

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР  
Горьковский ордена Трудового Красного Знамени  
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

---

П р е п р и н т № 162

НАГРЕВ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ КОРОТКОВОЛНОВЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

М. А. Иткина  
Д. С. Котик  
З. Н. Кротова  
С. В. Подяков  
В. О. Рапопорт

Г о р ь к и й 1983

УДК 551.510.535

Приведены результаты теоретических расчётов характера изменений физических параметров нижней ионосферы под действием мощного радиоизлучения на частотах декаметрового диапазона. Показано, что все ионосферные исследования нелинейных эффектов следует проводить с учётом влияния вариаций поглощения радиоволн в нижней ионосфере в соответствии с мощностью и рабочей частотой передатчика, а также в зависимости от времени суток, сезона и других геофизических условий.

Измерения и теоретические оценки степени модификации параметров нижней ионосферы под действием мощного радиоизлучения интересуют в настоящее время большую группу исследователей. Этот интерес обусловлен не только стремлением понять сложную картину физико-химических процессов в условиях возмущения ионосферной плазмы, но и стимулируется также необходимостью иметь количественные характеристики энергии радиоизлучения, поглощаемой в нижней части ионосферы, при исследованиях явлений в F-области.

Многие ионосферные явления, изучаемые радиофизическими методами, рассматриваются до сих пор без учёта влияния поглощения радиоволн в области D. Такой традиционный подход пригоден только для радиоволн малой мощности. Увеличение мощности радиоизлучения приводит к изменениям величин частоты соударений электронов с молекулами и электронной концентрации в нижней ионосфере. Эти изменения различны на разных высотах D-области. Они вызывают заметные изменения высотного хода поглощения и его величины. Влияние D-области на мощное КВ радиоизлучение особенно существенно в дневное время и в периоды ионосферных возмущений. Поэтому все ионосферные исследования нелинейных эффектов необходимо проводить с учётом вариаций поглощения в нижней ионосфере в соответствии с мощностью и рабочей частотой передатчика, а также в зависимости от времени суток, сезона, солнечной активности и других геофизических условий.

Приводимые ниже результаты теоретических расчетов относятся к известным моделям дневной и ночной ионосферы [1]. Численные расчёты выполнены на ЭВМ БЭСМ-6.

При облучении ионосферы мощным коротковолновым сигналом происходит нагрев электронной компоненты плазмы и образуются неоднородности электронной концентрации. Характерные времена этих двух процессов в нижней ионосфере существенно различаются. Время нагрева определяется скоростью передачи энергии от электронов нейтральным частицам при соударениях:  $\tau \sim (\delta \nu)^{-1}$ , где  $\delta \nu$  - эффективная частота соуда-

рений электронов с молекулами,  $\delta$  - доля энергии, теряемая электроном при каждом соударении. Величина  $\tau$  для нижней ионосферы  $\sim 10^{-4}$  -  $10^{-3}$  секунд. Времена образования неоднородностей определяются скоростями процессов прилипания, рекомбинации и диффузии. В D-области ионосферы они составляют от  $10^{-1}$  до  $10^2$  секунд. Поскольку отношение характерных времён нагрева и разгития неоднородностей составляет несколько порядков, то эти процессы можно рассматривать независимо друг от друга.

Теоретическая задача о нагреве электронной компоненты плазмы состоит в решении системы двух уравнения: уравнения переноса энергии КВ радиоволн и уравнения теплового баланса [1, 2]. В приближении геометрической оптики при квазипродольном распространении радиоволн эта система уравнений для стационарных условий может быть сведена к следующей:

$$\frac{dW}{dz} + \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} + \frac{2}{z} + \frac{2\omega}{c} \right) W = 0; \quad (1)$$

$$(\tau - \tau_0) \sum_i \frac{dv_i}{dt} = \frac{4}{3} \frac{e^2}{mk} \frac{\omega}{\omega_0^2} n \alpha W; \quad (2)$$

где  $W = EE^* = \frac{E_0^2}{z^2 n} \exp \left( - \frac{2\omega}{c} \int_{z_0}^z \alpha dz \right), \quad (3)$

$E$  - амплитуда поля в ионосфере на расстоянии  $z$  от поверхности Земли,  $E_0$  - амплитуда поля волны, падающей на нижнюю границу ионосферы  $z_0$ ,  $n$  и  $\alpha$  - коэффициенты преломления и поглощения,  $\omega$  - частота волны,  $\omega_0$  - плазменная частота ионосферы,  $T$  - электронная температура,  $T_0$  - температура молекул,  $\sum_i \frac{dv_i}{dt}$  - суммарная скорость потерь энергии электронами при их соударениях с нейтралами, константы  $c$ ,  $k$ ,  $e$ ,  $m$  - соответственно скорость света, постоянная Больцмана, заряд и масса электрона.

Коэффициенты преломления и поглощения  $n$  и  $\alpha$  в уравнениях (1), (2) определяются известными соотношениями [3]:

$$n - i\alpha = 1 - \frac{\nu}{1 \pm \sqrt{1 - \cos^2 \theta - i s}}; \quad (4)$$

$$n^2 - \varkappa^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{\omega \pm \omega_L}{(\omega \pm \omega_L)^2 + \nu^2} ; \quad (5)$$

$$2n\varkappa = \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{\nu}{(\omega \pm \omega_L)^2 + \nu^2} , \quad (6)$$

где  $\omega_L = \omega_H \cos \alpha$ ,  $\omega_H$  - гирочастота электронов,  $\nu = \omega_0^2 / \omega^2$ ,  $u = \omega_H^2 / \omega^2$ ,  $s = \nu / \omega$ ,  $\sigma$  - проводимость плазмы, знак "+" в формулах (4)-(6) соответствует обыкновенной компоненте, знак "-" - необыкновенной,  $\alpha$  - угол между направлением геомагнитного поля и вертикаль (для г. Горького  $\alpha = 19,5^\circ$ ).

Для справедливости соотношений (4)-(6) достаточно выполнения следующих условий квазипродольного распространения радиоволн [3]:

$$\frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha} \gg (1 - \nu)^2 + s^2 , \quad (7)$$

$$|1 - \sqrt{u} \cos \alpha| \gg \frac{(1 + \nu) u \sin^2 \alpha}{2[(1 - \nu)^2 + s^2]} \quad (8)$$

На средних широтах в области высот, где  $\omega \gg \omega_0$  (вдали от уровня отражения), эти условия выполняются и коэффициент отражения практически не отличается от единицы (наибольшие отклонения  $n$  от 1 соответствуют частотам  $\omega \sim \omega_H$  и не превышают 5%). Для низких частот ( $\omega \sim \omega_H$ ) недостаточно строго соблюдается условие (8), что приводит к искажению показателя поглощения  $\varkappa$  при расчётах по формулам (4)-(6). Поэтому в диапазоне частот  $\omega$ , сравнимых с  $\omega_H$ , показатель  $\varkappa$  определялся из общей формулы [3]:

$$(n - i\varkappa)^2 = n^2 - \varkappa^2 - 2in\varkappa =$$

$$= 1 - \frac{2\nu(1 - is - \nu)}{2(1 - is)(1 - is - \nu) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u \cos^2 \alpha (1 - is - \nu)^2}} \quad (9)$$

Коэффициент  $\Pi$  в уравнениях (1), (2) можно для рассматриваемых условий считать равным 1. Показатель  $\varkappa$  зависит от частоты  $\omega$  и от электронной температуры, поскольку функцией температуры является эффективная частота соударений [1]

$$\nu = \nu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{5/6} \quad (10)$$

Суммарная скорость потерь энергии  $\sum_i \frac{dU_i}{dt}$  определена в [1] через эффективную частоту соударений  $\nu$  и долю энергии  $\delta$ , теряемую электроном при каждом соударении:  $\sum_i \frac{dU_i}{dt} = \delta \nu$ . Мы определяли  $\sum_i \frac{dU_i}{dt}$  для нижней ионосферы как сумму потерь на возбуждение вращательных уровней молекул, на тонкоструктурные переходы в атомах кислорода, на упругие соударения и на возбуждение колебательных уровней молекул:

$$\sum_{i=1}^4 \frac{dU_i}{dt} = \left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{вр}} + \left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{тсп}} + \left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{чпр}} + \left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{кол}} \quad (11)$$

Аналитические выражения для первых трёх слагаемых в (11) взяты из работы [4]:

$$\left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{вр}} = 7,73 \cdot 10^{11} \cdot T^{-1/2} (2,9 [N_2] + 6,9 [O_2]); \quad (12)$$

$$\left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{тсп}} = 2,62 \cdot 10^{-8} \cdot T_0 [O] (1 - 7 \cdot 10^{-5} T); \quad (13)$$

$$\left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{чпр}} = 1,39 \cdot 10^{-15} \cdot T [N_2] (1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T) + 9,25 \cdot 10^{-15} \cdot T^{1/2} [O_2] (1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T). \quad (14)$$

Выражение для  $\left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{кол}}$  получено нами путём аппроксимации результатов работы [5] в диапазоне температур от 700 до  $10^4$  °К:

$$\left( \frac{dU}{dt} \right)_{\text{кол}} = \begin{cases} 0, & \text{если } T < 700^\circ\text{К} \\ 10^{-19} [N_2] \cdot T^{5/2}, & \text{если } T \geq 700^\circ\text{К} \end{cases} \quad (15)^+$$

<sup>+</sup> В формулах (12)–(15) температура выражена в °К, а концентрации нейтральных компонент в см<sup>-3</sup>.

В областях низких и высоких температур расчетные значения  $\delta(T)$  практически совпадают с полученными в работе [5].

В интервале температур  $T = 500 - 2000^\circ\text{K}$  значения  $\delta(T)$  уточнены за счёт потерь при упругих соударениях электронов с молекулами. Высотные распределения температуры молекул  $T_0$ , электронной концентрации  $N_0$ , частоты соударений, а также концентраций молекул кислорода  $[O_2]$ , азота  $[N_2]$  и атомов кислорода  $[O]$  взяты из [1].

Уравнение (1) в стационарном состоянии не зависит от времени ( $\frac{dW}{dt} = 0$ ). В уравнении (2) мы пренебрегли изменениями температуры по времени ( $\frac{dT}{dt} = 0$ ). Такое приближение вполне допустимо для высот нижней ионосферы, где время установления электронной температуры составляет  $\tau \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  с.

Таким образом, задача о нагреве электронной компоненты ионосферной плазмы на высотах  $D$ -области была сведена к решению системы двух не зависящих от времени уравнений (1), (2). В качестве граничного условия задавалась амплитуда поля  $E_0$  на высоте  $Z_0 = 50$  км. В отсутствие нагрева электронная температура  $T = T_0$ .

При описании изменений электронной концентрации в нижней ионосфере не учитывались процессы диффузии, а также механизмы ионизации и рекомбинации, существенные в очень сильных полях. Учёт процессов, существенных в сильных полях, выполнен в работе [6] для стационарных условий. Здесь так же, как в работе [7], решается нестационарное уравнение

$$(1 + \lambda) \frac{dN}{dt} = Q - \psi N^2, \quad (16)$$

где  $Q$  - функция ионообразования,  $\psi$  - коэффициент потерь электронов. Принятая в расчетах модель  $\psi$  имеет вид [8]

$$\psi = (1 + \lambda) \left[ \alpha_d + \lambda \alpha_i + \frac{c\beta^+}{N} \alpha_{cs} + \frac{\beta - \lambda\gamma}{N} \right]. \quad (17)$$

Модель (17) учитывает основные процессы потерь электронов в дневной нижней ионосфере.<sup>\*)</sup> Она включает два сорта положительных ионов (первичные и связи) и отрицательные ионы одного сорта (параметр  $\lambda$ ). Стабильные отрицательные ионы не рассматриваются. Учтена также зависимость коэффициента потерь от степени ионизации [8].

\*)

Модель (17) содержит меньше исходных параметров, чем 6-ионная модель, использованная при аналогичных расчётах в работе [9].

В модели (I7) учтены высотное распределение ионов-связок и вы-  
сотнo-временная зависимость относительной концентрации отрицатель-  
ных ионов. Относительная концентрация ионов-связок в (I7) описы-  
вается соотношением [8].

$$\frac{c\beta^+}{N} = \frac{c}{c + N(1 + \lambda)}, \quad (18)$$

где  $c$  - параметр, характеризующий суммарную концентрацию нейтраль-  
ных и заряженных связок ( $c = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ). Относительная концентрация  
отрицательных ионов  $\lambda$  находится из решения следующего дифференциаль-  
ного уравнения:

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 + \lambda)\beta - \lambda\gamma(1 + \lambda), \quad (19)$$

где предполагается, что баланс  $\lambda$  определяется прилипанием и отлипа-  
нием.

Решение уравнения (19) имеет вид

$$\lambda = \frac{\frac{\beta}{\gamma}(\beta_0 + \gamma) - (\beta - \beta_0)e^{-(\beta + \gamma)t}}{\beta_0 + \gamma + (\beta - \beta_0)e^{-(\beta + \gamma)t}}, \quad (20)$$

$\beta_0 = 1,4 \cdot 10^{-29} [O_2]^2 \cdot \frac{300}{T_0} \cdot e^{-\frac{600}{T_0}}$  - константа прилипания в отсут-  
ствие нагрева,  $\beta = \beta_0 \cdot \frac{T_0}{T} \exp\left(\frac{700}{T_0} - \frac{700}{T}\right)$  - константа прили-  
пания при нагреве,  $\gamma$  - константа отлипания.

Константы рекомбинации предполагаются зависящими от электронной  
температуры:

$\alpha_d = 3 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1}$  - коэффициент диссоциативной рекомбинации  
первичных ионов,

$\alpha_{c\beta} = 10^{-5} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-0,5}$  - коэффициент рекомбинации связок,

$\alpha_i = 10^{-7} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1}$  - коэффициент взаимной нейтрализации по-  
ложительных и отрицательных ионов.

При решении уравнения (I6) задавался высотный профиль электрон-  
ной температуры  $\bar{T}(z)$ , полученный в результате решения системы



уравнений (1), (2). В качестве начального условия принималось невозмущенное распределение электронной концентрации.

Основные результаты расчётов нагревных эффектов по предлагаемой методике качественно совпадают с результатами работ [9, 10]. В настоящей работе проведён более подробный анализ характера изменений физических параметров нижней ионосферы в зависимости от мощностей и рабочих частот передатчика, а также от времени суток.

