

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - III

В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПО НЕСОХРАНЕНИЮ
МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЭЛЕКТРОНОВ
В ЛОВУШКЕ С МАГНИТНЫМИ ПРОБКАМИ**

Новосибирск

1974

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО НЕСОХРАНЕНИЮ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

ЭЛЕКТРОНОВ В ЛОВУШКЕ С МАГНИТНЫМИ ПРОБКАМИ

В.Г.Пономаренко, Л.Я.Траинин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведен сравнительный анализ параметров неадиабатичности и кривых $\tau(H)$ для нескольких расстояний между магнитными пробками с разной степенью искажения основного поля соленоидов для глубокого и мелкого захвата электронов в потенциальную яму ловушки.

Показано, что параметр ξ_a неискаженной конфигурации существенно возрастает с увеличением расстояния между пробками l и высказаны предположения о причине этого явления. Найдено, что с ростом l неадиабатические изменения происходят в более сильных в целом полях. Результаты исследований показывают, что увеличение веса высших гармонических составляющих продольного движения приводит к большему проявлению эффектов несохранения μ .

Указано на сложную зависимость неадиабатических эффектов от давления при $H < H_{кр}$ и приведена точка зрения авторов на характер явлений.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе более подробно, чем в [1], описываются результаты исследований по движению заряженных частиц в ловушке с магнитными пробками. Необходимость более подробного анализа материалов проведенных исследований появилась в связи с результатами теоретических работ ([2],[3]), опубликованных одновременно или несколько позднее работы [1]. Особо следует упомянуть о работе [2], в которой обсуждаются экспериментальные исследования, проведенные в [1] и приводятся оценки величины параметра ξ_a ([3]), при которой может наблюдаться тот или иной механизм стохастической неустойчивости, приводящей к несохранению магнитного момента.

За основной параметр неадиабатичности принят ξ_a , с помощью которого получены результаты, позволившие высказать предположения о том, какие механизмы нарушения инвариантности имели место в экспериментах.

Работа в известной мере дополняет объяснения результатов исследований движения электронов в ловушке, проведенных в [1] и подтверждает последние на основе большего количества фактических данных.

§ I. Экспериментальная установка

Схематический разрез модифицированной экспериментальной установки, подробно описанной в [4] изображен на рис. I. По сравнению с [4] установка подверглась следующим изменениям.

1. Инжектор располагался со стороны откачки, что позволило получить предельно низкие давления в системе до $6 \cdot 10^{-10}$ тор, которые можно было устойчиво поддерживать.

2. Длина кольца ([4]) была увеличена до 320 мм.

3. Для инжекции в ловушку электронов, траектории которых не обходят ось системы (электроны, траектории которых охватывают ось, при выполнении некоторых условий (5) могут удерживаться в системе вечно), инжектор был помещен на расстоянии 3 см от оси. Средний угол инжекции составлял 30° к оси ловушки.

На катод электронной пушки в момент инжекции подавался импульс с напряжением $-U_p$, и длительностью 10 ± 20 мксек. Через 3 ± 5 мксек после начала импульса инжекции на кольцо подавался положительный импульс напряжением U_k , длительностью $1 \text{--} 3$ мксек, что приводило к опусканию магнитного потенциального барьера, как показано на рис.2.

На сетки 5, расположенные вблизи коллектора, можно было подавать напряжения, позволявшие отделить составляющие токов ионов и вторичных электронов, образовавшихся при ионизации остаточного газа в системе захваченными в ловушку электронами высокой энергии (первичными).

Как показано в [6] (см. также 4), ток первичных электронов составлял при различных их начальных энергиях не более $0,5 \pm 5\%$ от тока вторичных и поэтому величина тока на коллектор в режиме, когда на последний проходили как первичные, так и вторичные электроны с хорошей точностью пропорционален числу $n(t)$ первичных электронов, находящихся в данный момент в объеме ловушки.

В ходе работы измерялись следующие параметры экспериментальных осциллограмм тока коллектора (в режиме, когда вторичные электроны проходили на коллектор): τ_n — время полного исчезновения сигнала на экране осциллографа, $\tau_k = \frac{I(t)}{\frac{dI(t)}{dt}} = \frac{n(t)}{\dot{n}(t)}$

$$\bar{\tau} = \frac{1}{n(t)} \int n(t) dt = \frac{1}{I(t)} \int I(t) dt$$

(подробнее см. [1], [6]).

§ 2. Методика измерений

В ходе работы исследуемый вопрос выяснялся при помощи 3-х различных методов:

I. Измерения зависимости $\tau = \tau(H_{max})^x$ для различных конфигураций магнитного поля в ловушке. Как это описано в I, изменение конфигурации магнитного поля обеспечивается тремя

x) В дальнейшем H_{max} мы будем обозначать просто H .

дополнительными соленоидами, соосными с основными. Эксперименты были проведены, в основном, с полями трех конфигураций. В конфигурации I поля создавалось только основными соленоидами. Конфигурации II и III получаются включением дополнительных соленоидов, причем ток в их обмотках при работе в конфигурации III вдвое больше, чем при работе в конфигурации II.

На рис.3а приведены графики магнитного поля для всех трех конфигураций в случае, когда расстояние между центрами основных соленоидов $l = 65$ см, а на рис.4а для случая, когда это расстояние было равно 77 см. На оси ординат отложены значения $\frac{H(z)}{H_{max}}$, где $H(z)$ — напряженность магнитного поля на оси в точке с координатой z . Магнитное поле H_{max} в центре пробки, где поле максимально с точностью в 3% одинаково во всех конфигурациях при одном и том же токе в основных соленоидах.

2. Эксперименты с импульсным включением дополнительного поля (ИВДП).

В этих экспериментах было проведено непосредственное наблюдение неадиабатического выхода электронов из ловушки с магнитными пробками.

Основная идея этих экспериментов состоит в следующем. Захват электронов в ловушку производится при выключенном дополнительном поле. (I-я конфигурация). Через $0,15 \pm 0,2$ сек после захвата включается дополнительное поле со временем установления 10^{-2} сек. Таким образом, за время переходного процесса конфигурация магнитного поля, соответствующая конфигурации I превращается в конфигурацию, соответствующую конфигурации II или III, при некоторых значениях поля, соответствующих режиму № I.

Ток в обмотках дополнительных магнитов устанавливается пропорциональным току в обмотках основных магнитов.

При некоторых значениях поля наблюдается характерное быстрое уменьшение сигнала вторичных электронов. На рис. 8 приводятся типичные осциллограммы тока вторичных электронов, полученные при различных значениях поля.

Обращает на себя внимание сильный всплеск тока, следующий непосредственно после ИВДП. Измерения тока первичных электронов показали, что всплеск обусловлен именно этими электронами.

3. Эксперименты по определению временной зависимости спектрального распределения электронов по магнитным моментам

Метод измерения состоит в следующем. Через определенное время после захвата на кольцо подается второй импульс U_2 положительного напряжения (первый импульс обеспечивает захват); при этом эффективный потенциал становится равным $\mu H(z) + e\varphi$ ($\varphi \approx U_2$ в средней части кольца) вместо $\mu H(z)$.

Пробка, расположенная со стороны инжектора, оказывается "опущенной", что приводит к уходу в сторону инжектора некоторой части быстрых электронов. Вторичные электроны, которые полностью выходят из ловушки, быстро восстанавливаются, и установившееся после импульса значение коллекторного тока определяется числом быстрых электронов, оставшихся в ловушке. Это позволяет в любое время после захвата найти зависимость числа быстрых электронов, оставшихся в ловушке после действия импульса от его напряжения.

Таким образом для любого момента времени можно определить $N(\mu)$ - число электронов с магнитными моментами от μ_{\max} до μ . Дифференцированием кривых $N(\mu)$ можно получить распределение электронов по магнитным моментам $p(\mu, t)$. Длительность второго импульса составляла 6 мксек. Изменение коллекторного тока при действии импульса U_2 представлено на осциллограмме рис. 9.

Отметим, что по известному $p(\mu, t)$ можно найти коэффициенты в уравнении Фоккер-Планка для движения электрона в пространстве магнитных моментов. В наших экспериментах измерения $p(\mu, t)$ не делались с необходимой для этого степенью точности.

§ 3. Неадиабатический выход электронов из ловушки

Целью проведенных исследований явилось обнаружение несохранения магнитного момента электрона, приводящего к выходу его в конус потерь. При этом необходимо было отделить исследуемые процессы от конкурирующих, каковыми являются аппаратные эффекты, обусловленные токами электронов на зонд и стенку камеры.

Наиболее подробно эксперименты были проведены при расстоянии между центрами пробок $l = 65$ см, которое было минимально возможным ввиду конструктивных особенностей установки и определялось размерами дополнительных соленоидов.

Как видно из рис. 3 б, в, г, кривые $\tau_n, \bar{\tau}, \tau_k$ имеют три характерные области. Для больших значений H время жизни в ловушке $\approx \text{const}$.

Для малых значений H оно примерно на порядок меньше и слабо зависит от магнитного поля. В промежуточной области наблюдается резкое изменение τ . Промежуточную область удобно характеризовать величиной $H_{кр}$ - значения H , при котором время удержания составляет 0,9 от времени удержания при больших полях.

Из рис. 3 видно, что

- 1) Спады кривых становятся более плавными при низком вакууме.
- 2) Заметно, что при низком вакууме $H_{кр}$ претерпевает сдвиг в сторону меньших полей.
- 3) Введение дополнительного поля (II-я и III-я конфигурации) приводит к увеличению $H_{кр}$.

Как показали измерения (см. рис. 10, 11) зондовых токов в момент захвата и в процессе удержания интенсивный рост зондовых токов во всех 3-х конфигурациях начинается при $H < H_{кр}$ I-й конфигурации и токи на зонд во II-й и III-й конфигурациях при $H \sim H_{кр}$ II-й и III-й конфигураций не больше, токов на зонд I-й конфигурации при тех же величинах магнитных полей.

К этой же группе экспериментов по содержанию примыкают эксперименты, описанные в [8], где описаны результаты, полученные при действии дополнительного поля лишь одного из добавочных соленоидов (центрального).

Исследования проводились при расстояниях между центрами пробок ℓ равных 65 см и 77 см,

Графики магнитного поля по оси системы приведены на рис. 12 а, б. Различные геометрии магнитного поля удобно характеризовать величиной $\Delta \beta(\rho) = \frac{\Delta H(\rho)}{H(\rho)}$, возникающего вследствие увеличения или уменьшения поля в центре системы при введении поля дополнительного соленоида.

