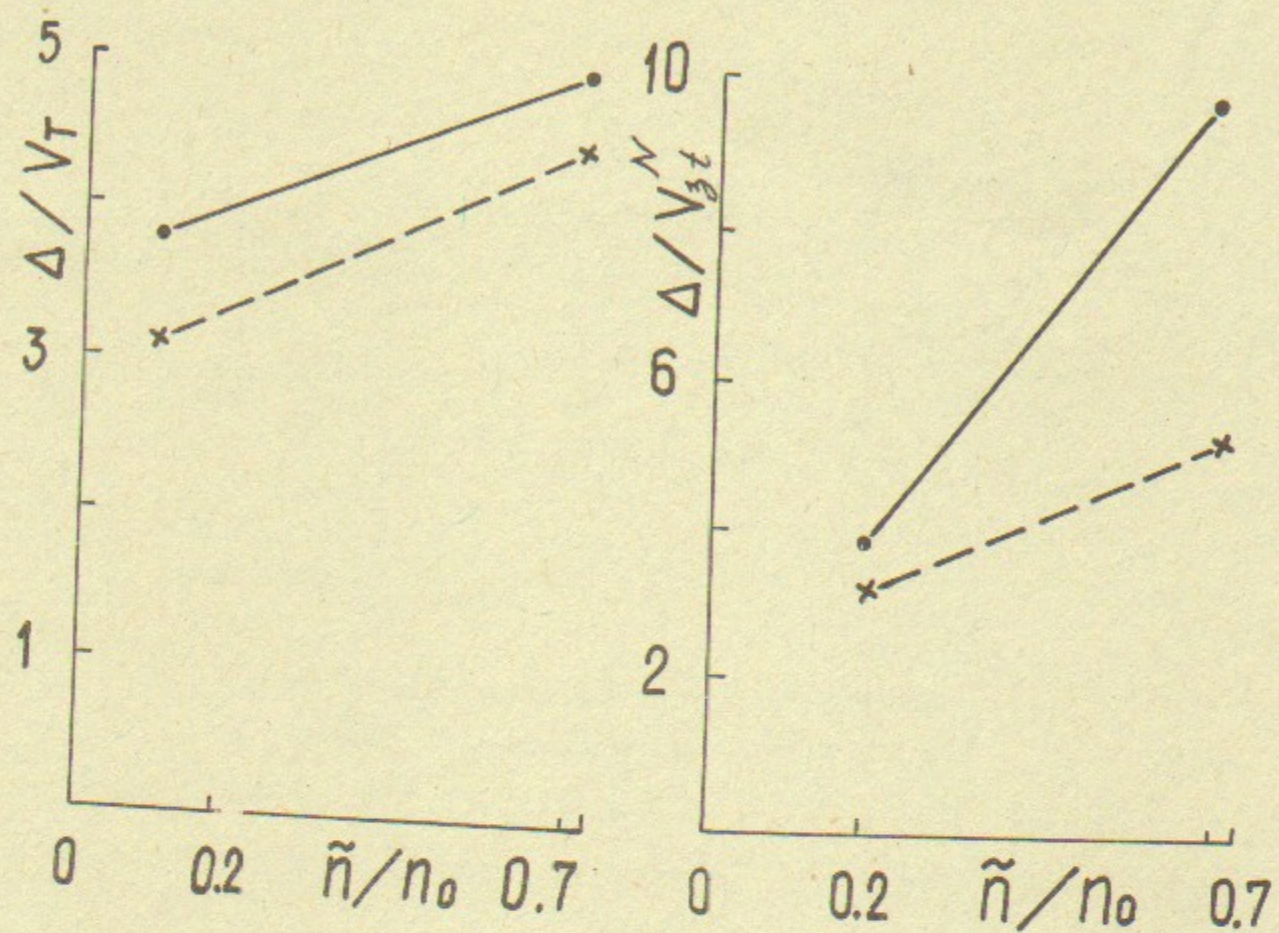


Рис.25а. $\times N_e - N_i$ - верхний слой;
 $\bullet N_e + N_i$ - нижний слой.

Рис.25б. $\times N_e - N_i$ - верхний слой;
 $\bullet N_e + N_i$ - нижний слой.