При фиксированной мощности эффективность нагрева для определённых ионосферных условий имеет свою частотную зависимость на каждой высоте. Иначе говоря, для каждой высоты можно выбрать частоту и поляризацию, при которых нагрев будет наибольшим. Область максимального нагрева расположена на высотах, где сильнее поглощается энергия греющей радиоволны, т.е. при условии  $\omega \pm \omega_H \approx \nu$ . При нагреве величина  $\nu$  возрастает, и область сильного поглощения мощной волны смещается по высоте вверх. Этот эффект проявляется при сильном нагреве как в дневных, так и в ночных условиях.

Величина максимума  $\Delta T/T_0$  при нагреве на низких частотах значительно больше для необыкновенной компоненты, чем для обыкновенной. С увеличением рабочей частоты уменьшаются как значения  $\Delta T/T_0$ , так и различия эффектов нагрева для разных поляризаций.

В дневных условиях сильное поглощение радиоволн в нижней части области D препятствует нагреву более высоких слоев ионосферы. При работе на частотах  $f \approx 1 + 10$  МГц область максимального нагрева днем расположена на высотах 70 - 80 км.

В ночных условиях нагрев электронной компоненты ионосферной плазмы оказывается значительно более эффективным, чем в дневных. Изменения электронной температуры ночью происходят в большем диапазоне высот, а величина этих изменений существенно превосходит дневные значения. Это связано со слабым поглощением мощной волны в нижней части ночной D-области. Кроме значительных количественных различий между дневным и ночным нагревом проявляются и качественные особенности ночной модели. Так, при относительно небольших эффективных мощностях нагрева на частотах, сравнимых с частотами соударений в нижней части области D, обнаруживаются два максимума в ночном профиле  $\frac{\Delta T}{T_0}(z)$ . Для частот  $f \approx 1,2 - 1,4$  МГц (O-компонента) такой высотный ход<sup>0</sup> отмечается при мощностях  $W \approx 30 + 50$  МВт. С увеличением эффективной мощности область, где  $\omega \pm \omega_H \approx \nu$ , несколько смещается вверх, и профиль  $\Delta T/T_0(z)$  приобретает типичный вид с одним максимумом.

Изменения дневной электронной концентрации при нагреве различны на разных высотах. Ниже  $z \sim 70$  км величина  $N$  уменьшается в первые же секунды нагрева из-за температурной зависимости коэффициента прилипания. Выше 70 км электронная концентрация возрастает в течение нескольких минут вследствие уменьшения с ростом температуры констант рекомбинации. Время установления стационарных значений  $N$  выше 70 км зависит от мощности. С увеличением мощности оно уменьшается. В диапазоне рассматриваемых мощностей ( $I - 300$  МВт) оно изменяется примерно от 10 до 1-2 минут.

Характер изменений ночного профиля  $N(z)$  зависит от состава ночной ионосферы. В модели ночной  $F_2$ -области следовало бы учесть более сложные ионы-связки и стабильные отрицательные ионы в виде самостоятельных компонент. В настоящей работе изменения электронной концентрации при ночном нагреве не анализировались.

Доля излучения, проходящего на высоты, превышающие 100 км, зависит от мощности и рабочей частоты. В дневных условиях на частотах  $f \approx 2 + 9$  МГц она возрастает с частотой от 0 до 10 + 15% (по мощности). С ростом мощности передатчика эта величина уменьшается. В ночной  $F_2$ -области потери излучения на частотах  $f > 3$  МГц определяются, в основном, не поглощением, а сферической расходимостью.

Ниже представлены результаты расчётов по описанной методике.

На рис. 1 приведены кривые температурной зависимости функций суммарной скорости потерь энергии электронов  $\Sigma(T) = \sum_i \frac{du_i}{dt}$  и относительной доли энергии, передаваемой нейтральным частицам при соударениях с электроном  $\delta(T) = \Sigma(T)/\nu(T)$ . Кривые  $\Sigma(T)$  и  $\delta(T)$  на рис. 1 относятся к высоте 90 км. Изменения функции  $\delta(T)$  в пределах высот  $F_2$ -области незначительны.

Рис. 2-9 иллюстрируют дневные высотные изменения температуры  $\Delta T/T_0$ , коэффициента поглощения  $\mathcal{E}$  и концентрации электронов  $\Delta N/N_0$  для разных рабочих частот при пяти значениях эффективной мощности передатчика. Кривые  $\Delta N/N_0$  (рис. 2В - 9В) соответствуют нагреву в течение двух минут.

На рис. 10-17, относящихся к ночной модели, представлены высотные изменения температуры  $\Delta T/T_0$ , коэффициента поглощения  $\mathcal{E}$  и частоты соударений электронов с молекулами  $\nu/\nu_0$ .

Значения рабочих частот и эффективных мощностей обозначены на рис. 2А - 17А. Кривым 1-5 на рис. 2-17 соответствуют следующие значения мощностей передатчика:  $W_0 = 1, 10, 50, 100, 300$  МВт.

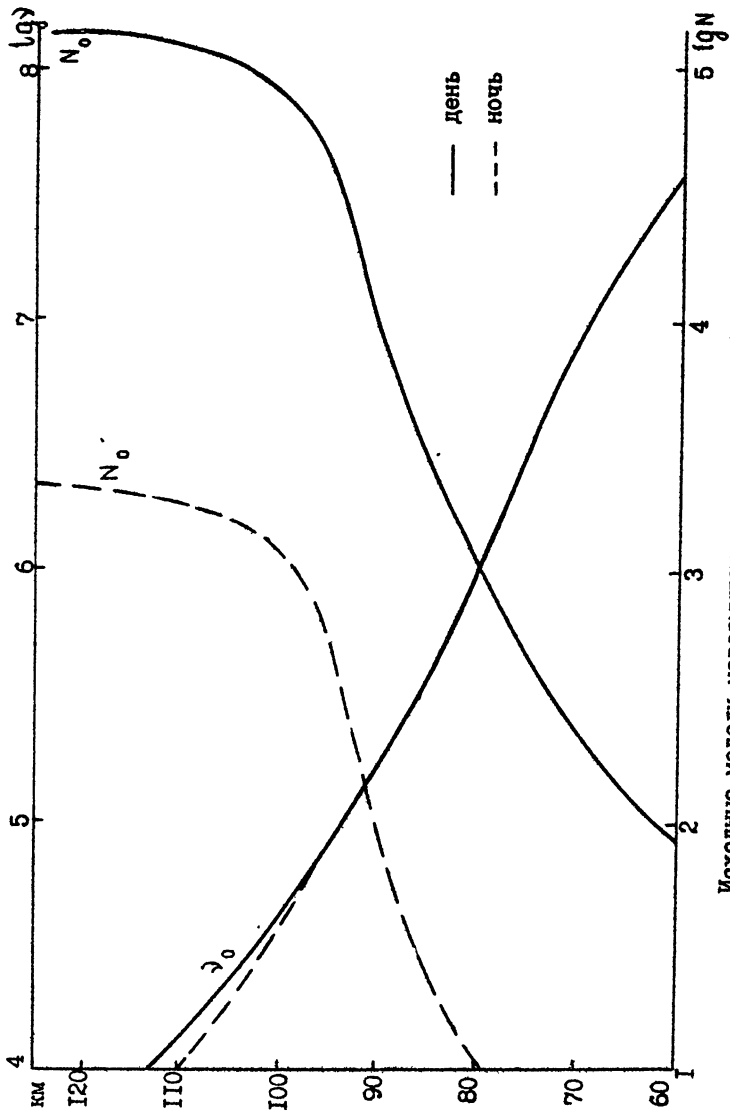
Рис. 18 - 25 иллюстрируют частотную зависимость<sup>†)</sup> относительных изменений температуры  $\Delta T/T_0$  и поля  $E/E_0$  на трёх фиксированных высотах при различных мощностях ( $W_0 = 10, 30, 100, 300$  МВт). Значения  $W_0$  и высот, которым соответствуют приведённые кривые, обозначены на рис. 18а - 25а. Рис. 18 - 21 относятся к дневной модели, рис. 22 - 25 - к ночной модели. Частотная зависимость температуры и поля (рис. 18 - 25) получена из решения системы двух уравнений: (1), (2). На основании той же системы уравнений (1), (2) получены ночные высотные профили температуры, коэффициента поглощения и частоты соударений (рис. 10 - 17). Результаты, представленные на рис. 2 - 9 для дневной модели, получены путём решения самосогласованной системы трех уравнений: для поля, температуры и электронной концентрации.

#### Л и т е р а т у р а

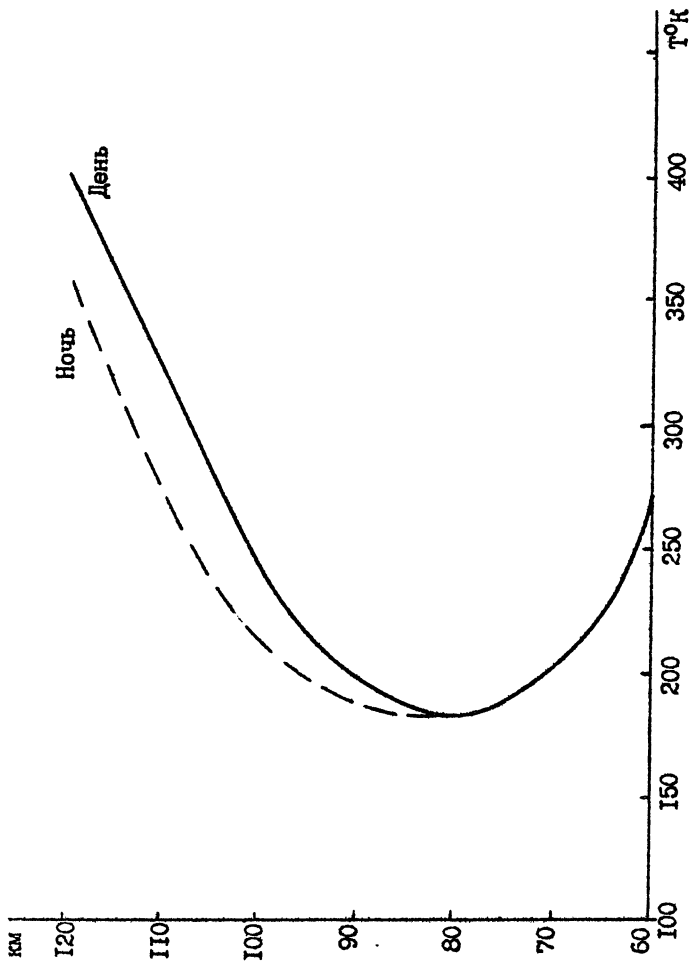
1. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. - М.: Наука, 1973.
2. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. - М.: Наука, 1976.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967.
4. Далгарно А. Неупругие столкновения при низких энергиях. - В сб.: Лабораторные исследования астрономических реакций. - Л.: Гидрометеоиздат, 1970.
5. Гуревич А.В., Милих Г.М., Шлюгер И.С. - ЖЭТФ, 1975, № II, 69, 1640.
6. Гуревич А.В., Милих Г.М., Шлюгер И.С. - Изв. вузов - Радиофизика, 1977, т. 20, № 12, с. 1790.
7. Иткина М.А., Кротова З.Н. - Изв. вузов - Радиофизика, 1981, т. 24, № 4, с. 415.
8. Иткина М.А. Диссертация. Горький, 1978.
9. Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S., Mitra A.P. - J. Atm. Terr. Phys., v. 42, N3, p. 275, 1980.
10. Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S. - Radio Sci., 1980, v. 15, N3, p. 675-682.

Дата поступления статьи  
3 января 1983 г.  
после доработки  
16 августа 1983 г.

<sup>†)</sup> Представленные кривые относятся к необыкновенным компонентам частот декаметрового диапазона.



Исходные модели невозмущенных высотных профилей электронной концентрации и частоты соударений



Исходные модели температуры нейтралов

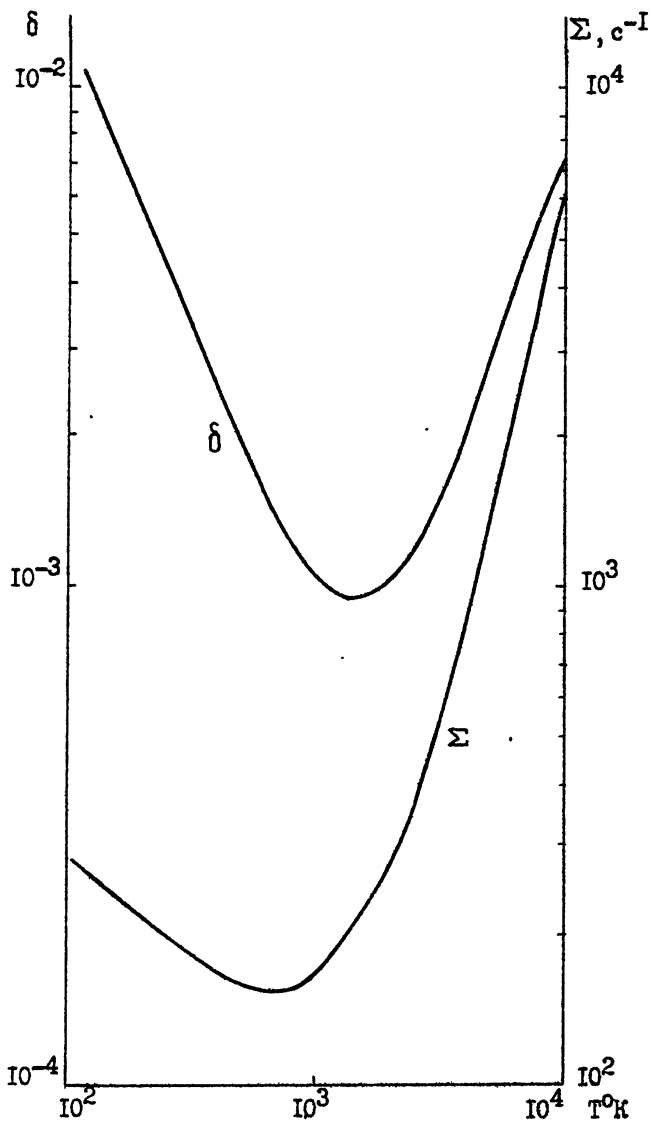


Рис. I

День

$F = 1.4(x)$

1 - 1 МВт

2 - 10 МВт

3 - 50 МВт

4 - 100 МВт

5 - 300 МВт

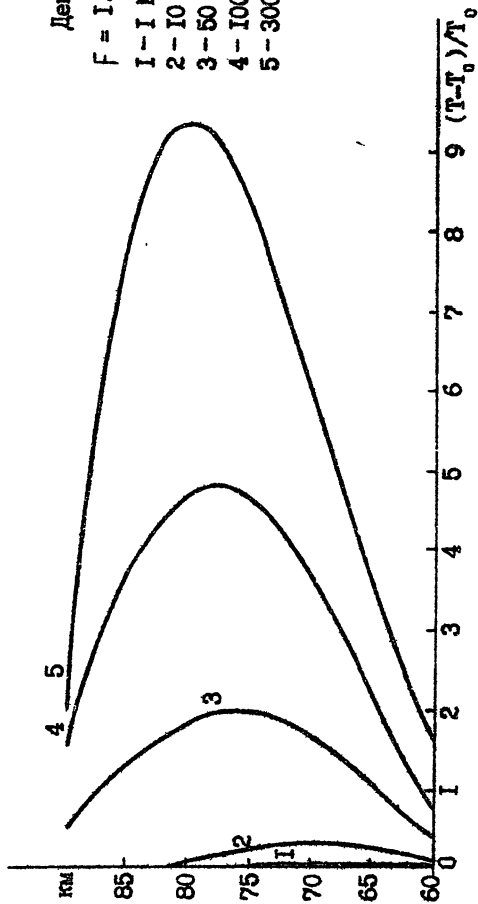


Рис. 2

День

$F = 2.80$  (х)