Изменение величины $H_{кр}$, измеренного по кривым $\tau(H)$ показано на рис. 11в, из сравнения которого с рис. 12а, 12б видно, что с ростом искажения основного поля $H_{кр}$ растет столь быстро, что H (соответствующее критическому полю) значительно возрастает, несмотря на рост пробочного отношения, а следовательно зондовые токи должны падать при критических полях, соответствующим большему искажению основного поля.

Из выше отмеченных свойств кривых $\tau(H)$ рис. 3, 11 можно сделать вывод о том, что при $H \approx H_{кр}$ данной конфигурации выход электронов из объема ловушки в значительной мере определяется механизмами, не связанными рассеянием на остаточном газе, магнитотормозным излучением и аппаратными эффектами. 1-я и 2-я из выше перечисленных особенностей показывают, что при низком вакууме газовое рассеяние маскирует неадиабатические эффекты, становящиеся заметными при высоком вакууме.

3-я особенность указывает на то, что неадиабатические эффекты сильнее проявляются для более неоднородных конфигураций магнитного поля.

Неадиабатический выход электронов в конус потерь непосредственно наблюдался в опытах с ИВДП. Общей особенностью всех экспериментов с ИВДП, как это наглядно иллюстрируется кривыми рис. 8, является то, что

1) При $H > H_{кр}$ конфигурации с дополнительными полями эффект увеличения выхода электронов из ловушки отсутствует, либо очень слаб.

2) Эффект становится весьма заметным при $H_{кр}$ 1-й конфигурации $< H < H_{кр}$ конфигураций с дополнительным полем. На ряде осциллограмм заметен сильный всплеск тока первичных электронов.

3) Эффект становится сравнительно менее заметным при $H < H_{кр}$ 1-й конфигурации.

Отсутствие эффекта при $H > H_{кр}$ конфигурации с дополнительным полем позволяет исключить адиабатическое охлаждение, как причину явления и приводит к утверждению о том, что причиной явления является несохранение магнитного момента.

Ослабление эффекта при $H < H_{кр}$ 1-й конфигурации позволяет предположить, что в этом случае, когда неадиабатические механизмы уже работают с самого момента захвата, введение добавочного искажения сравнительно мало влияет на скорость процесса выхода электрона в запертый конус.

Таким образом совокупность особенностей выше перечисленных экспериментальных фактов позволяет утверждать, что наблюдался эффект несохранения адиабатического инварианта.

§ 4. Особенности процессов выхода электронов из магнитной ловушки с пробками

Предварительный анализ особенностей движения электронов с различным μ мы можем провести из анализа результатов измерений, приведенных на рис. 3 б, в, г; 4 б, в, г, а особенно наглядно на рис. 14.

Из рассмотрения этих иллюстраций можно сделать вывод о том, что с уменьшением магнитного поля уменьшение τ_k начинается при больших, а τ_n - при меньших магнитных полях, чем $\bar{\tau}$.

Отсюда можно предположить, что для электронов с меньшими значениями μ проявление неадиабатических эффектов в движении начинается при больших магнитных полях.

Это же подтверждается сравнением рис. 3 в, г с рис. 3' в, г^х.

х) Для упрощения индексации рис. 3-7 мы обозначили индексом, а черточкой элюры магнитного поля, б - зависимость $\tau_n(H)$, в - зависимость $\bar{\tau}(H)$, г - зависимость $\tau_k(H)$ для всех рисунков.

На рис. 3 в,г приведены зависимости $\tau_n(H), \tau_k(H)$ для $l = 65$ см $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв, а на рис. 3' в,г при тех же геометрических условиях и том же напряжении инжектора, но $U_k = 15,6$, т.е. имеет место гораздо более глубокий захват (большая ширина спектра по μ).

Сравнение вышеупомянутых рисунков показывает, что при мелком захвате ($U_k = 4$ кв) $N_{кр}$ больше, чем при глубоком ($U_k = 15,6$ кв), а также, что при глубоком захвате зависимость $N_{кр}$ от давления почти отсутствует.

Этот же самый эффект можно видеть и из сравнения рис. 4б,г ($l = 77$ см), $U_n = 9$ кв, $U_k = 1,3$ кв с рис. 4'б,г ($l = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв).

Высказанные положения подтверждаются также рис. 4''б,г ($l = 77$ см, $U_n = 27$ кв, $U_k = 12$ кв), 5б,г ($l = 81$ см, $U_n = 6,8$ кв, $U_k = 3,9$ кв), 6б,г ($l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 2,6$ кв) для мелкого захвата и рис. 7б,г ($l = 95,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв) — для глубокого. Зависимость $N_{кр}$ по τ_n от U_k для I-й конфигурации поля показана на рис. 13, который, как и предыдущие подтверждает высказанные положения.

Как нетрудно видеть из вышеупомянутых рис. 3-7 для $H < N_{кр}$ время удержания слабо зависит от величины магнитного поля. Это указывает на наличие таких зон в 3-мерном пространстве (в общем случае) действий и углов системы (грубо, это пространство может быть сведено к пространству магнитных моментов), где движение устойчиво и неадиабатические эффекты малы.

В связи с этим возникает вопрос о том, не является ли причиной образования нижнего плато захват электронов, траектории которых обходят ось системы при слабых магнитных полях в момент инжекции? В движении таких электронов неадиабатичность движения не должна проявляться, поскольку существует точный интеграл движения [7].

В наших экспериментах такой захват был произведен при помощи метода, подробно описанного в [7]. Эксперименты, описанные в [8], являются таким образом контрольными экспериментами, в которых проверяются простые эффекты и тем самым подтверждается надежность методики.

Кроме того они, как это подробнее сказано в [8], проверяют действие азимутальной асимметрии поля, обусловленной техническими причинами, на характер движения.

Элементарные расчеты показывают, что при $H \sim 200$ э, близком к $N_{кр}$ I-й конфигурации при $p \sim 10^{-5}$ тор, часть электронов инжектируемых из пушки при расстоянии от пушки до центра пробки 41 см, как это было в условиях эксперимента, могут охватывать ось системы, однако для $H < N_{кр}$ II-й и III-й конфигураций это уже исключено. Для больших l это исключено даже для I-й конфигурации.

Это указывает на то, что захват в систему электронов, траектории которых охватывают ось, не играет существенной роли в образовании нижнего плато для большинства экспериментальных кривых.

Из осциллограмм ИВДП, приведенных на рис. 8 видно, что процесс выхода электронов из рабочего объема ловушки можно разбить на два процесса — быстрый и медленный с характерными временами τ_n и τ_p .

Для количественной оценки времени неадиабатического выхода электрона из ловушки в экспериментах с ИВДП была построена математическая модель, в которой предполагалось, что изменение носит случайный характер, а коэффициент диффузии

$$D(\mu) = \begin{cases} D_p + D_n & \text{для } \mu_{\min} < \mu < \mu^* \\ D_p & \text{для } \mu^* < \mu < \mu_{\max} \end{cases} \quad (1)$$

где D_p — коэффициент диффузии, обусловленный рассеянием на газе; D_n — коэффициент диффузии, обусловленный неадиабатичностью движения; μ_{\min} — минимально возможная по условиям удержания величина магнитного момента, $\mu_{\max} = \frac{e U_n}{H(0)}$ ($H(0)$ — значение поля в центре ловушки).

Тогда зависимость числа частиц в ловушке от времени можно аппроксимировать выражением:

$$n(t) = n(0) \left[A \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right] \quad (2)$$

На рис.8 приведены зависимости τ_n, τ_p, A , полученные при графоаналитической обработке осциллограмм от ИВДП.

Из рис. 8 видно, что:

1) при увеличении H до $H_{кр}$ режима с дополнительным полем величина $I - A \rightarrow 0$; а τ_n резко возрастает^{х)};

2) при уменьшении H τ_p уменьшается, что находится в качественном соответствии с предположением об уменьшении размера зоны адиабатического движения с уменьшением магнитного поля при $H < H_{кр}$.

Отметим, что весьма наглядное подтверждение, высказанного выше предположения о наличии 2-х зон было получено в экспериментах, когда ИВДП производилось после выбрасывания части электронов 2-м импульсом кольца, производившемся через 10^{-3} сек после инъекции (I-й импульс обеспечивал захват). При этом эффект от ИВДП уменьшился и становился мало заметным при некотором значении амплитуды 2-го импульса (рис.15), что указывает на отсутствие осаждения электронов на стенку камеры после ИВДП и подтверждает наличие области фазового пространства, где неадиабатичность движения проявляется особенно сильно.

Отметим также, что сравнение осциллограмм ИВДП, снятых при разных U_k , но одинаковых прочих условиях показывает, что неадиабатический выброс электронов относительно сильнее выражен с уменьшением $H_{кр}$ для меньших величин U_k , а с дальнейшим уменьшением наоборот эффект сильнее выражен для больших U_k (рис.16). Можно полагать, что при больших μ (глубокий захват) ИВДП действует лишь на часть спектра по μ , находящуюся вблизи $\mu = \mu_{min}$.

Спектральные измерения также иллюстрируют высказанное положение о зонах.

Наглядно характер изменения μ во времени демонстрируют осциллограммы рис.17, где наглядно видна диффузия электронов в область больших μ .

х) Необходимо отметить, что при малых значениях μ в измерения вносится погрешность, обусловленная конечной постоянной времени электрометрического усилителя $\sim 10^{-2}$ сек.

На рис.18 показана эволюция за время 0,5-2 сек после инъекции спектра I-й конфигурации при $\ell = 77$ см в области адиабатичности, а на рис.19 - эволюция спектра перехода от I-й к III-й конфигурации за 0,12 - 0,15 сек после ИВДП, откуда видно, что при неадиабатическом выходе электронов из ловушки сильная диффузия в области μ , близких к μ_{min} приводит к выходу электронов из этой области как в конус потерь, так и в область слабой диффузии, где $\mu \sim const$.

На рис.9 показана эволюция за время до 1,2 сек спектров I-й и II-й конфигураций на плато, в области, близкой к $H_{кр}$ II-й конфигурации. Из рис. 9 видно, что для II-й конфигурации в области, близкой к $H_{кр}$, концентрация электронов падает быстрее, чем для I-й конфигурации, в то время, как при больших μ плотность $\frac{dN}{d\mu}$ не ниже, чем для I-й конфигурации.

На рис.20 а,б показаны спектры при H , близком к $H_{кр}$ I-й конфигурации через 10^{-3} сек и через 3,4 сек после ИВДП от I-й к III-й конфигурации, а также спектр (рис.20в), снятый при тех же условиях, что и на рис.20а, но с большим U_k .