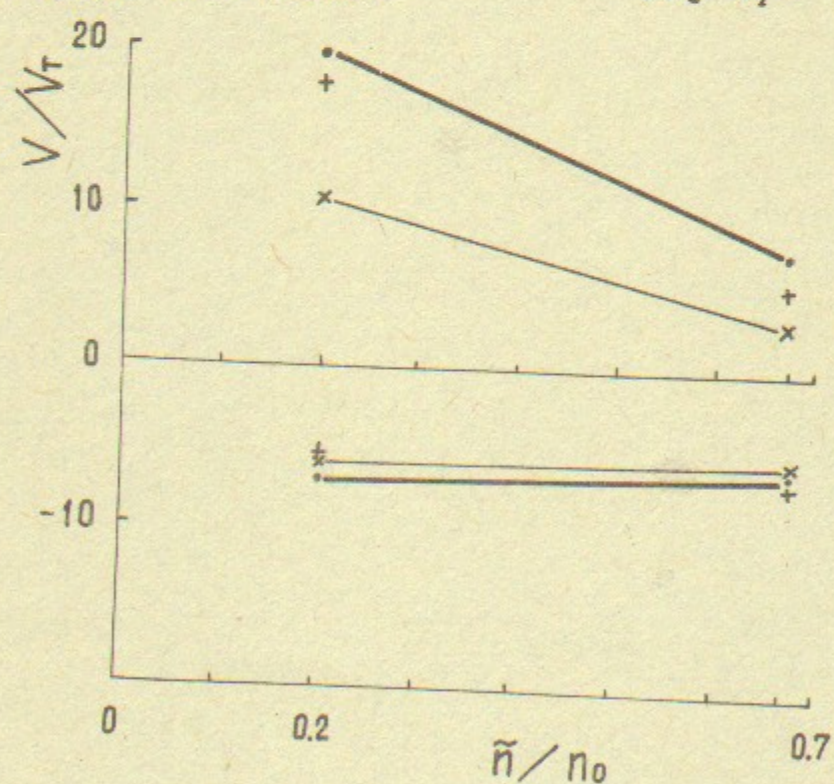


Рис.26. $\bullet - V_{max}, V_{min}$ электроны; $\times, + - V_{max}$ в группах 3,5
и V_{min} в группах 4,6.

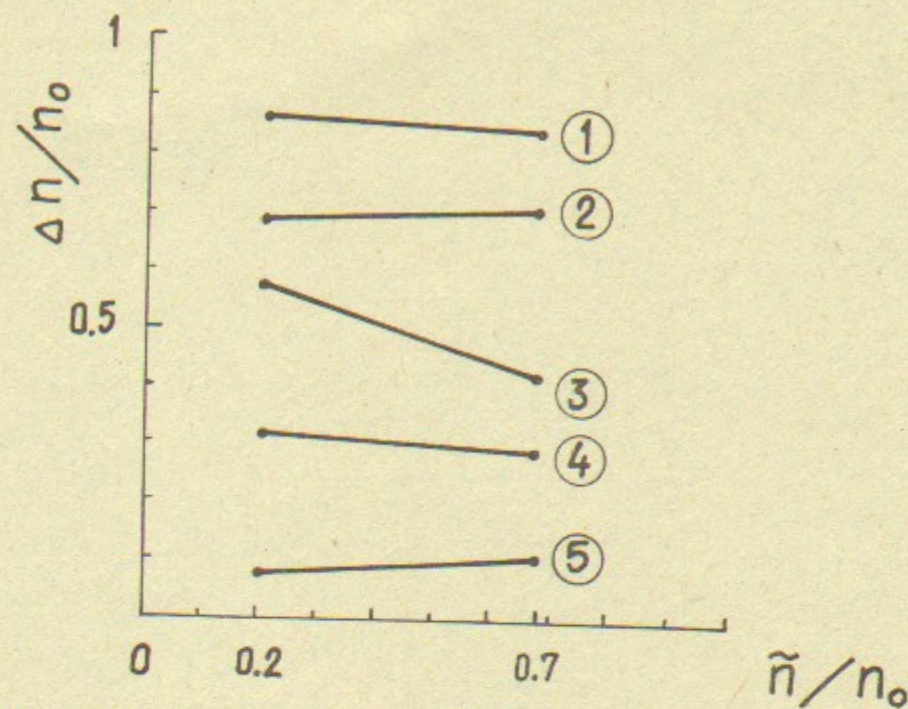


Рис.27а. Группа 7. $V_0^0 = 0$. ① - вне области захвата по x и v ; ② $v > |V_\phi \pm V_{3t}^i|$; ③ $v > | \pm V_T |$; ④ $v > | \pm 2V_T |$; ⑤ $v > |V_\phi^{Ne+N_i}|$.