- 1-  $W_0 = 1.00$  МВт
- 2-  $W_0 = 10.00$  МВт
- 3-  $W_0 = 50.00$  МВт
- 4-  $W_0 = 100.00$  МВт
- 5-  $W_0 = 300.00$  МВт

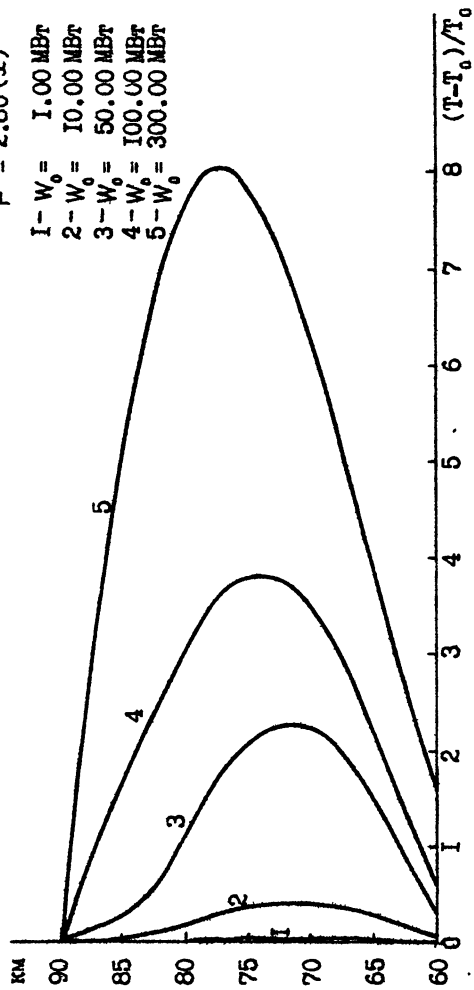


Рис. 3 а



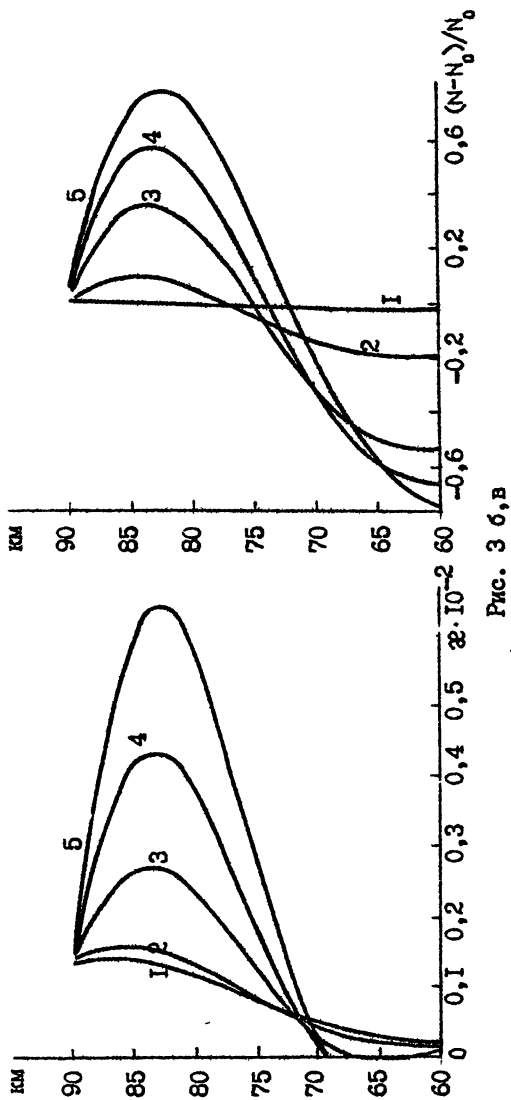


Рис. 3 б, в

Д е н ь

$F = 5.75$  (х)

- 1 -  $W_0 = 1.00$  МВт
- 2 -  $W_0 = 10.00$  МВт
- 3 -  $W_0 = 50.00$  МВт
- 4 -  $W_0 = 100.00$  МВт
- 5 -  $W_0 = 300.00$  МВт

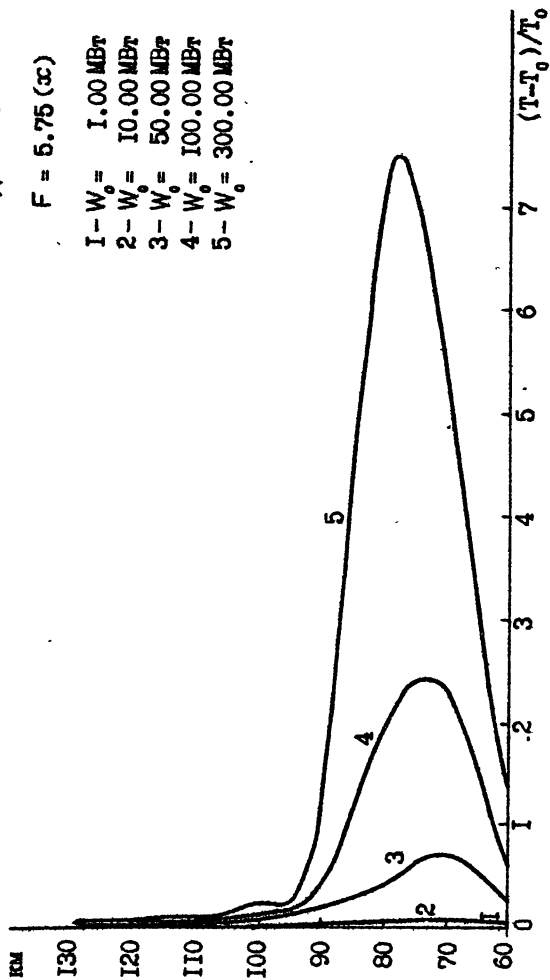


Рис. 4 а

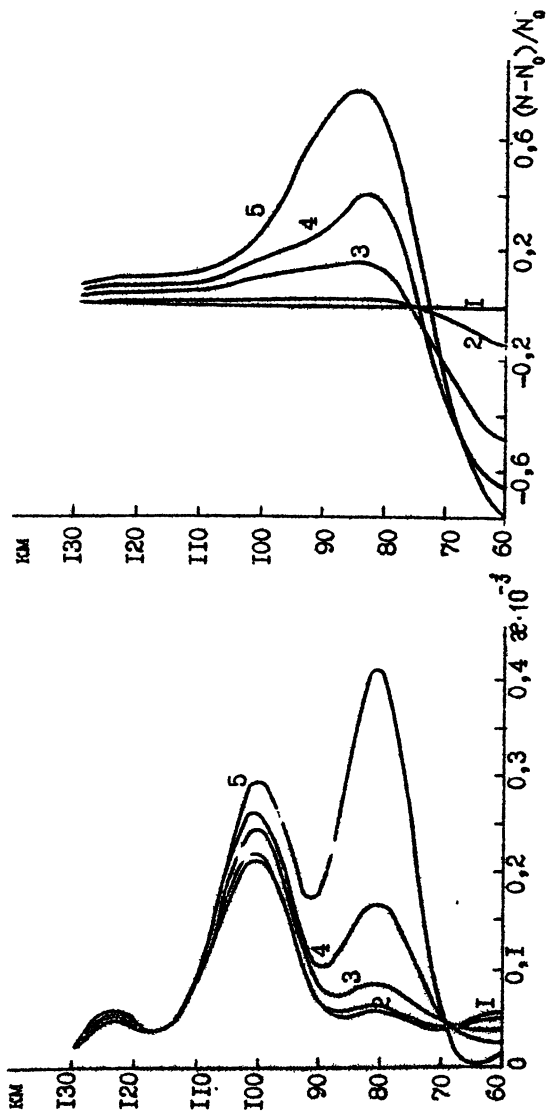


Рис. 4 б, в

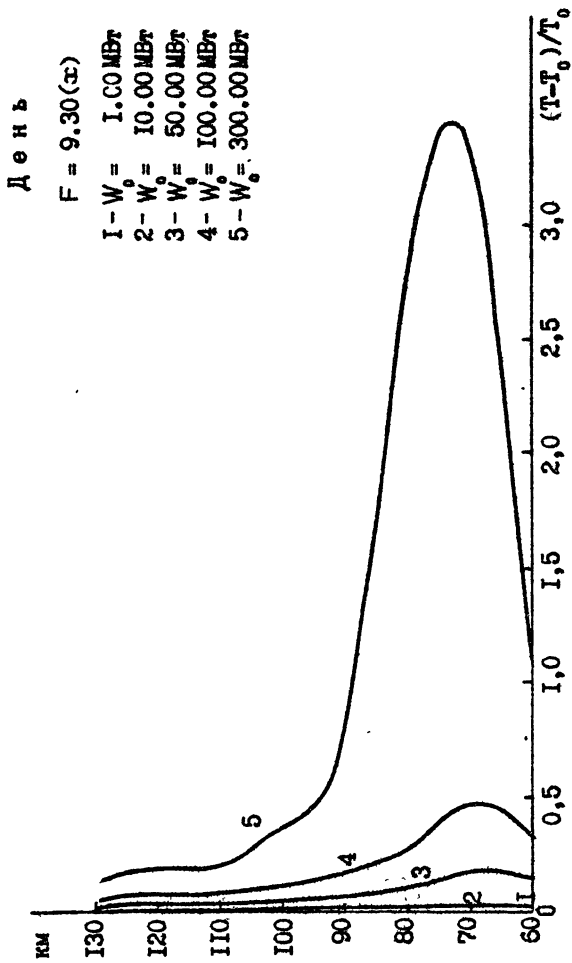


Рис. 5 а

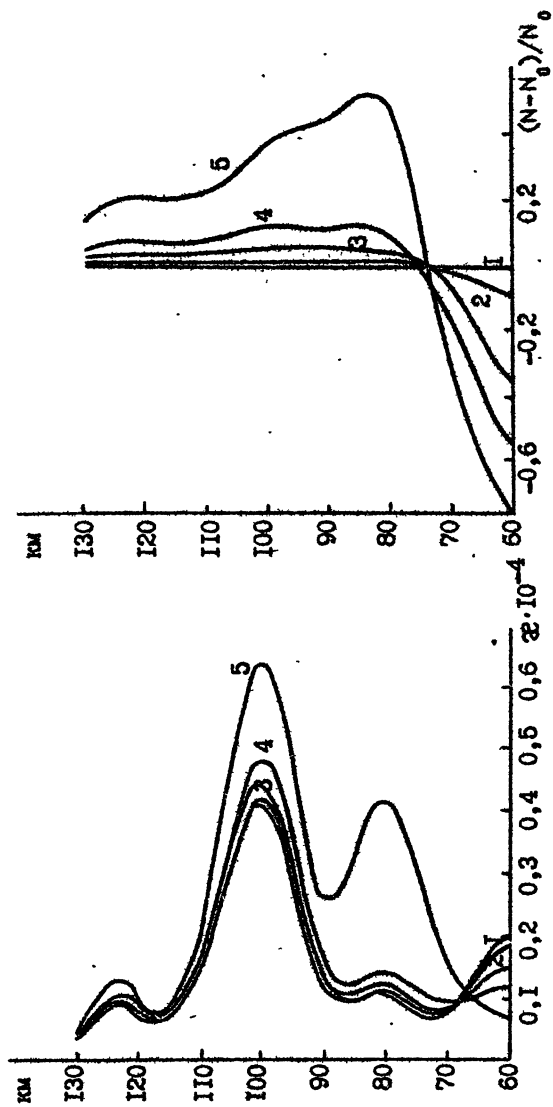


Рис. 5 б, в

День  
F = 1.40 (0)  
1 - W<sub>0</sub> = 1.00 МВт  
2 - W<sub>0</sub> = 10.00 МВт  
3 - W<sub>0</sub> = 50.00 МВт  
4 - W<sub>0</sub> = 100.00 МВт  
5 - W<sub>0</sub> = 300.00 МВт

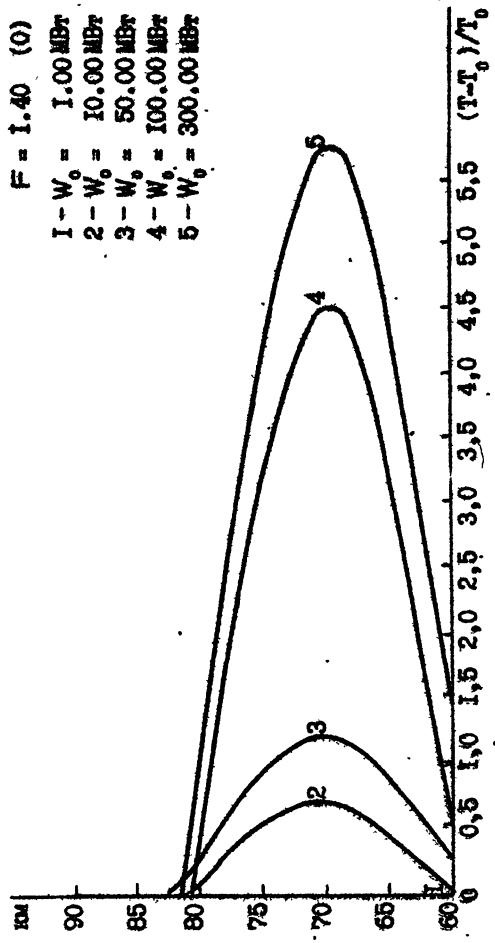


Рис. 6

Д е н ь

$F = 2.80$  (0)