Из сравнения рис. 20 а,б,в хорошо видно, что в спектрах наблюдаются зоны, плотность электронов в которых все время мала. Это хорошо видно также на рис. 20 а,б, где показаны спектры, полученные из интегральных спектров рис. 20 а,б путем интерполирования кривых с последующим дифференцированием по уточненной формуле Стирлинга [9].

Далее экспериментальные данные показывают, что неадиабатичность движения проявляется сильнее для более неоднородных конфигураций магнитного поля.

Пожалуй, наиболее убедительным доказательством высказанного положения являются сдвиги $H_{кр}$ в сторону больших полей для конфигураций с большим дополнительным полем. Наряду с экспериментами, иллюстрируемыми упомянутыми ранее рис.3-7, высказанное положение иллюстрируется экспериментами [10], где описаны результаты, полученные при действии дополнительного поля лишь одного из соленоидов (центрального), создающих поля II-й и III-й конфигураций, о которых упоминалось в § I.

Из других результатов отметим также, что зависимость τ_n от p , найденная из измерений ИВДП при прочих равных условиях (рис. 21), имеет минимум в некоторой области значений.

В связи с этим отметим, что на нижних плато кривых $\tau(H)$, снятых при близких по порядку величинах давления, заметны пережесты.

Оба вышеотмеченные явления указывают на сложную взаимосвязь между неадиабатической и газовой диффузией.

Для кривых $\tau(H)$, снятых при разных U_n с пропорционально измененными U_k выполняется соотношение $H_{kp} W^{-1/2} \approx \text{const}$ (рис. 22, 23), что находится в соответствии с геометрическим подобием траекторий.

Приведем также весьма наглядные графики зависимости τ от U_n при $\frac{U_n}{U_k} = \text{const}$ и $H = \text{const}$ (рис. 24, 25, 26), показывающие, что зависимость $\tau = \tau(U_n)$, близкая к $U_n^{3/2}$ при H , лежащем в области адиабатичности движения (см. [II]), уменьшает свое возрастание, приходит через максимум и начинает уменьшаться в области U_n , больших некоторых $U_{n\text{кр}}$.

§ 5. Обсуждение результатов экспериментов по изучению процессов выхода электронов из ловушки, связанных с несохранением магнитного момента

I. Экспериментальные результаты, приведенные в § 2, 3 данной главы не нашли полностью однозначного объяснения, однако, наиболее правдоподобной представляется точка зрения на наблюдавшиеся явления, выраженная в работе Б.В.Чирикова [2], краткая формулировка которой приведена в обзоре М.С.Иоффе и В.Б.Кадомцева [12].

Положение Б.В.Чирикова о том, что при $H \lesssim H_{kp}$ наблюдается слабая неустойчивость хорошо подтверждается выраженным уменьшением при увеличении давления остаточного газа в системе для случая малых U_k (мелкий захват), что ясно указывает на то, что неустойчивость развивается за большое число (от 10^4 до 10^{10}) продольных колебаний электрона в ловушке.*

*) соответственно от 10^7 до 10^{13} ларморовских оборотов.

Поскольку в численных экспериментах [13] было найдено, что электроны, находящиеся в неустойчивой области движения выходят из ловушки за время нескольких десятков отражений от пробок, то сравнение [13] и результатов данной главы четко показывает, что неустойчивость действительно является слабой при $H \lesssim H_{kp}$.

Для больших величин U_k (глубокий захват) зависимость H_{kp} от давления почти отсутствует и кроме того H_{kp} меньше таковых величин для мелкого захвата при той же геометрии поля. Это заставляет предполагать, что в некоторой области фазового пространства при снижении H ниже H_{kp} мелкого захвата имеет место переход от слабой неустойчивости к более сильной. За это же предположение свидетельствуют всплески первичного тока в экспериментах с ИВДП.

2. По экспериментальным результатам, приведенные в § 2, 3 данной главы были подсчитаны параметры неадиабатичности $\epsilon_{\parallel kp} = \frac{mc V_{\parallel}}{eH} \frac{H'}{H}$ [14], $\epsilon_{a\text{кр}} = \frac{3}{2} \frac{V_0}{\omega_n} \sqrt{\frac{H''}{2H}}$ [3], где ω_n - Ларморова частота, H' и H'' соответственно 1-я и 2-я производные поля по оси системы, V_{\parallel} - составляющая скорости электрона вдоль силовой линии поля; $\lambda = \frac{mcV/eH}{R_{\text{эф. колл.}}}$ [15], где V - полная скорость электрона.

Результаты вычислений для различных конфигураций магнитного поля, энергий электронов и условий захвата приведены в табл. I - IO и на графиках рис. 3-7.

3. Из сопоставления данных по $\epsilon_{a\text{кр}}$, $\epsilon_{a\text{тк}}$ таблиц 2, 5, 8, на которых приведены значения ϵ, λ для глубокого захвата, когда $H_{kp}, \epsilon, \lambda$ слабо зависят от давления видно, что с ростом расстояния l между пробками величины максимальных значений ϵ_a для I-й конфигурации существенно возрастают для искаженной конфигурации, как показано на сводной таблице II.

Таблица II

l	65	77	95,5
$\varepsilon_{a\tau n}$	0,197-0,233	0,240	0,443-0,490
$\varepsilon_{a\tau k}$	0,158	0,174-0,198	0,347-0,443

Из этой таблицы видно, что если при $l = 65$ см ε_a близко к теоретическому значению 0,16 [2], полученному в предположении о том, что неадиабатическая диффузия обязана своим происхождением 6-мерности фазового пространства из-за азимутальной асимметрии $\sim 0,5\%$, то при $l = 95,5$ см. ε_a приближается к 1, полученному из предположения о глубоком проникновении островков стохастичности в область колмогоровской устойчивости.

Возможное объяснение такого роста ε_a состоит в том, что при больших расстояниях между пробками, вблизи медианной плоскости там где согласно [3] имеет место наиболее резкое изменение μ , азимутальная асимметрия невелика по сравнению с таковой при $l = 65$ см вследствие сильного погашения асимметричных добавок к полю, которые убывают значительно сильнее, чем основное поле. Вследствие этого сравнительно сильная неадиабатическая диффузия, которая при $l = 65$ см была в большей мере обусловлена диффузией в 3-х мерном фазовом пространстве уже не может быть существенной при $\varepsilon_a \sim 0,16$, а наблюдается при больших ε_a , когда начинается сказываться влияние на диффузию проникновения стохастических областей в устойчивую зону, т.е. начинает становиться существенным перекрытие резонансных зон в теперь уже "почти" 4-мерном фазовом пространстве, поскольку 3-я координата "почти" циклична.

Параметр λ при этом незначительно уменьшается, что недостоверно, поскольку разница параметров λ лишь незначительно выходит за пределы ошибки измерений, равной 5-6%.

Однако это показывает, что нарушение инвариантности при увеличении l происходит в более сильных в целом полях. Параметр $\varepsilon_{||}$ слабо меняется, не обнаруживая какой-либо тенденции.

Для II-й конфигурации параметр ε_a также слабо изменяется, обнаруживая слабую тенденцию к увеличению и оставаясь по величине близким к $\varepsilon_a = 0,16$ (табл. I2).

Таблица I2.

l	65	77	95,5
$\varepsilon_{a\tau n}$	0,162-0,187	0,162	0,194
$\varepsilon_{a\tau k}$	0,122	0,146-0,151	0,178-0,194

Столь большая разница в изменении ε_a с ростом l для гладких и искаженных конфигураций имеет возможное объяснение в том, что для искаженных конфигураций азимутальная асимметрия сохраняется за счет асимметрии поля дополнительных соленоидов.

Меньшая степень асимметрии основных соленоидов может при этом компенсироваться за счет большего вклада полей дополнительных соленоидов в общее поле.

Параметр λ , как и в предыдущем случае, также немного уменьшается с ростом l , а параметр $\varepsilon_{||}$ обнаруживает некоторую тенденцию к увеличению ($\sim 20\%$).

Следует также отметить, что для искаженных конфигураций поля при неизменном расстоянии между пробками и неизменном давлении параметры ε_a , $\varepsilon_{||}$, λ меньше на величины $\sim 20\%$ для $l = 65$ см, $\sim 30\% - 60\%$ для $l = 77$ см и приблизительно в 2,5 раза для $l = 95,5$ см. Позднее мы вернемся к этому вопросу в связи с аналогичными явлениями для случая мелкого захвата.

Заметим также, что для $l = 65$ см и $l = 77$ см параметры ε_a , вычисленные для разных конфигураций $n_{\text{пр}} p = \text{const}$ и $l = \text{const}$, логарифмически ближе, чем $\varepsilon_{||}$, как это хорошо видно на графиках рис. 3'е, 4'е^x) и из таблиц 2,5.

x) Буквой е на рис. 3-7 обозначены графики $\varepsilon = f(\lg p)$ I7

" " $\ln \varepsilon = f(\ln p)$.

То же самое в еще большей степени выполняется и для λ . Для $\ell = 95,5$ наоборот, логарифмически более удалены параметры ε_a . Это явление не нашло удовлетворительного объяснения.

Отметим также, что в связи с резким понижением $N_{кр}$ при $p = 2 \cdot 10^{-5}$ при $\ell = 77$ см (рис. 4 б, 4 г) имеет место резкий рост параметров ε , λ при этом давлении. Возможных причин этого явления мы коснемся несколько позже.

3. Перейдем далее к анализу зависимостей $\tau(H)$, измеренных при малых U_k (мелкий захват). Все они характеризуются меньшими по сравнению со случаем глубокого захвата критическими значениями параметров неадиабатичности и гораздо более сильной зависимостью последних от давления.

Рассмотрим возможную интерпретацию этих фактов. Если для глубокого захвата зона стохастической диффузии распространяется на все пространство, когда начинают выходить из объема электроны с M , близкими к M_{max} , причем везде $D_n \gg D_p$, то для мелкого захвата, при меньших величинах $\varepsilon, \lambda, D_n \gg D_p$ лишь в части фазового пространства, близкой к конусу потерь, что подтверждается совокупностью измерений $\tau(H)$, спектральных измерений и измерений по ИВДП (§ 2, 3 данной главы). Поскольку количество захваченных электронов при глубоком захвате во много раз больше, чем при мелком (в 7-15 раз), то выход электронов, близких к конусу потерь замаскирован на осциллограммах тока коллектора и неадиабатические эффекты незаметны.