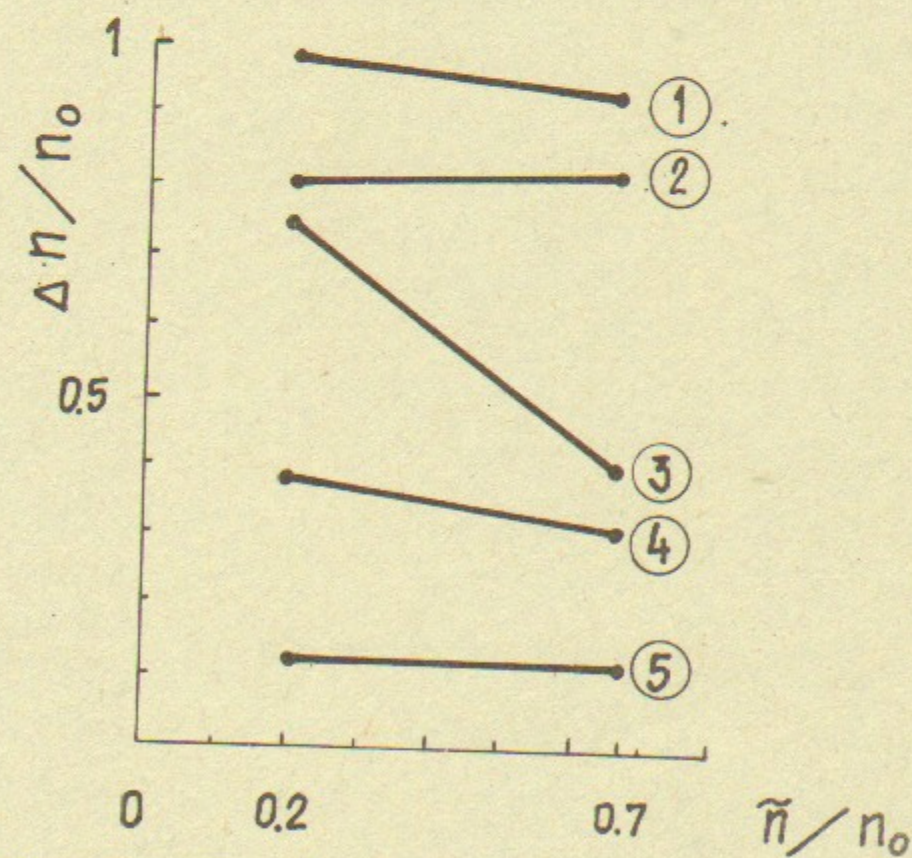


Рис.27б. Группа I. ① - вне области захвата по x и v ; ② $v > |V_\phi^i \pm V_{3t}^i|$; ③ $v > | \pm V_T |$; ④ $v > | \pm 2V_T |$; ⑤ $v > |V_\phi^{Ne \pm Ni}|$.