- 1 -  $W_0 = 1.00$  МВт
- 2 -  $W_0 = 10.00$  МВт
- 3 -  $W_0 = 50.00$  МВт
- 4 -  $W_0 = 100.00$  МВт
- 5 -  $W_0 = 300.00$  МВт

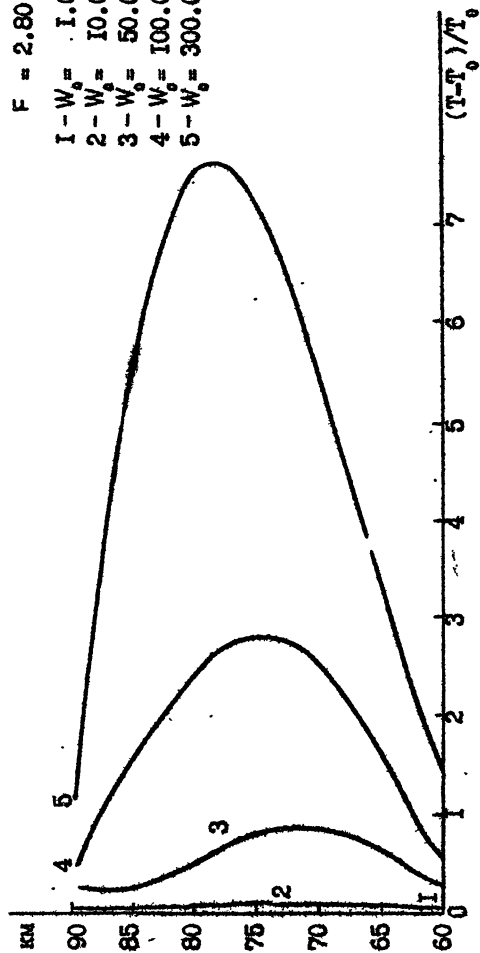


Рис. 7 а

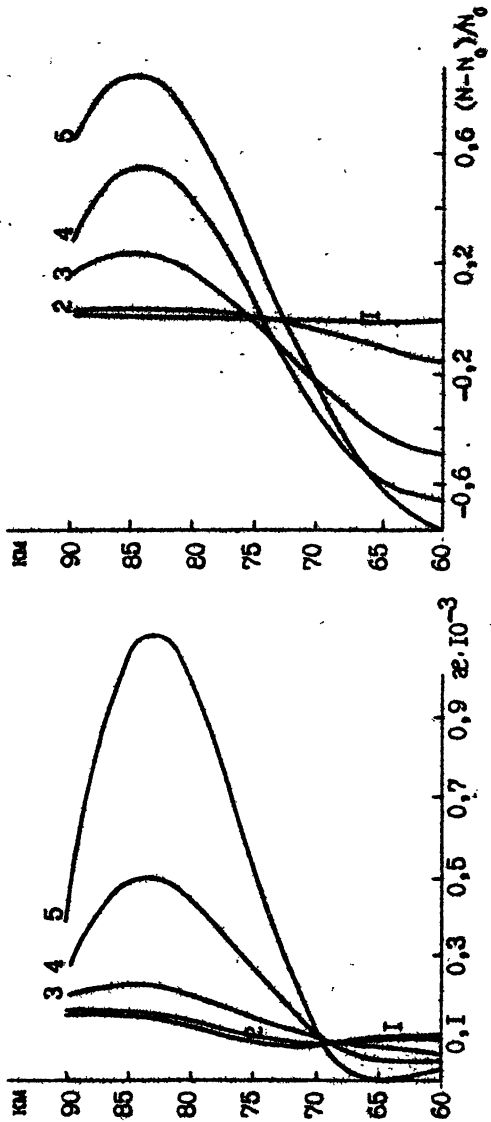


Рис. 7 б, в



День

$F = 5.75 (0)$

1- $W_0 = 1.00$  МВт

2- $W_0 = 10.00$  МВт

3- $W_0 = 50.00$  МВт

4- $W_0 = 100.00$  МВт

5- $W_0 = 300.00$  МВт

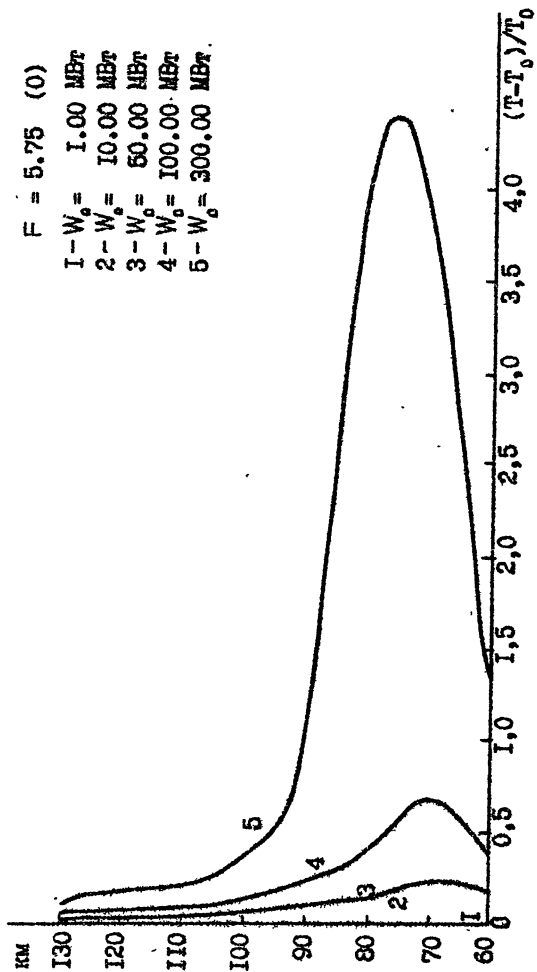


Рис. 8 а

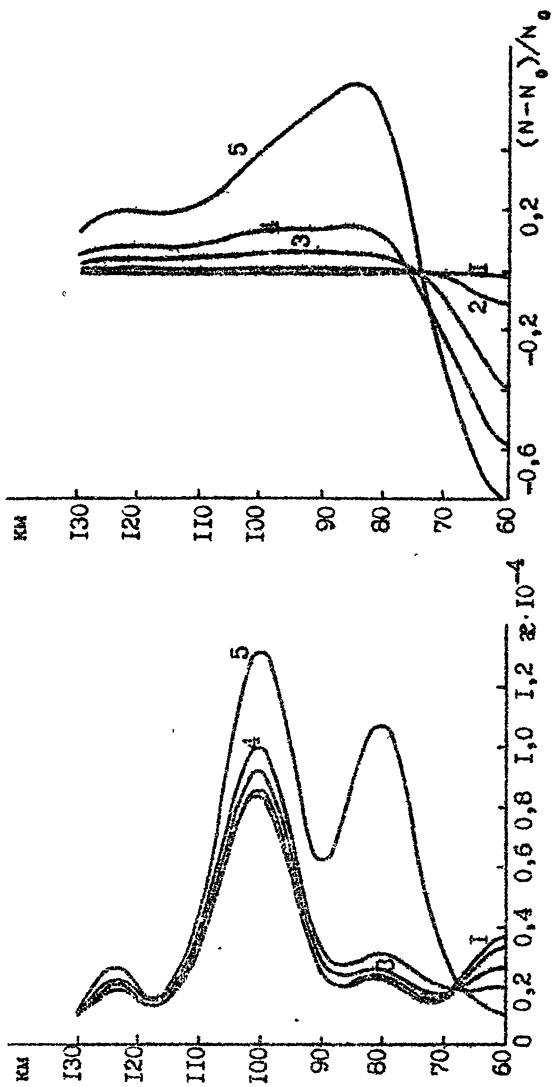


Рис. 8 6, Б

Д е н ь

F = 9.30 (0)

1 -  $W_0 = 1.00$  МВт

2 -  $W_0 = 10.00$  МВт

3 -  $W_0 = 50.00$  МВт

4 -  $W_0 = 100.00$  МВт

5 -  $W_0 = 300.00$  МВт

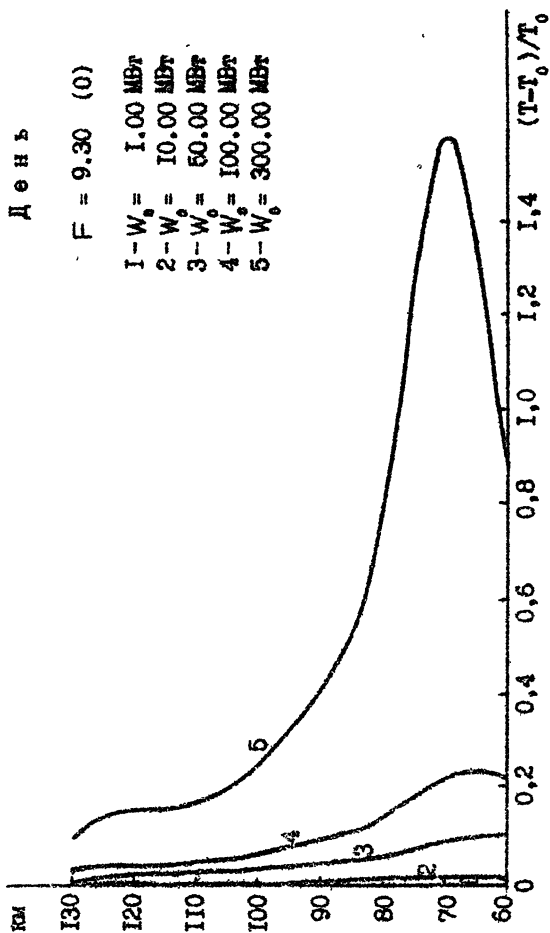


Рис. 9а

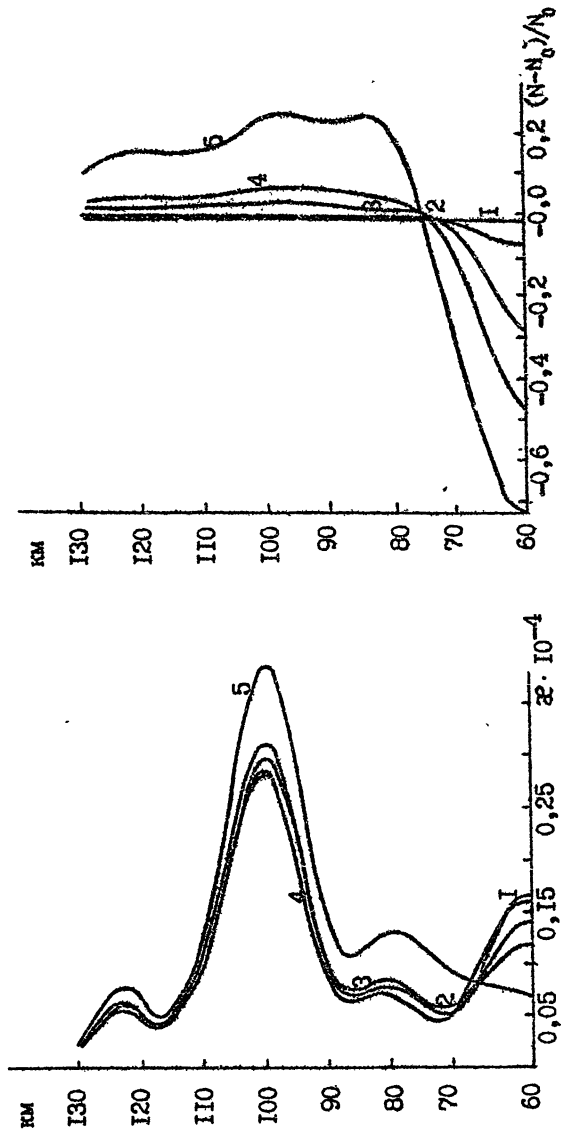


Рис. 96, в

Н о ч б

$$F = 1,40 (\infty)$$

$$1 - W_0 = 1,00 \text{ МВт}$$

$$2 - W_0 = 10,00 \text{ МВт}$$

$$3 - W_0 = 50,00 \text{ МВт}$$

$$4 - W_0 = 100,00 \text{ МВт}$$

$$5 - W_0 = 300,00 \text{ МВт}$$

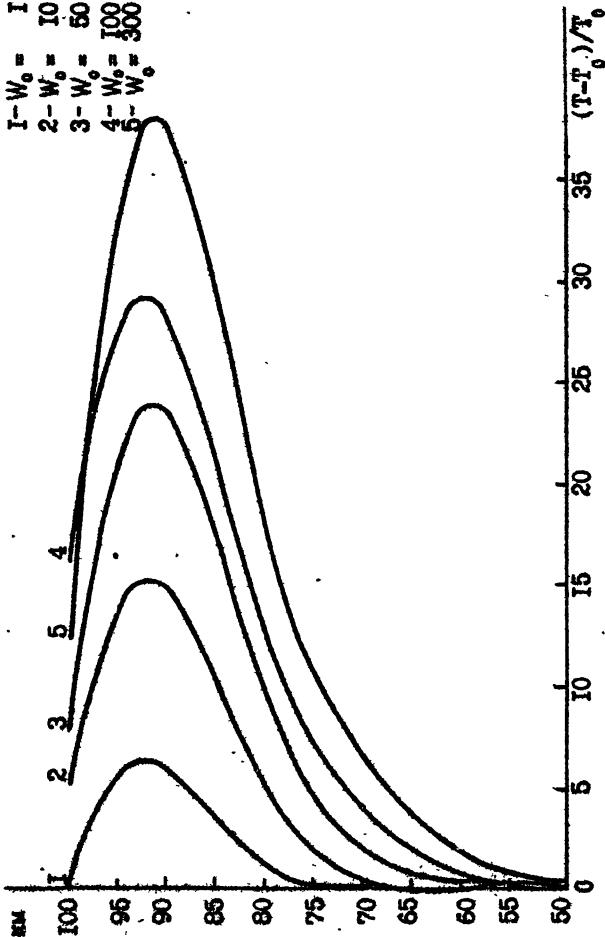
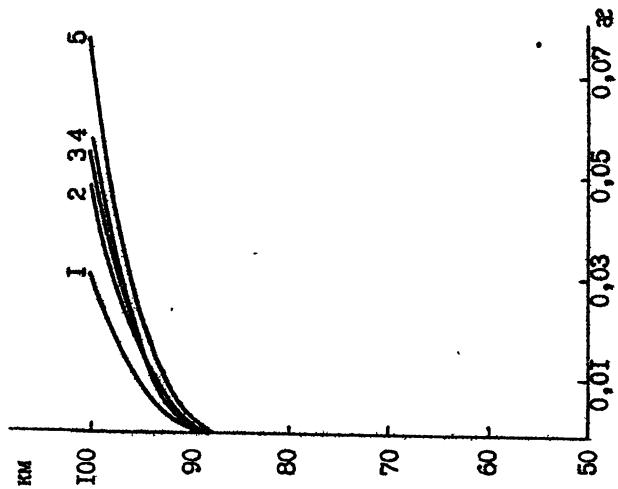
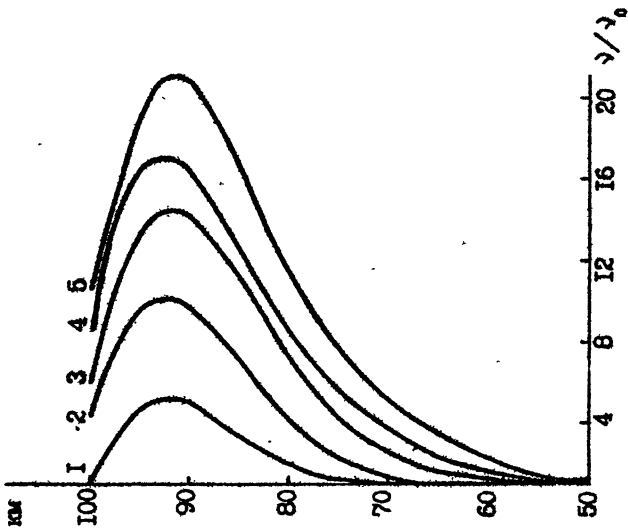