По-видимому это обстоятельство объясняет результаты работы [16], где измерения при глубоком захвате (и слишком большом пространственном заряде), а нижнее "плато" отбрасывалось.

На кривых зависимости $\tau(H)$ в логарифмическом по τ масштабе и особенно наглядно графиках $\varepsilon, \lambda = f(\lg p)$ для $\ell = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв (рис. 3), для $\ell = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 1,3$ кв (рис. 4) видны зависимости $N_{кр}, \varepsilon_{кр}, \lambda_{кр}$ от p , близкие к экспоненциальным для большинства групп кривых $\tau(H)$ и графиков при одинаковых электродинамических условиях.

Отметим также, что при $\ell = 77$ см, $U_n = 27$ кв, $U_k = 12$ кв, т.е. условий захвата, подобных $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв также наблюдаются зависимости $N_{кр}, \varepsilon, \lambda$ от p , близкие к экспоненциальным (рис. 4) на интервале $\lg p$, в несколько раз меньшем, чем в предыдущих случаях. При $\ell = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв,

$U_k = 2,6$ кв, конфигурация № I для 2-х групп кривых, измеренных при высоком и низком давлении зависимости $\tau(H)$ и $\varepsilon = f(\lg p)$ можно проследить лишь на краях большого интервала давлений $10^{-6} - 10^{-9}$, однако по этим данным также можно предполагать наличие экспоненциальных зависимостей (рис. 6). Зависимости $N_{кр}(p), \varepsilon_{кр}(p), \lambda_{кр}(p)$ для 2-й и 3-й конфигураций при $\ell = 90,5$ см нельзя построить, т.к. в каждом случае имеется лишь по две экспериментальных точки, однако заметные сдвиги по вакууму позволяют думать, что предположение об экспоненциальной зависимости критических величин от p не противоречит данным эксперимента.

Достаточно ясного понимания вышерассмотренных результатов не имеется, однако нижеследующая упрощенная модельная трактовка результатов представляется неплохо отражающей реальные особенности зависимостей $N_{кр}, \varepsilon, \lambda$ от давления. Как показано в § 3, результаты экспериментов наводят на мысль, что фазовые пространства по M можно упрощенно представлять в виде 2-х зон, причем

$$\begin{aligned} \text{При } M_{min} < M < M^* & D = D_n + D_p \\ \text{При } M^* < M < M_{max} & D = D_p \end{aligned}$$

Движение в неадиабатической зоне носит характер блуждания между резонансными зонами. Даже если и нет прямого перекрытия резонансных зон, то в общем случае стохастическая диффузия должна быть выражена тем сильнее, чем больше $\sqrt{\Delta M_1^2}$ - среднеквадратичное изменение M за один период продольных колебаний $\tau_{||}$.

Тогда предположим, что

$$\left(\frac{M^* - M_{min}}{\sqrt{B \Delta M_1^2 + \Delta M_p^2}} \right)^2 = \frac{\tau_n}{\tau_{||}} \quad (I)$$

где $B < 1$ - среднеквадратичная величина изменения M из-за рассеяния на газе за время $\tau_{||}$, $\sqrt{\Delta M_p^2} = M_p$

Исходя из [17], запишем ΔM_1 в виде $\Delta M_1 = A \bar{M} \exp(-\frac{\varepsilon}{\lambda})$, где ε - параметр малости, $\varepsilon = E H^{-1}$, \bar{M} - средняя величина M в неадиабатической зоне.

Тогда

$$\tau_n = \tau_n \frac{(M^* - M_{\min})^2}{(M_p)^2 + A^2 B^2 \bar{M}^2 \exp(-2 \frac{c}{E} H)} \quad (2)$$

При постоянном p крутизна зависимости τ_n от H будет максимальной при

$$H_c = \frac{E}{c} \ln \frac{AB \bar{M}}{M_p} \quad (3)$$

При этом мы пренебрегли зависимостью от H величин M^* , \bar{M} на спаде кривой $\tau(H)$, считая их более слабыми по сравнению с $\exp(-\frac{c}{E} H)$, что недостаточно обосновано.

Тогда, исходя из характера кривых $\tau(H)$ на спаде получаем, считая $H_{кр} \sim H_c$, зависимость $H_{кр} = F - \gamma \ln p$ близкую к экспериментально наблюдавшейся при мелком захвате.

Из (2), (3) видно, что $\tau(H)$ имеет "плато" при $H > H_c$ и участок со сравнительно слабой зависимостью τ от H при $H < H_c$, что качественно соответствует приближенной теории диффузии Арнольда в присутствии "внешней" диффузии [2]. Если учесть далее, что кроме зоны с неадиабатической диффузией есть зона, где диффузия определяется только рассеянием на газе, то время удержания должно приближенно определяться соотношением

$$\tau = a(H) \tau_p(H) + b(H) \tau_n(H) \quad (4)$$

где $\tau_n(H)$ определяется согласно (2), а $\tau_p(H)$ среднее время удержания в адиабатической зоне. Множители $a(H) < 1$, $b(H) < 1$ характеризуют при этом количество частиц, захваченных в адиабатическую зону и зону стохастической диффузии.

При этом $a(H)$ и $\tau_p(H)$ уменьшаются с уменьшением H , а $b(H)$ растет. Исходя из рассмотренного, отношение времен на верхнем плато и нижнем "плато" должно быть больше, чем определенное, исходя из того, что все электроны захвачены в неадиабатическую зону. Относительная величина нижнего плато должна еще более возрасти, если принять во внимание, что из неадиабатической зоны электроны должны рассеиваться не только в конус потерь, но и в адиабатическую зону, а также отмеченное в гл. III явление преимущественного рассеяния электронов на газе

в область увеличения μ . Вышеприведенные выводы, полученные из весьма нестрогих модельных представлений в некоторой степени объясняют несоответствие расчетным оценкам отмеченного в [2] сравнительно большого отношения времен удержания на нижнем и верхнем плато, измеренному исходя из экспериментальных результатов.

Главной слабостью вышеприведенных рассуждений является принятая из интуитивных соображений гипотеза о зависимости коэффициента неадиабатической диффузии от параметра малости ϵ вида $D_p = A \exp(-2 \frac{c}{E})$, пригодное для оценок лишь для случая прямого перекрытия резонансов. Однако представляется весьма реальным, что диффузия вдоль стохастических слоев будет идти тем быстрее, чем более амплитуда фазовых колебаний, что, в известной мере, оправдывает принятую оценку.

4. Сравнение экспериментальных результатов по мелкому захвату при различных ℓ показывает существенный рост ϵ_a для I-й конфигурации поля при одинаковых начальных условиях.

Так, сравнивая между собой таблицы и графики параметров $\epsilon_{a,кр}$, $\epsilon_{n,кр}$, $\lambda_{кр}$ для $\ell = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв с геометрически подобными по условиям инъекции данными по $\ell = 77$ см, $U_n = 27$ кв, $U_k = 12$ кв (см. соответственно табл. I, рис. 3 и табл. 4) замечаем, что во 2-м случае в сопоставимом интервале давлений ϵ_a больше для I-й конфигурации поля по сопоставимым параметрам τ_n , τ_k на 12-30%, в то время как для 2-й конфигурации практически отсутствует. По ϵ_n также заметен рост на величину 12-25% для I-й конфигурации и на величину 12-17% для 2-й. Параметр λ не обнаруживает какой-либо тенденции к изменению.

Других сопоставимых случаев у нас нет. Поэтому воспользуемся сопоставлениями с мажорированием. Дело в том, что в § 2 мы нашли, что с увеличением $\frac{U_k}{U_n}$ при неизменной геометрии поля $H_{кр}$ уменьшаются (ϵ , λ растут). Поэтому мы сопоставим случаи, когда у конфигурации с большим ℓ , $\frac{U_k}{U_n}$ меньше, а $\epsilon_{a,кр}$ все же больше чем у конфигурации с меньшим ℓ . Иногда мы будем мажорировать также и по давлению.

Так сравнивая между собой данные по ξ_a для $l = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв, $p = 10^{-8}$ тор (табл. I) и для $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 2,6$ кв, $p = 10^{-9}$ тор (табл. 7) замечаем, что во 2-м случае ξ_a больше на величину $\sim 50-60\%$. Для 2-й конфигурации эффект составляет 10-17%; а для 3-й 3-17%.

При этом ξ_n для $l = 90,5$ даже меньше на 12-30% по 1-й конфигурации, больше на величину $\sim 40\%$ для 2-й конфигурации и отличается на $-6 - +3\%$ для 3-й.

во 2-м случае отличается на $-10\% - +4\%$ для 1-й конфигурации на величину $\sim +20\%$ для 2-й и почти не отличается для 3-й.

Сравнивая случаи:

$l = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв (табл. I, рис. II) с $l = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 1,3$ кв (табл. 3, рис. I3) видим, что при $p = 3 \cdot 10^{-8}$ тор для $l = 65$ см и $p = 4 \cdot 10^{-8}$ тор для $l = 77$ параметры ξ_a равны для обоих случаев в пределах точности измерений $5 \pm 6\%$ в то время, как при $p \sim 10^{-5}$ тор ξ_a больше на 0-20% для $l = 77$ см.

Для 2-й конфигурации при $p \sim 3-4 \cdot 10^{-8}$ тор ξ_a больше на 10-21% для $l = 65$ см, а при $p \sim 1-1,5 \cdot 10^{-5}$ тор ξ_a больше на 20-25%.

Сравнивая данные по глубокому захвату при $l = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв (табл. 2, рис. 54) и по мелкому при $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 2,6$ кв (табл. 7, рис. I7), видим, что при сопоставимых давлениях ξ_a больше для мелкого захвата на величины 15-60%.

Для II конфигурации эффект почти отсутствует по τ_n и составляет величину $7 \pm 30\%$ по τ , для III-й - $3 \pm 10\%$, т.е. почти отсутствует.

Сравнивая случаи $l = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв (табл. 3, рис. I3) с $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 2,6$ кв (табл. 7, рис. I7), видим, что при сопоставимых давлениях отношение $\frac{\xi_a \text{ кр } 90,5}{\xi_a \text{ кр } 77}$ будучи в одном случае меньше единицы на 4-5%, в 3-х других больше единицы на 15-40%.

Для II конфигурации эффект роста ξ_a отсутствует при высоком вакууме и слаб ($\sim 10-15\%$) при низком. Как и в предыдущем случае ξ_n и λ меньше для большего расстояния для обеих конфигураций.