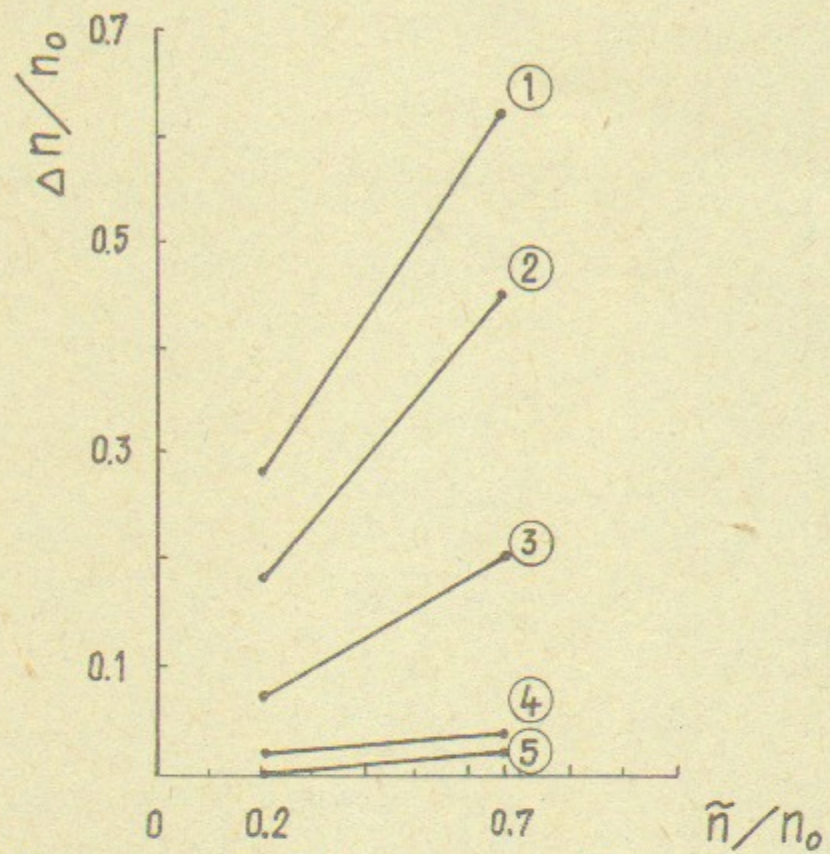


Рис.27в. Группа 3. ① $-v < v_T$; ② $-v < v_\phi^i$; ③ $v < |-v_T|$; ④ $v < |-2v_T|$; ⑤ $v < |v_\phi^{Ne-Ni}|$.

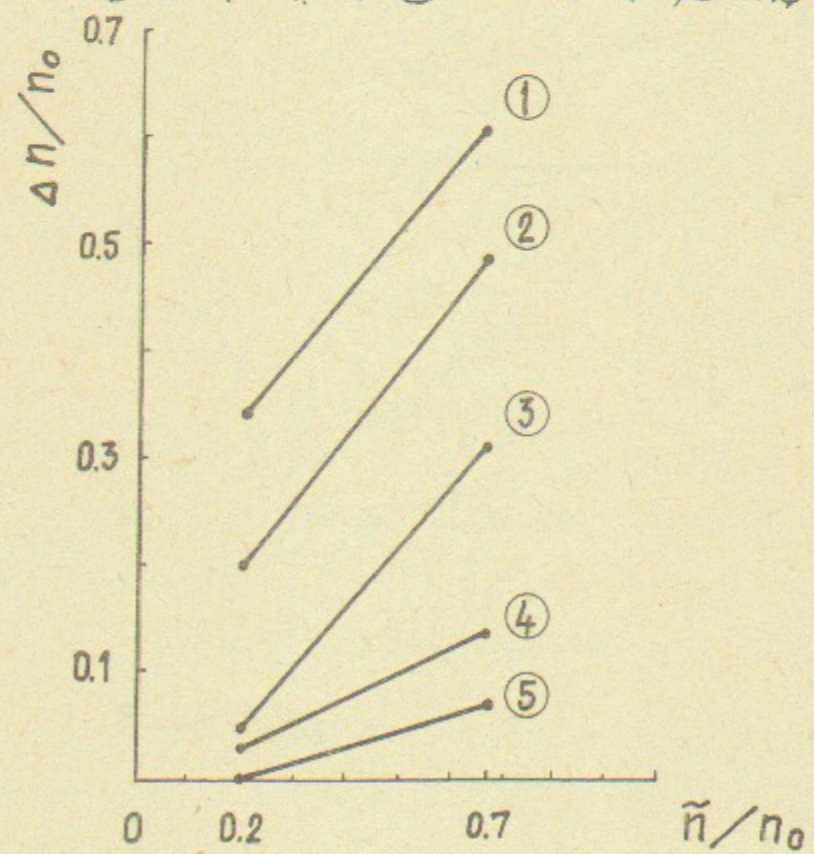


Рис.27г. Группа 4. ① $v > |-v_T|$; ② $v > v_\phi^i$; ③ $v > v_T$; ④ $v > 2v_T$; ⑤ $v > v_\phi^{Ne+Ni}$.