Рис. 10 а



Н о ч ь

$F = 2.80 (\text{с})$

1- $W_0 = 1.00 \text{ MBT}$

2- $W_0 = 10.00 \text{ MBT}$

3- $W_0 = 50.00 \text{ MBT}$

4- $W_0 = 100.00 \text{ MBT}$

5- $W_0 = 300.00 \text{ MBT}$

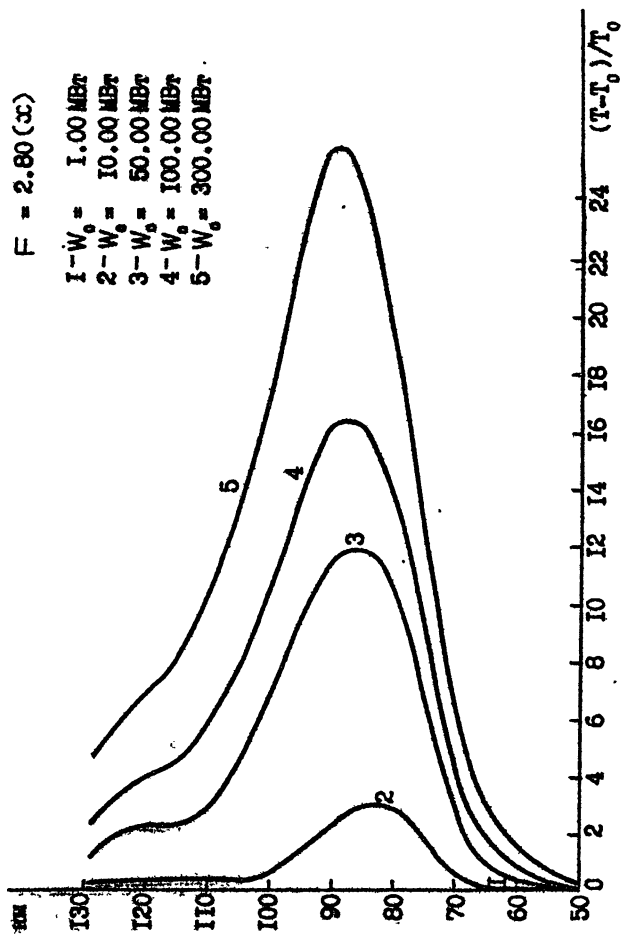


Рис. II а

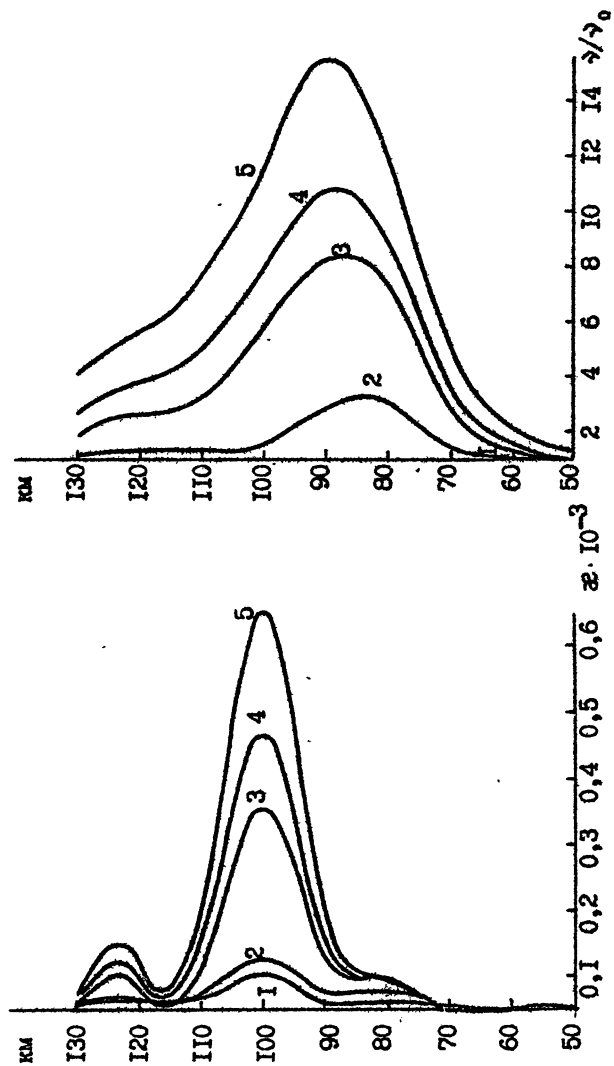


Рис. II 6, B



НОЧЬ

$F = 5.75 (x)$

- 1-  $W_0 = 1.00$  MBT
- 2-  $W_0 = 10.00$  MBT
- 3-  $W_0 = 50.00$  MBT
- 4-  $W_0 = 100.00$  MBT
- 5-  $W_0 = 300.00$  MBT

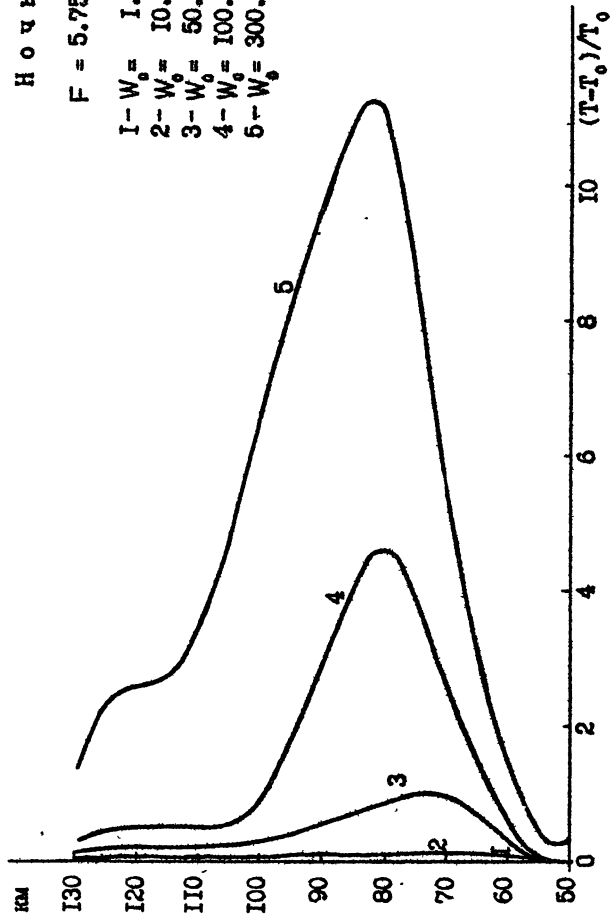


Рис. 12a

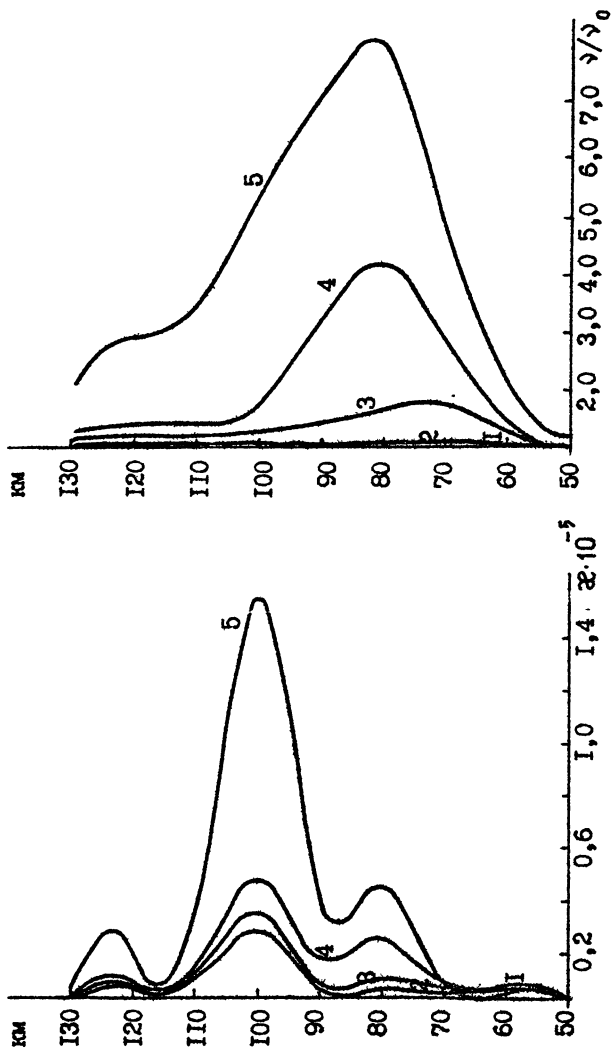


Рис. 126, в

Н о ч ь

F = 9.30 (x)

- 1 -  $W_0 = 1.00 \text{ MBT}$
- 2 -  $W_0 = 10.00 \text{ MBT}$
- 3 -  $W_0 = 50.00 \text{ MBT}$
- 4 -  $W_0 = 100.00 \text{ MBT}$
- 5 -  $W_0 = 300.00 \text{ MBT}$

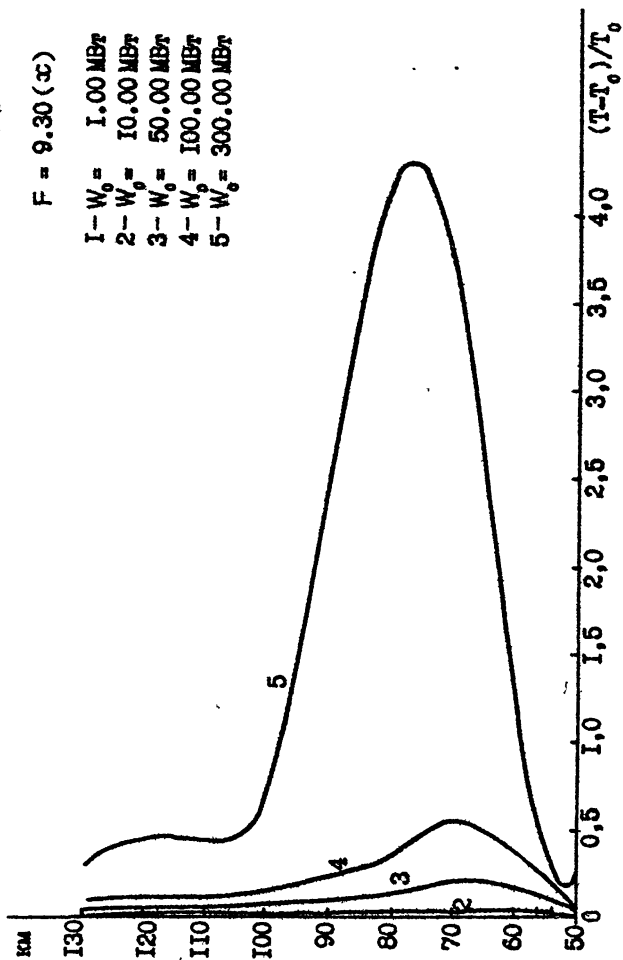


Рис. 13 а

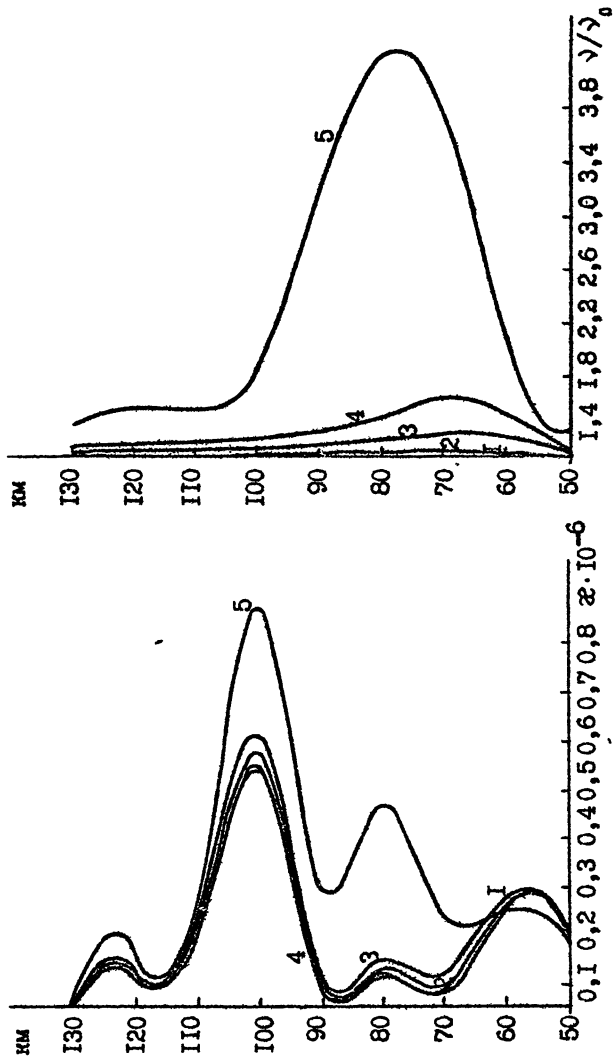


Рис. 136, б

Н о ч ь

$F = 1.40$  (0)