Таким образом анализ изменения параметров ξ, λ при мелком захвате показывает, что во всех случаях с ростом l возрастает в сильной мере параметр ξ_a для I-й конфигурации, а параметры ξ_a 2-й, 3-й конфигураций растут гораздо слабее. Параметры ξ_n не обнаруживают определенной тенденции, изменяясь в обе стороны, а параметры λ либо незначительно возрастают, либо более заметно уменьшаются, что показывает, что в целом с возрастом l неадиабатических изменений μ происходит в более сильных в целом полях (то же для глубокого захвата, см. выше).

Таким образом из сравнения нескольких групп кривых, как при глубоком, так и при мелком захвате можно сделать вывод о том, что с ростом расстояния l между пробками для I-й конфигурации закономерно растет величина параметра ξ_a при сопоставимых по вакууму и инжекции условиях. Для 2-й и 3-й конфигураций эффект выражен существенно слабее.

Возможная причина этого явления уже была освещена выше (п. 2 данного параграфа).

5. При сравнении ξ, λ вычисленных по результатам измерений при одинаковом l , но различных конфигурациях поля видно, что в большинстве случаев параметры ξ, λ , вычисленные для конфигураций с искаженным полем, имеют меньшую величину для I-й конфигурации. Исключение в этом отношении составляют параметры ξ_n для случая $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 2,6$ кв, где для 2-й и 3-й конфигураций названные параметры на величину $\sim 10-20\%$ больше, чем для I-й. Как мы видели выше, такое же явление имеет место и для глубокого захвата.

Отмеченное обстоятельство, а также сдвиг $N_{кр}$ в сторону больших полей для 2-й и 3-й конфигураций по сравнению с I-й позволяет сделать заключение в пользу вывода о том, что увеличение веса высших гармонических составляющих в движении и как следствие увеличение количества сильно выраженных резонансов между степенями свободы приводит к более выраженной стохастичности движения. (См. также [1] и § I данной работы).

Рассматривая зависимости $\tau(H)$ на нижних платах, не трудно видеть, что в ряде случаев имеют место перехлесты кривых $\tau_n(H)$, $\tau_k(H)$, $\bar{\tau}(H)$.

Так при $l = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв (рис.1) имеет место перехлест кривых τ_n , τ_k , $\bar{\tau}$ 3-й конфигурации при $p = 10^{-8}$ тор и $3 \cdot 10^{-8}$ тор при $H < H_{кр}$, причем на нижнем плато отношение $\tau(10^{-8} \text{ тор}) / \tau(3 \cdot 10^{-8} \text{ тор})$ уменьшается до 0,3 в максимуме перехлеста.

При $l = 77$ см, $U_n = 27$ кв, $U_k = 12$ кв (рис.5) для 1-й конфигурации имеет место перехлест по τ_k кривой $\tau(H)$, измеренной по $p = 10^{-8}$ тор с кривыми, для которых $p = 2 \cdot 10^{-8}$ тор и $3 \cdot 10^{-8}$ тор, причем в максимуме перехлеста отношение

$\tau(10^{-8} \text{ тор}) / \tau(3 \cdot 10^{-8} \text{ тор})$ уменьшается до 0,25. Для 2-й конфигурации по τ есть перехлест кривых $1,5 \cdot 10^{-9}$ тор и $2 \cdot 10^{-8}$ тор. При этом отношение времен уменьшается до 0,6.

При $l = 81$ см $U_n = 6,8$ кв, $U_k = 4$ кв (рис.7) имеется перехлест по τ_n кривых 10^{-8} тор и $1,3 \cdot 10^{-8}$ тор, где отношение соответствующих времен уменьшается до 0,67. При перехлесте по τ_n кривых $5 \cdot 10^{-6}$ тор и $6 \cdot 10^{-6}$ тор соответствующее отношение падает до 0,4.

При $l = 95,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв для 1-й конфигурации кривая $\tau_k(H)$ $7 \cdot 10^{-9}$ тор перехлестывается с кривой $\tau_k(H)$ $1,1 \cdot 10^{-8}$ тор, причем отношение $\tau(7 \cdot 10^{-9}) / \tau(1,1 \cdot 10^{-8} \text{ тор})$ снижается в апогее до 0,25.

Заметим еще одну интересную особенность экспериментальных кривых, выражающуюся в том, что для кривых, измеренных при различном давлении и прочих равных условиях имеет место в отдельных случаях резкое уменьшение $H_{кр}$, при больших p . При этом зависимость $H_{кр}(p)$ существенно отстает влево от приближенно выполняющихся закономерностей $H_{кр}(p) = \text{const}$ для глубокого захвата и от $H_{кр}(p) = H_{кр}(p_0) + K \ln(p/p_0)$ (см. [1] и § 2 данной работы) для мелкого.

Явление резкого уменьшения $H_{кр}$ имеет место для $l = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв по 1-й конфигурации при $p = 2 \cdot 10^{-5}$ тор (рис.4) как по τ_n , так и по τ_k , причем уменьшение по сравнению с зависимостью $H_{кр}(p) \sim \text{const}$ достигает 1,33 раз ($\Delta H \sim 120$ э). При $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 2,6$ кв (рис.7)

по τ_n 1-й конфигурации для $p = 7 \cdot 10^{-6}$ тор наблюдается резкое уменьшение $H_{кр}$, отходящее от интерполированной логарифмической зависимости примерно на 140 э (уменьшение в 1,3 раза).

При $l = 95,5$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв (рис.8) для 1-й конфигурации по τ_n при изменении давления с $2,7 \cdot 10^{-7}$ тор до $3,6 \cdot 10^{-7}$ тор $H_{кр}$ меняется на 60 э (уменьшение в 1,1 раза).

К тому же типу явлений, как и оба вышеупомянутые, относится отмеченное в [1] явление наличие минимума времени выхода по "быстрому" процессу в экспериментах с ИВД [1] от давления.

Все три вышеупомянутые особенности свидетельствуют в пользу предположения о том, что при $H < H_{кр}$ зависимость характера движения от "внешней" диффузии [2] носит весьма сложный характер. В ряде случаев экспериментальные данные свидетельствуют в пользу вывода о том, что с ростом отношения D_p/D_n (D_p - коэффициент "внешней" диффузии, в данном случае газового рассеяния) величина полного коэффициента диффузии $D = D_p + \omega D_n$ [2] для двух разных значений D_p и $D_{p2} > D_{p1}$ может уменьшаться с ростом D_p по причине уменьшения $\omega(D)$, на что имеются некоторые указания в § 2.12 из [2]. Отметим однако, что количество экспериментальных данных не столь велико, чтобы сделать этот вывод с полной достоверностью.

Отметим также тот факт, что в экспериментах с центральным соленоидом (рис.11, табл.10) с ростом $\Delta H(\omega)/H(\omega)$ наблюдаются в ряде случаев эффекты уменьшения ξ_n , λ и одновременного роста ξ_a . Из менее интересных результатов работы отметим, что параметры λ , найденные по результатам измерений оказались по порядку величины близкими к определенным в [15].

Много интересных данных можно было бы получить по измерениям коэффициента диффузии по данным спектральных измерений, однако последние по необходимости производились с недостаточной для этой цели степенью подробности.

Авторы выражают благодарность Б.В.Чирикову за внимание к работе и обсуждения.

ТАБЛИЦА 7а ϵ_n
 $l = 90,5 \text{ см}$ $U_n = 9 \text{ кв}$ $U_k = 2,6 \text{ кв}$

№ конфигурации	$P_{T_{\text{от}}}$	10^{-9}				
		10^{-9}	$2 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	10^{-6}	$7 \cdot 10^{-6}$
I	$\lg P_{T_{\text{от}}}$	-9	-8,61	-8,53	-6	-5,15
	ϵ_{T_n}	0,053	0,055	0,057	0,063	0,099
	$\lg \epsilon_{T_n+2}$	0,725	0,741	0,756	0,8	0,996
	ϵ_{T_n}	0,049	0,050	0,054	0,063	0,063
	$\lg \epsilon_{T_n+2}$	0,691	0,699	0,733	0,8	0,8
II	ϵ_{T_n}	0,066			0,078	
	$\lg \epsilon_{T_n+2}$	0,82			0,893	
	ϵ_{T_n}	0,059			0,071	
	$\lg \epsilon_{T_n+2}$	0,771			0,852	
	ϵ_{T_n}	0,148			0,170	
III	$\lg \epsilon_{T_n+2}$	0,71			2,31	
	ϵ_{T_n}	0,142			0,161	
	$\lg \epsilon_{T_n+2}$	1,53			2,07	

ТАБЛИЦА 8 ϵ_n
 $l = 95,5 \text{ см}$ $U_n = 9 \text{ кв}$ $U_k = 15,6 \text{ кв}$

№ конфигурации	$P_{T_{\text{от}}}$	10^{-9}				
		10^{-9}	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$
I	$\lg P_{T_{\text{от}}}$	-9	-8,5	-7,96	-6,53	-6,44
	ϵ_{T_n}	0,443	0,443	0,493		
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,646	0,646	0,646	0,692	
	ϵ_{T_n}	0,443	0,403	0,443	0,370	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,646	0,605	0,646	0,578	
II	ϵ_{T_n}	0,443	0,370	0,403	0,358	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,646	0,578	0,605	0,553	
	ϵ_{T_n}	0,194	0,194		0,194	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,288	0,288		0,288	
	ϵ_{T_n}	0,178	0,157		0,194	
III	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,250	0,196		0,288	
	ϵ_{T_n}	0,178	0,178		0,194	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,250	0,250		0,288	

ТАБЛИЦА 7б ϵ_n
 $l = 90,5 \text{ см}$ $U_n = 9 \text{ кв}$ $U_k = 2,6 \text{ кв}$

№ конфигурации	$P_{T_{\text{от}}}$	10^{-9}				
		10^{-9}	$2 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	10^{-6}	$7 \cdot 10^{-6}$
I	$\lg P_{T_{\text{от}}}$	-9	-8,699	-8,523	-6	-5,155
	λ_{T_n}	0,128	0,133	0,137	0,153	0,250
	λ_{T_n}	0,117	0,120	0,133	0,153	0,153
	λ_{T_n}	0,092			0,110	
	λ_{T_n}	0,083			0,100	
II	λ_{T_n}	0,057			0,066	
	λ_{T_n}	0,055			0,063	

ТАБЛИЦА 8а ϵ_n
 $l = 95,5 \text{ см}$ $U_n = 9 \text{ кв}$ $U_k = 15,6 \text{ кв}$