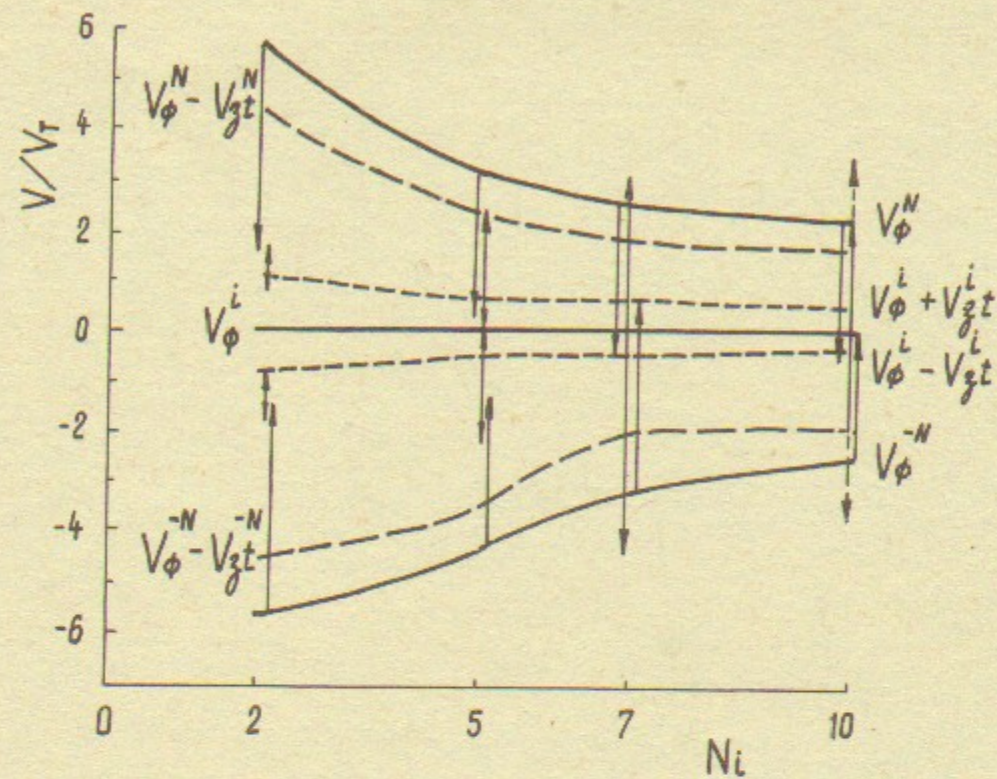


Рис.28а.

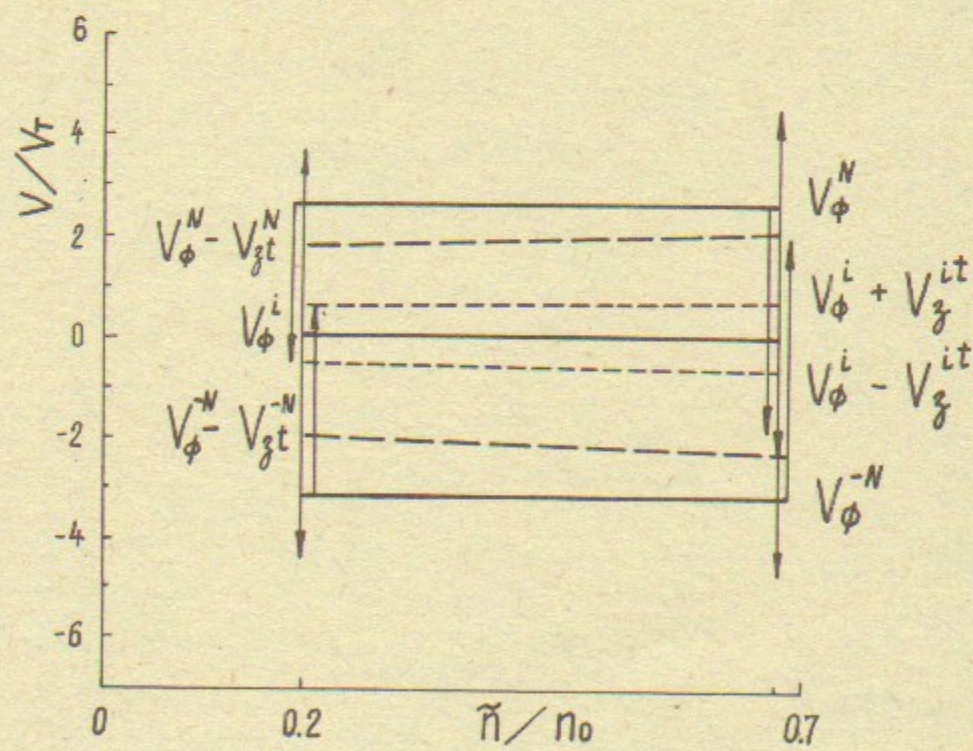


Рис.28б.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ С ИОННО-ЗВУКОВОЙ.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. IУ.

Препринт
№ 89-106

Работа поступила - 4 июля 1989г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 7.07.1989г. МН 10321
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.3,7 печ.л., 3,0 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 106.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90