- 1- $W_0 = 1.00$  МВт
- 2- $W_0 = 10.00$  МВт
- 3- $W_0 = 50.00$  МВт
- 4- $W_0 = 100.00$  МВт
- 5- $W_0 = 300.00$  МВт

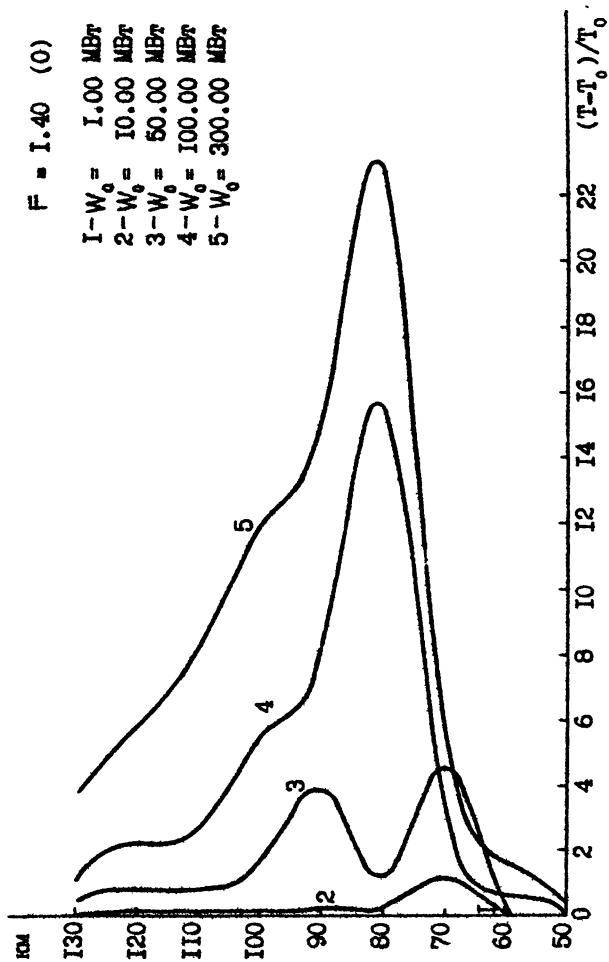


Рис. 14 а

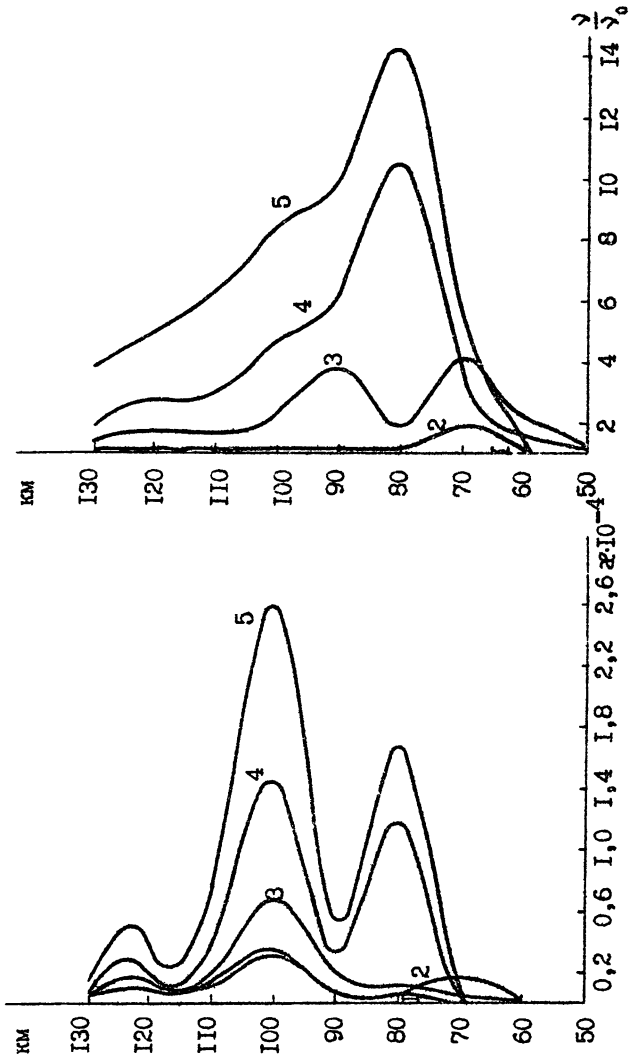


Рис. 14 б, в

Н о ч ь

$F = 2.80$  (0)

- 1 -  $W_0 = 1.00$  МВт
- 2 -  $W_0 = 10.00$  МВт
- 3 -  $W_0 = 50.00$  МВт
- 4 -  $W_0 = 100.00$  МВт
- 5 -  $W_0 = 300.00$  МВт

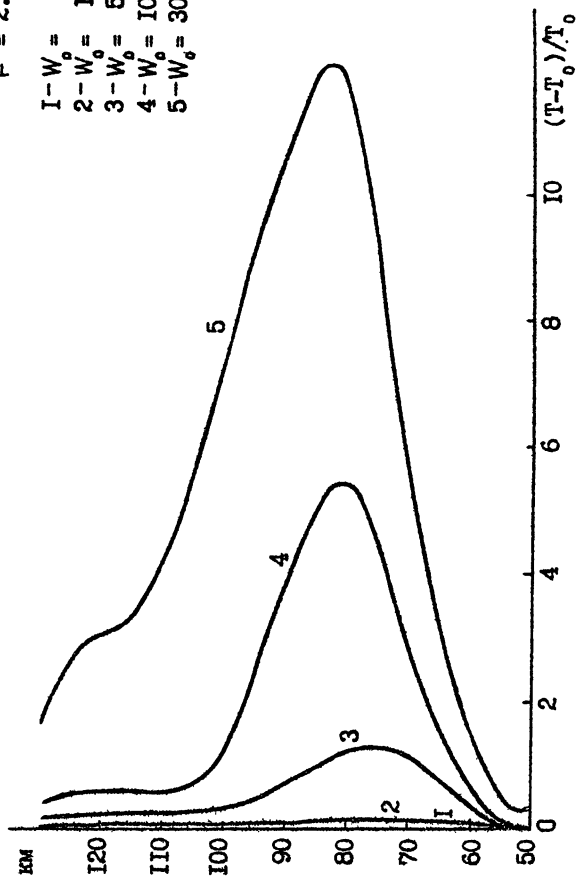


Рис. 15а

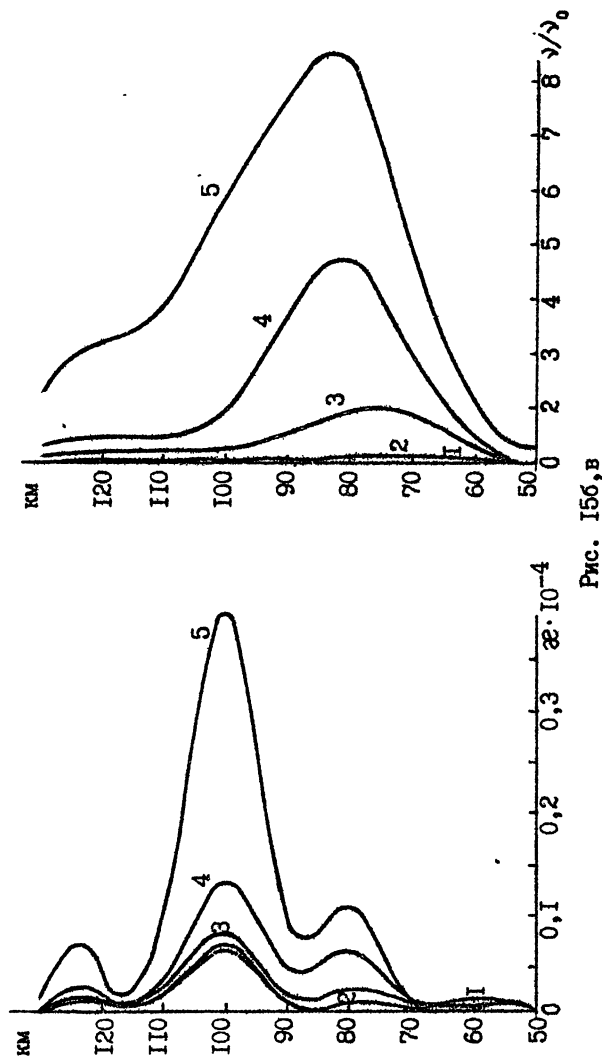


Рис. 156, Б



Н о ч ь

$F = 5.75$  (0)

1-  $W_0 = 1.00$  МВТ

2-  $W_0 = 10.00$  МВТ

3-  $W_0 = 50.00$  МВТ

4-  $W_0 = 100.00$  МВТ

5-  $W_0 = 300.00$  МВТ

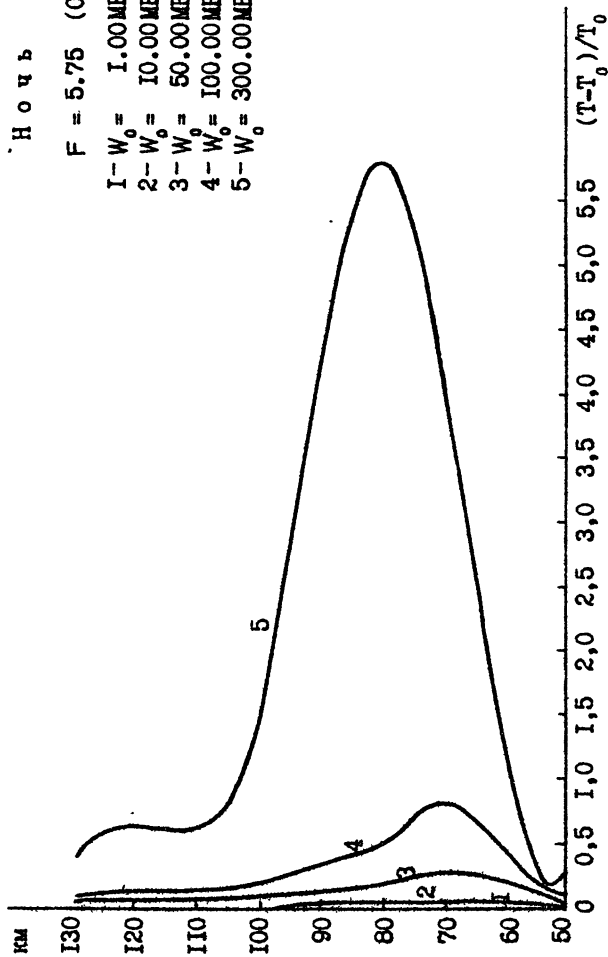


Рис. 16 а

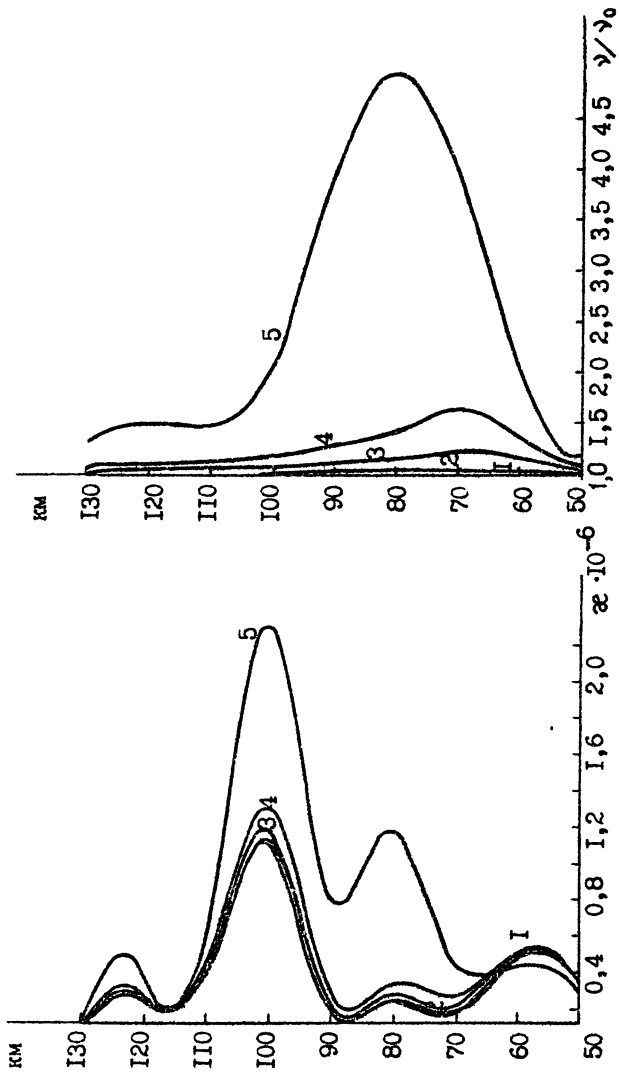


Рис. 16 б, в

Н о ч ь

F = 9.30 (0)

- 1 -  $W_0 = 1.00$  МВт
- 2 -  $W_0 = 10.00$  МВт
- 3 -  $W_0 = 50.00$  МВт
- 4 -  $W_0 = 100.00$  МВт
- 5 -  $W_0 = 300.00$  МВт