№ конфигурации	$P_{T_{\text{от}}}$	10^{-9}				
		10^{-9}	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$
I	λ_{T_n}	0,173	0,173	0,173	0,139	
	λ_{T_n}	0,173	0,151	0,173	0,139	
	λ_{T_n}	0,173	0,139	0,151	0,134	
	λ_{T_n}	0,106	0,106		0,106	
	λ_{T_n}	0,095	0,088		0,106	
II	λ_{T_n}	0,095	0,095		0,106	

ТАБЛИЦА 9 ϵ_n
 $l = 95,5 \text{ см}$ $U_n = 9 \text{ кв}$ $U_k = 7,8 \text{ кв}$

№ конфигурации	$P_{T_{\text{от}}}$	10^{-9}				
		$1,5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
I	$\lg P_{T_{\text{от}}}$	-8,824	-8,523	-7,854	-6,156	-5,854
	ϵ_{T_n}	0,443	0,443	0,316	0,556	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,646	0,646	0,500	0,745	
	ϵ_{T_n}	0,341		0,316	0,370	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,520		0,500	0,548	
II	ϵ_{T_n}	0,130	0,117	0,130	0,167	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,112	0,068	0,112	0,222	
	ϵ_{T_n}	0,130		0,167	0,167	
	$\lg \epsilon_{T_n+1}$	0,112		0,222	0,222	

ТАБЛИЦА 8б
 Эксперимент с центральным соленоидом $U_n = 9 \text{ кв}$, $U_k = 4 \text{ кв}$
 $l = 65 \text{ см}$

№ конфигурации	$P_{T_{\text{от}}}$	10^{-9}				
		10^{-9}	$7 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$
I	λ_{T_n}	0,173	0,173	0,173	0,139	
	λ_{T_n}	0,173	0,151	0,173	0,139	
	λ_{T_n}	0,173	0,139	0,151	0,134	
	λ_{T_n}	0,106	0,106		0,106	
	λ_{T_n}	0,095	0,088		0,106	
II	λ_{T_n}	0,095	0,095		0,106	

ТАБЛИЦА 10
 $l = 77 \text{ см}$

$\Delta \beta_0 = \frac{\Delta H(z)}{H_{\text{max}}}$	10^{-9}				
	10^{-9}	$7 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$
$\Delta \beta_0$	-0,16	-0,12	-0,08	-0,04	0,04
ϵ_n	0,194	0,217	0,168	0,217	0,191
ϵ_n	0,037	0,04	0,045	0,05	0,071
λ	0,053	0,061	0,104	0,116	0,125

Схематический разрез установки (вариант с откачкой со стороны инжектора) Рис. I-2-1

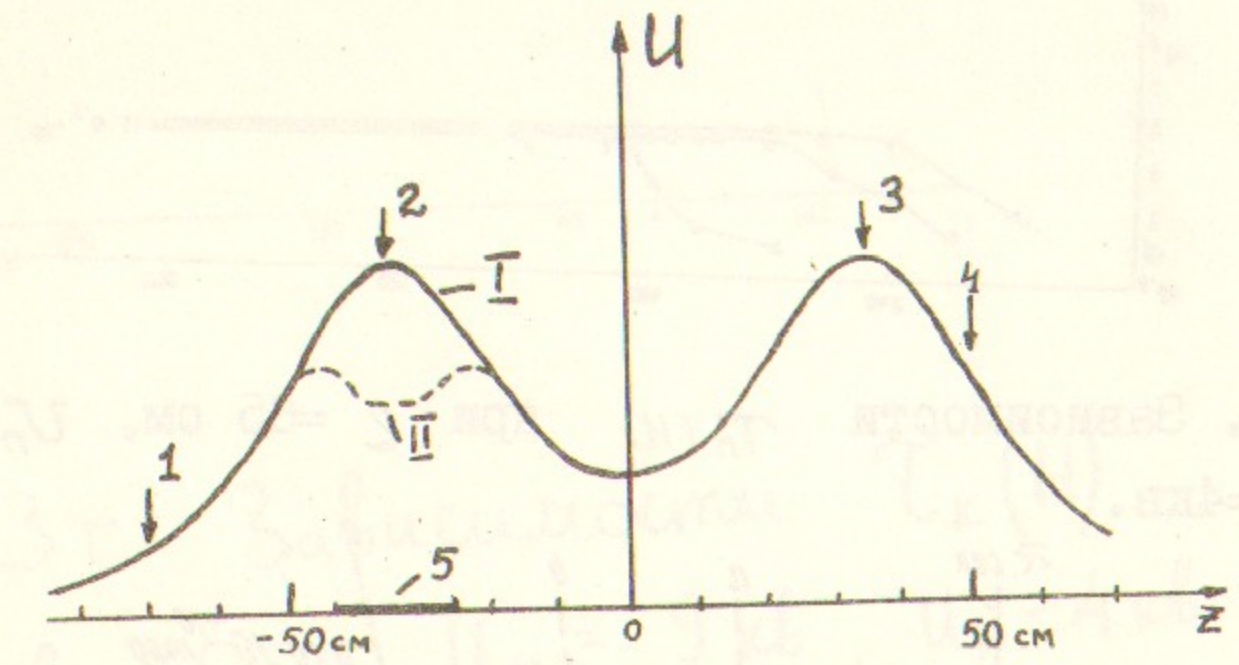
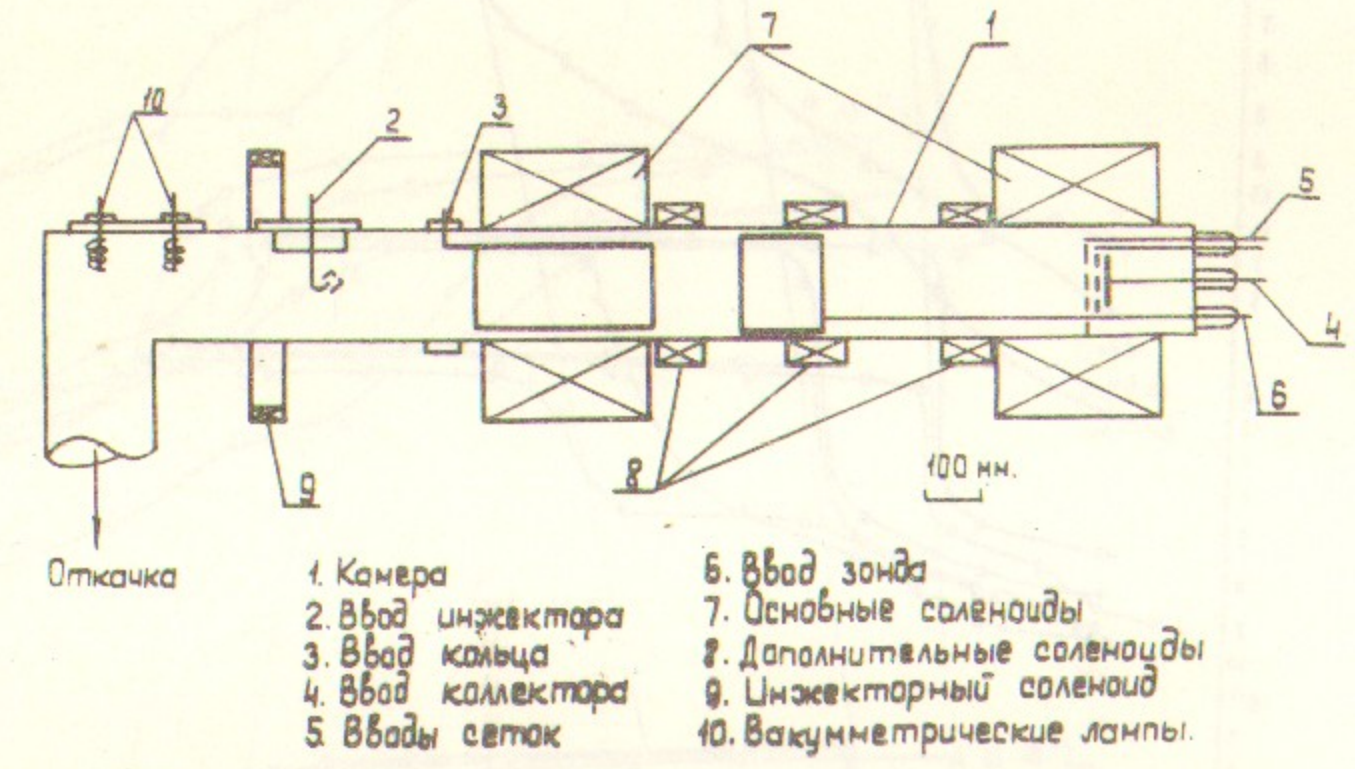


Рис. 2. Эффективный потенциал магнитной ловушки на оси: I - без электрического поля ($\rho = 0$), II - с электрическим полем кольца; I - место расположения пушки, 2 - I-я магнитная пробка; 3 - 2-я магнитная пробка; 4 - место расположения коллектора; 5 - положение кольца.

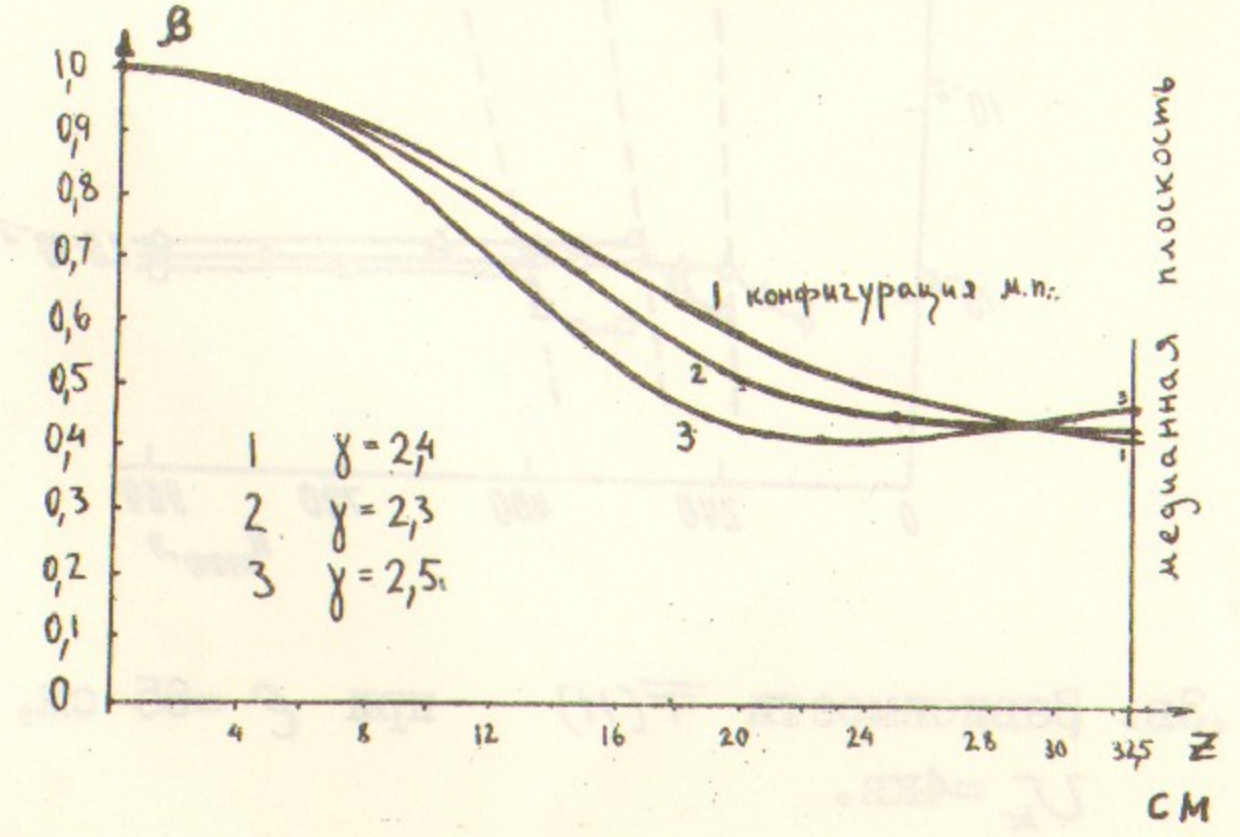


Рис. 3а. Эпюры магнитного поля по оси ловушки при $l = 65 \text{ см}$.

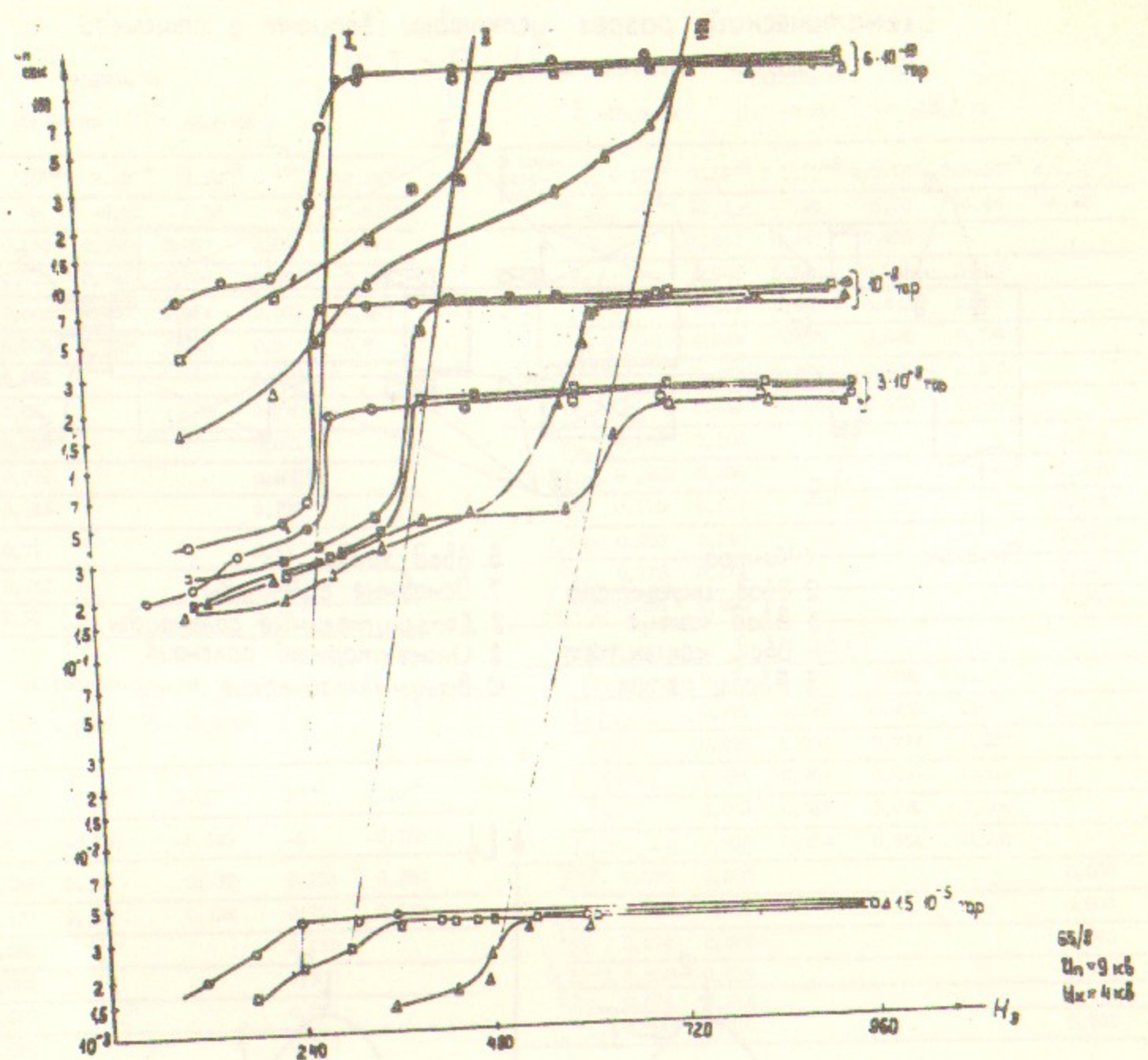


Рис.3б. Зависимости $\tau_n(H)$ при $l=65$ см, $U_n=9$ кв, $U_k=4$ кв.

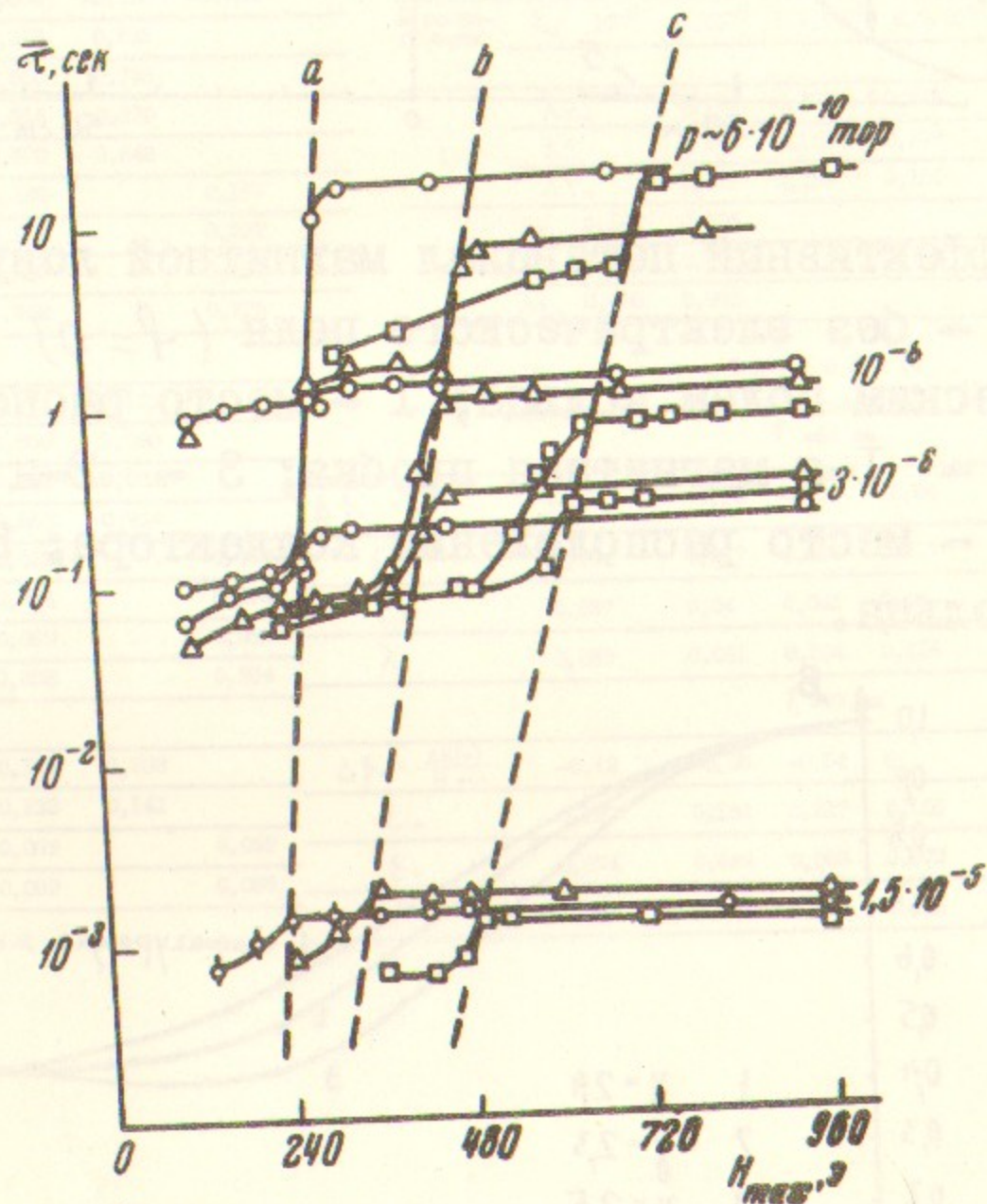


Рис.3в. Зависимости $\tau(H)$ при $l=65$ см, $U_n=9$ кв, $U_k=4$ кв.