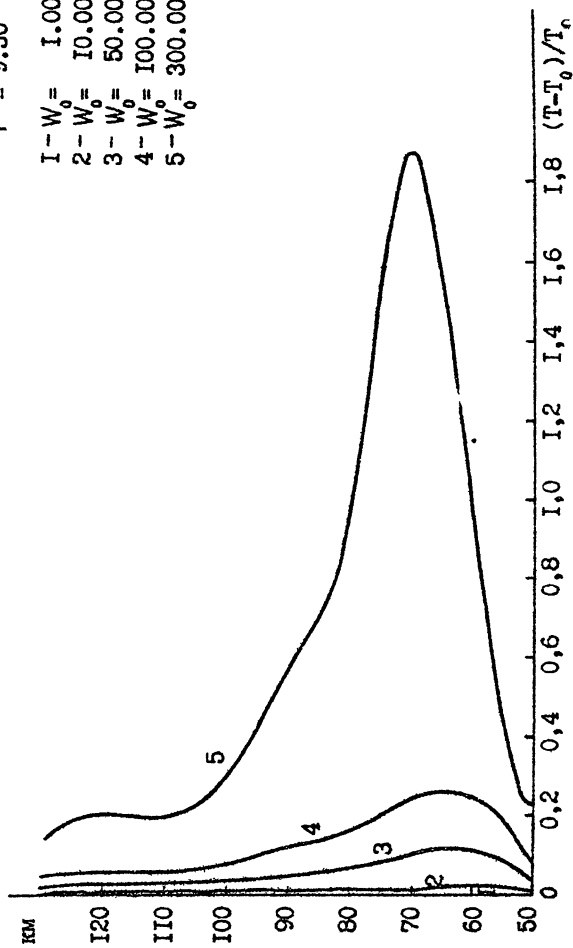


Рис. 17а

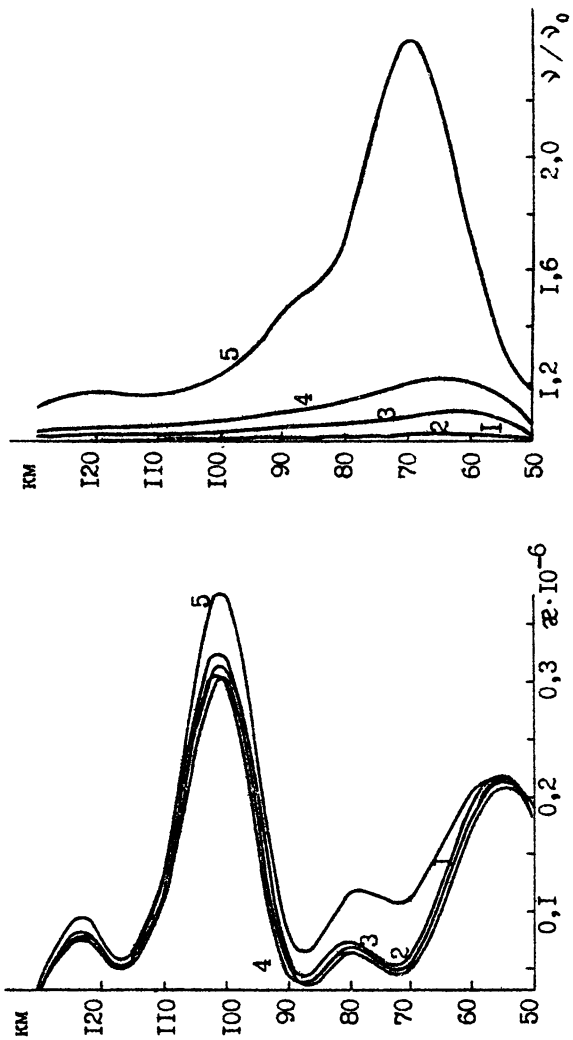


Рис. 176, Б

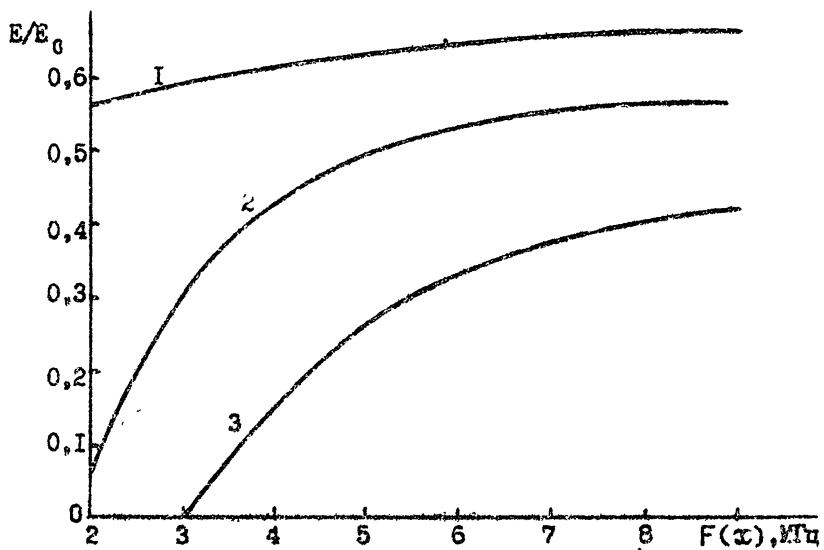
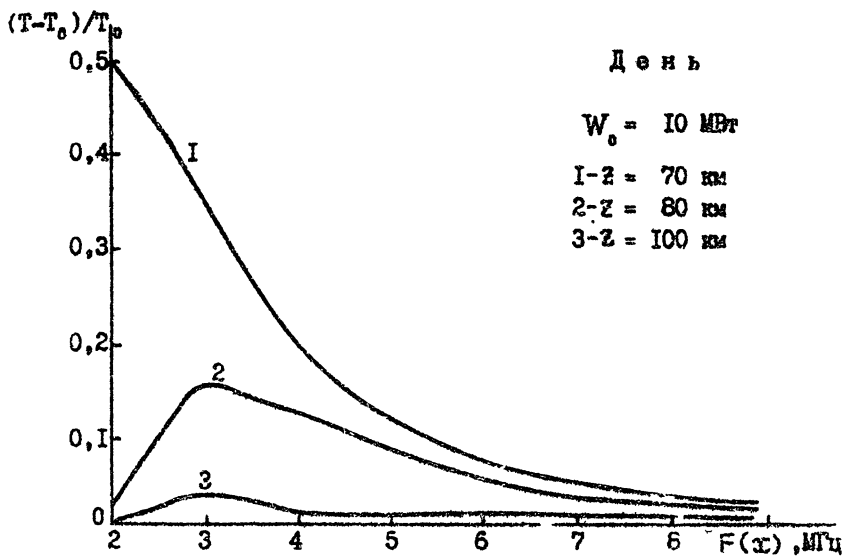


Рис. 18а,б

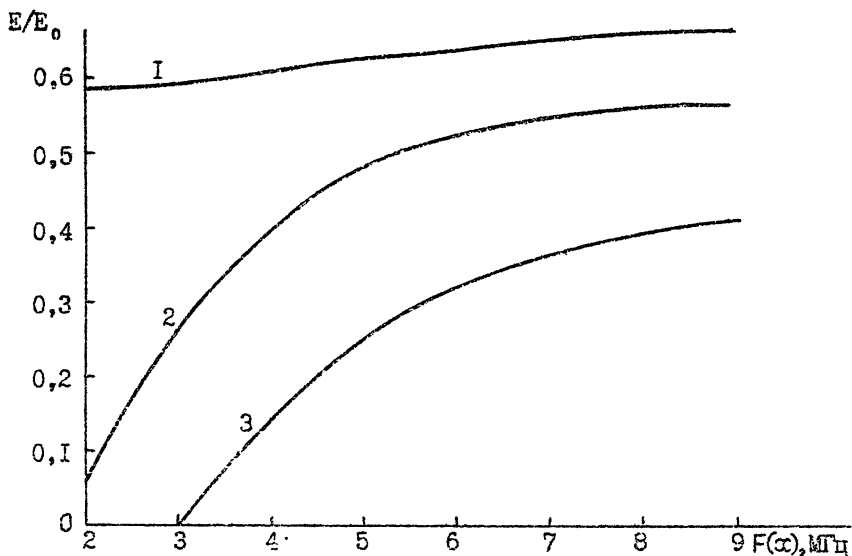
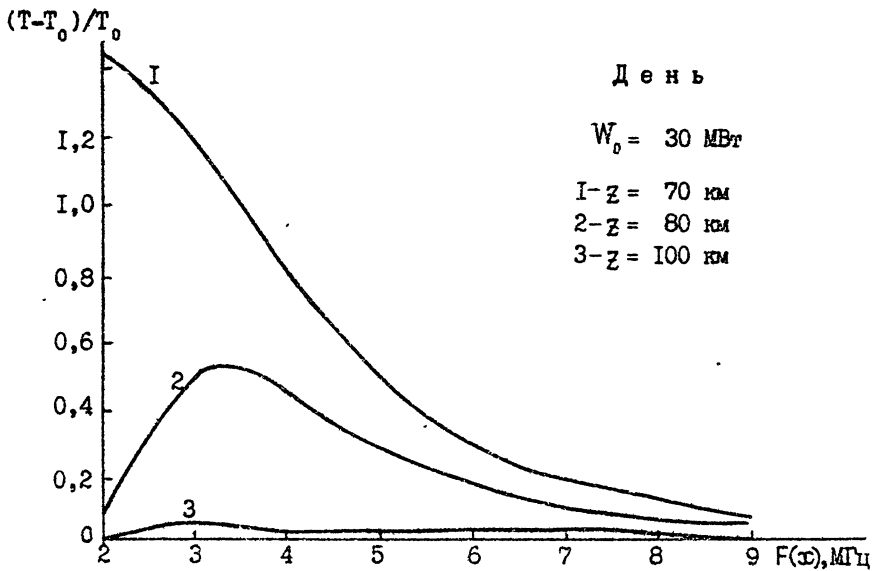


Рис. 19а, б

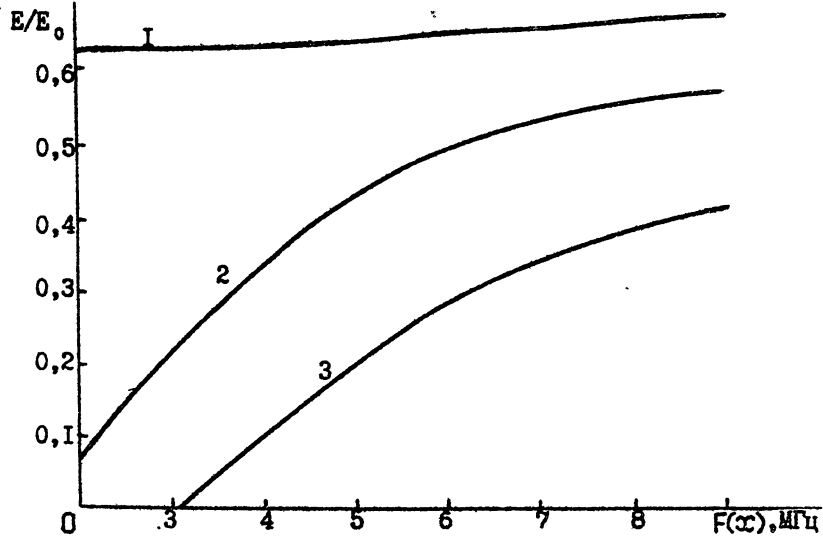
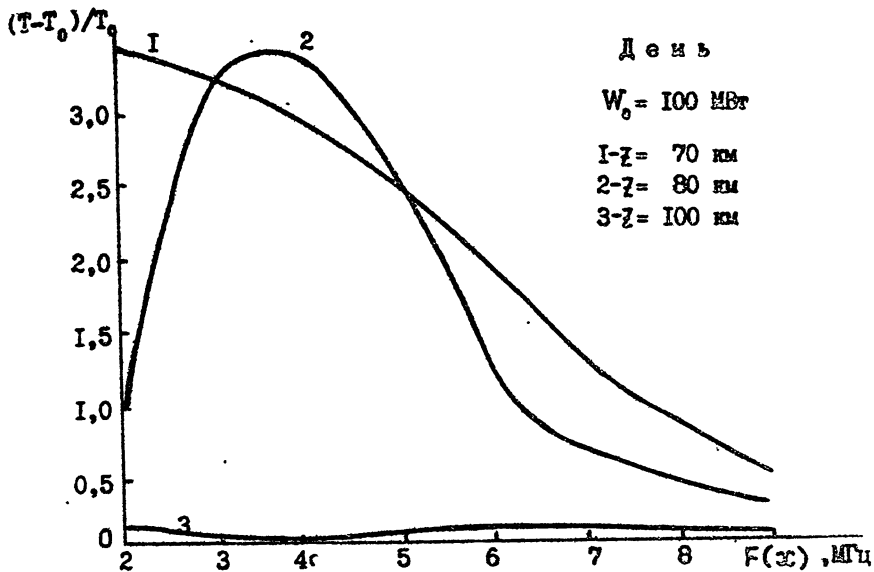


Рис. 20а,б

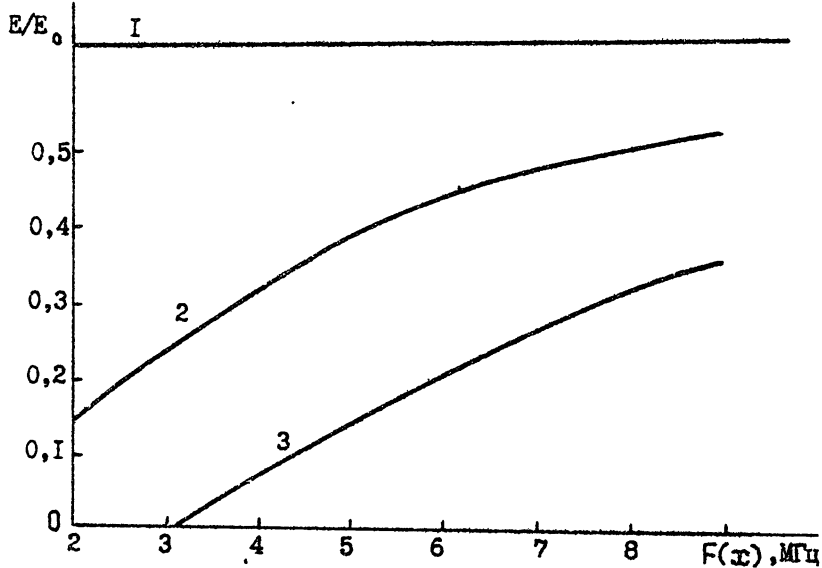
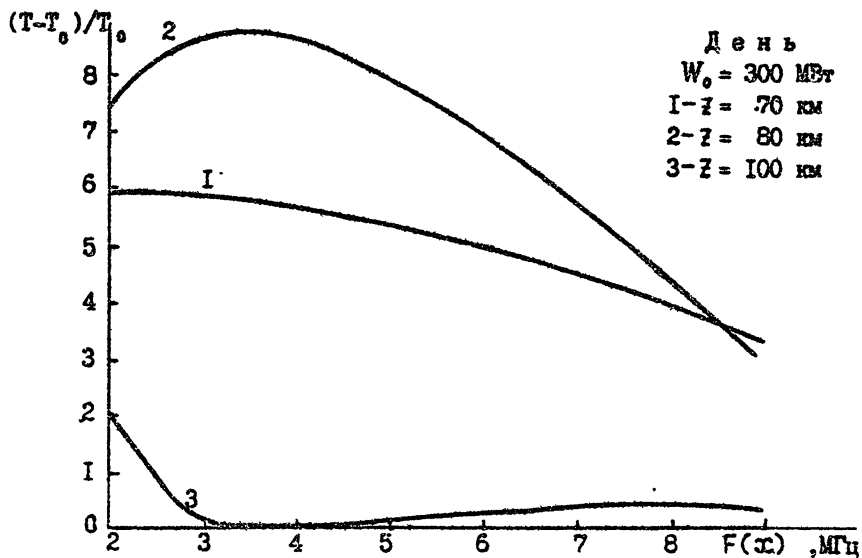


Рис. 21а,б



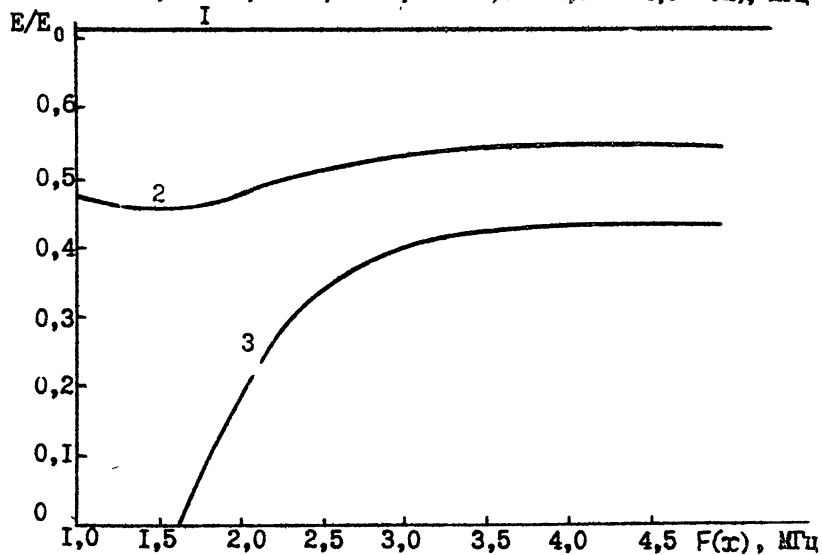
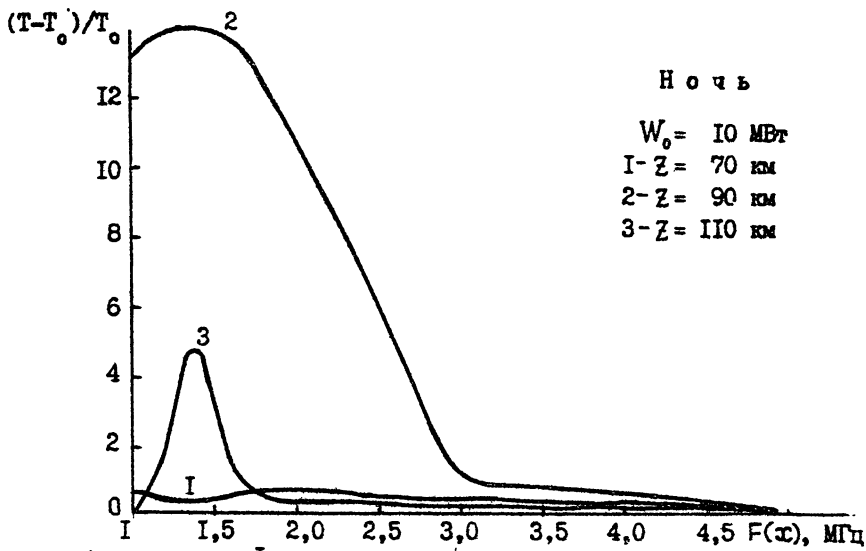


Рис. 22а, б

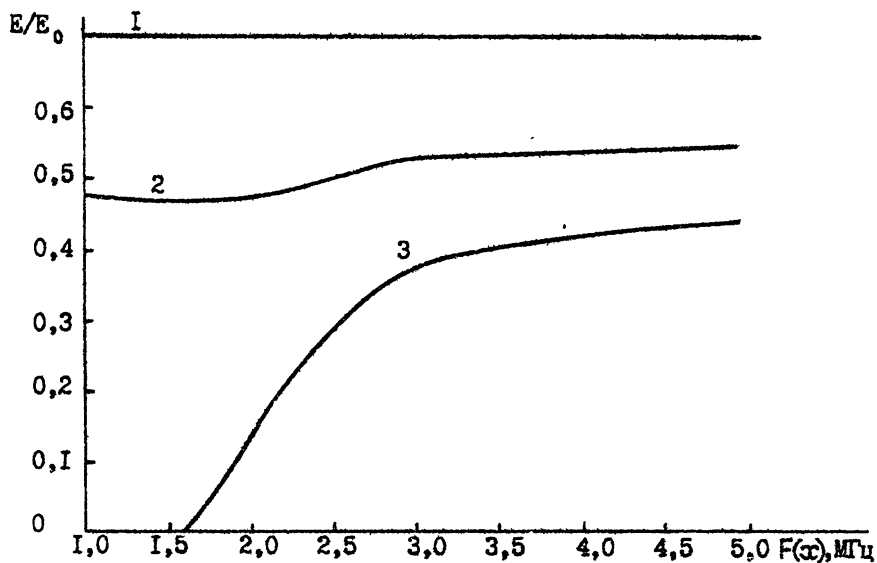
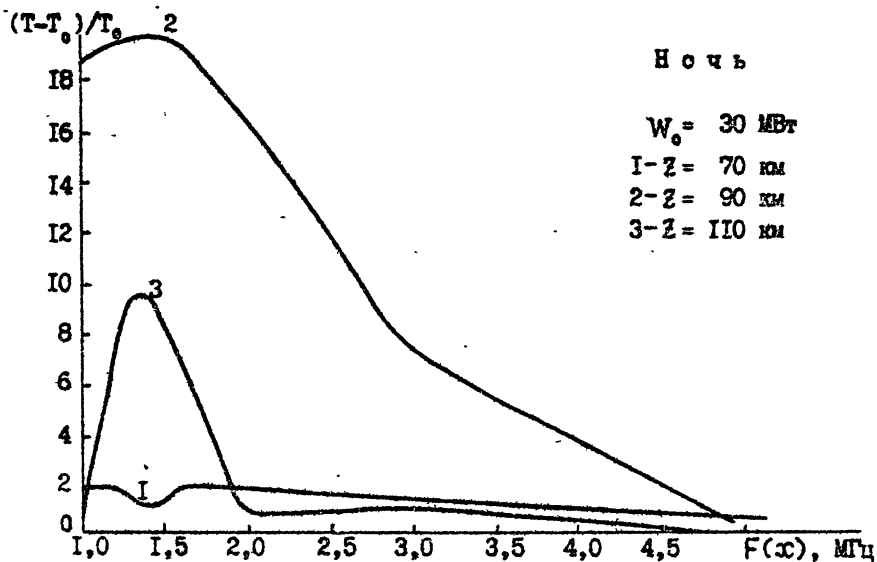


Рис. 23а,б

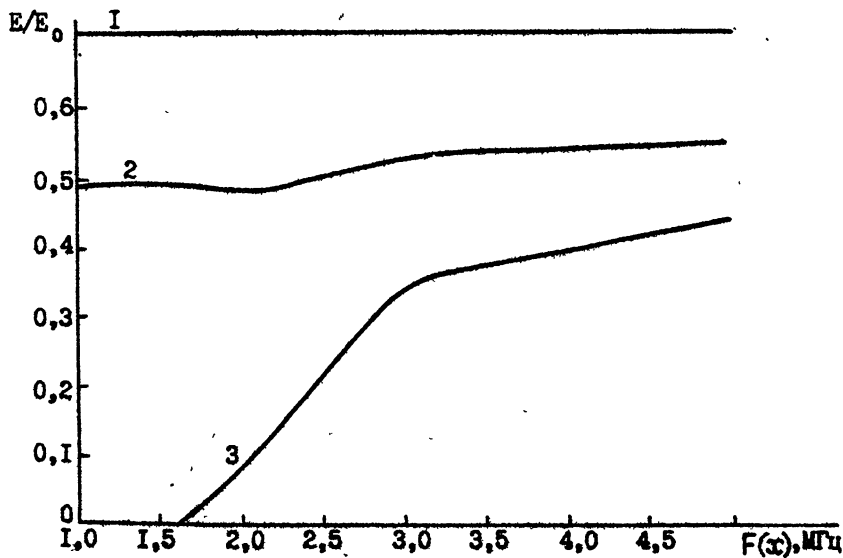
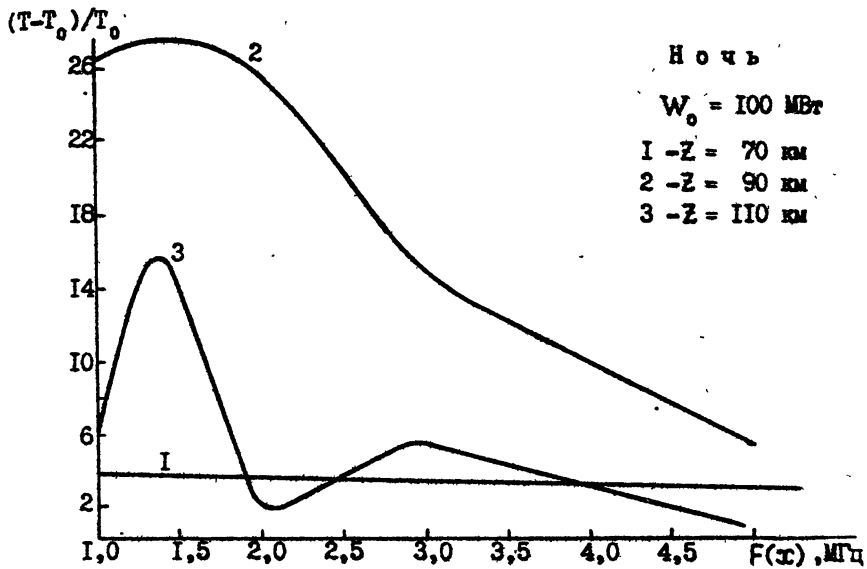


Рис. 24а,б

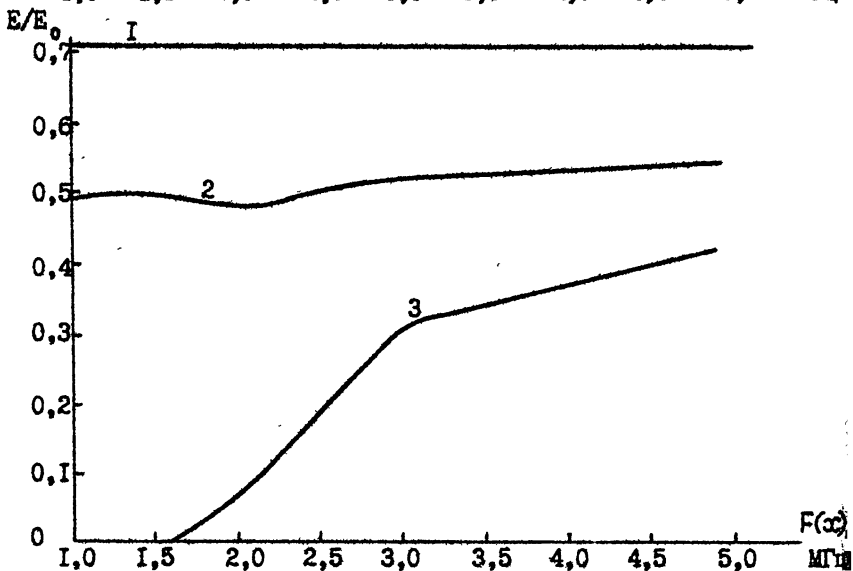
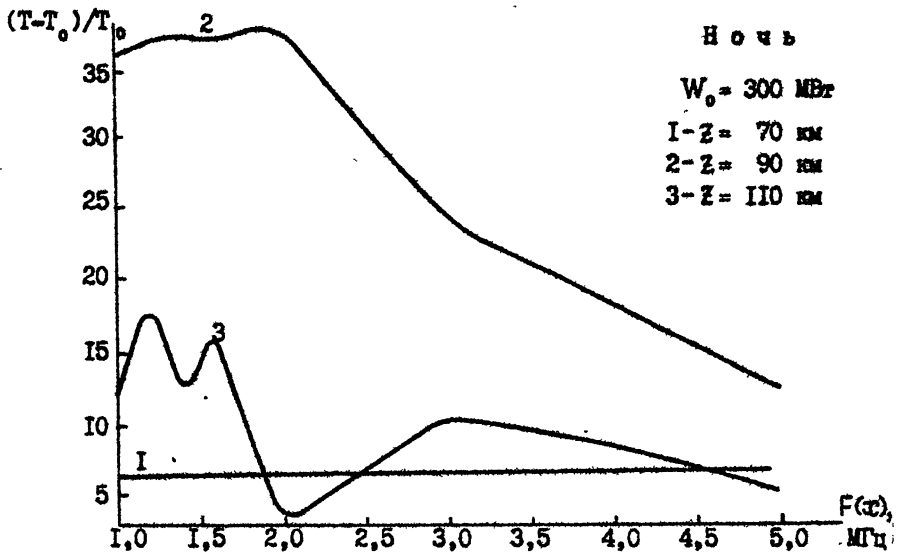


Рис. 25а,б

Мargarита Абрамовна Иткина  
Дмитрий Самойлович Котик  
Зоя Николаевна Кротова  
Сергей Владимирович Поляков  
Виктор Овсеевич Рапопорт

**НАГРЕВ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ  
КОРОТКОВОЛНОВЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ**

---

Подписано в печать 18.11.83 г. МЦ 00422. Формат 60x84/16  
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 3,02 усл. печ. л.  
Тираж 120, Заказ 2916. Бесплатно.

---

Отпечатано на ротапринтере Горьковского научно-исследовательского радиофизического института, 603600 Горький  
ГСП-51, ул. Лядова 25/14, т. 38-90-91, д. 5-09.