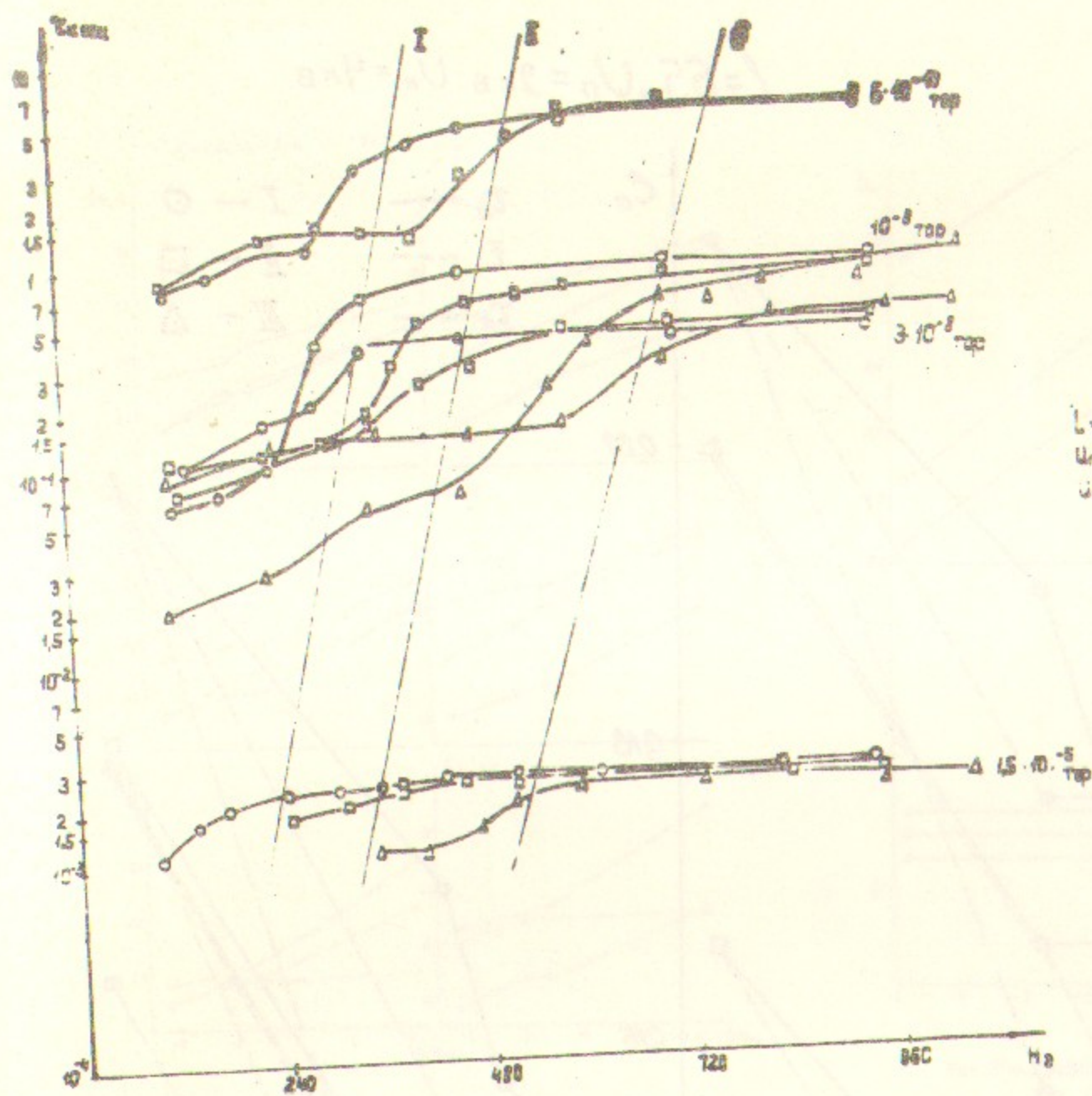


рис. 3г. Зависимости $\tau_k(H)$ при $l=65$ см, $U_n=9$ кв, $U_k=4$ кв.

$l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 4 \text{ кВ}$

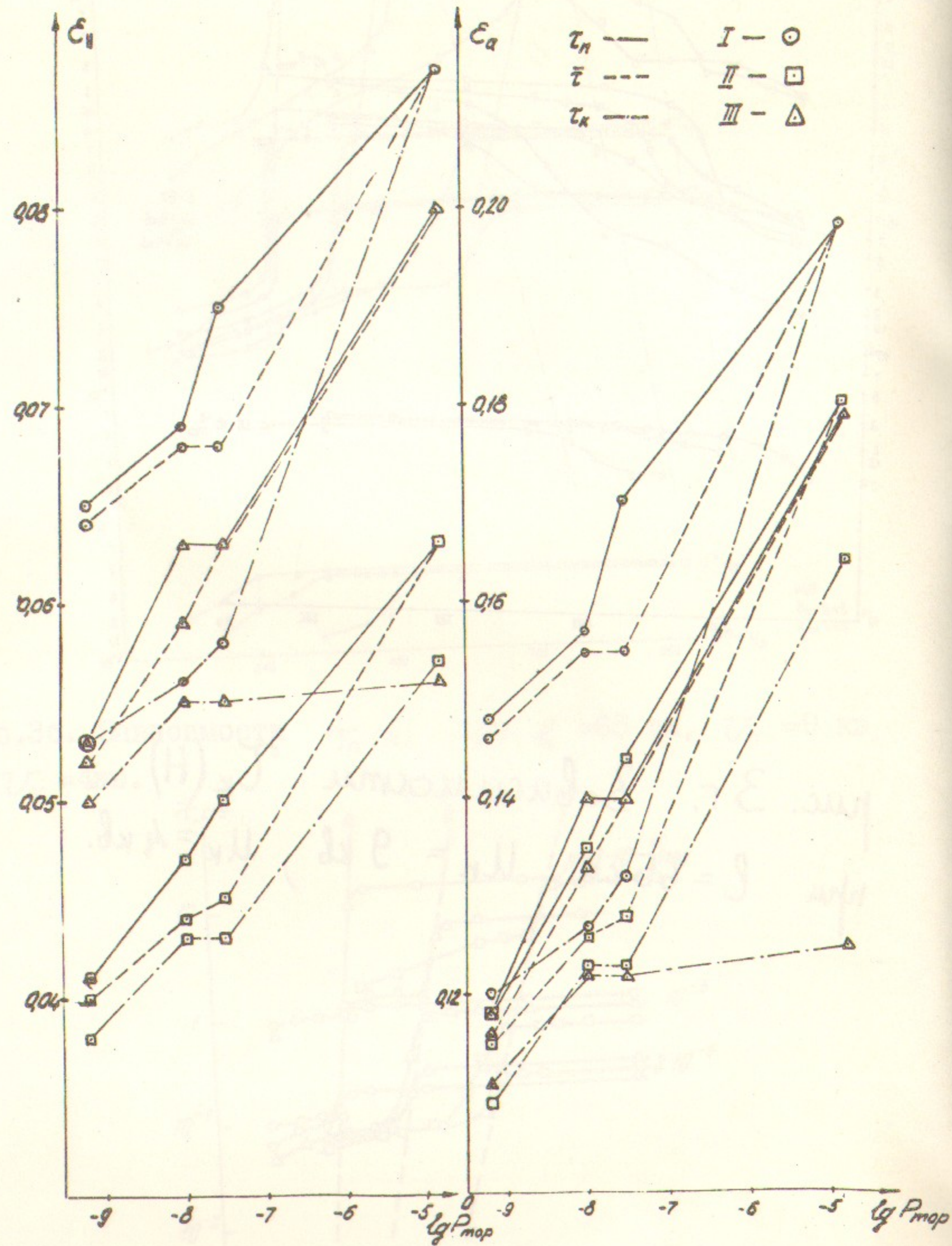


Рис. 3е. Графики $\epsilon_{II} = f(\lg P_{\text{ср}})$, $\epsilon_{\alpha} = f(\lg P_{\text{ср}})$ при $l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 4 \text{ кВ}$.

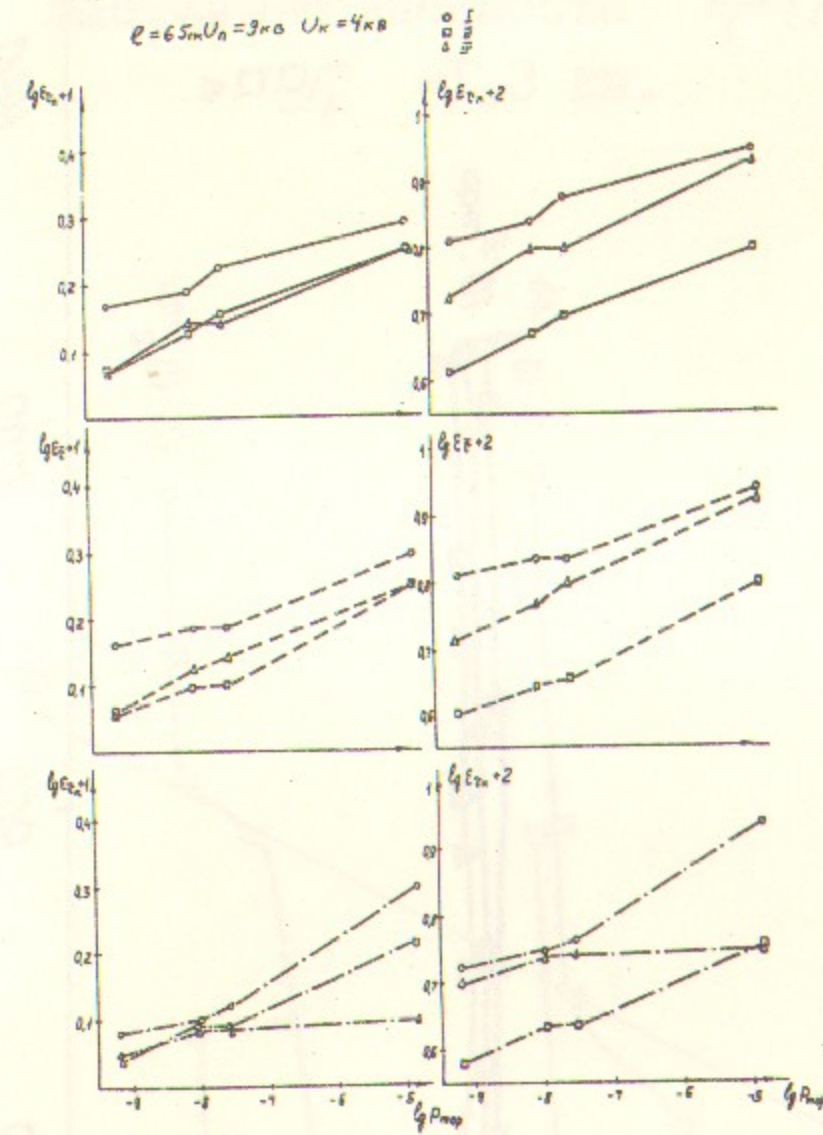


Рис. 3е' Графики $\lg \epsilon_{II+1} = f(\lg P_{\text{ср}})$, $\lg \epsilon_{II+2} = f(\lg P_{\text{ср}})$ при $l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 4 \text{ кВ}$.

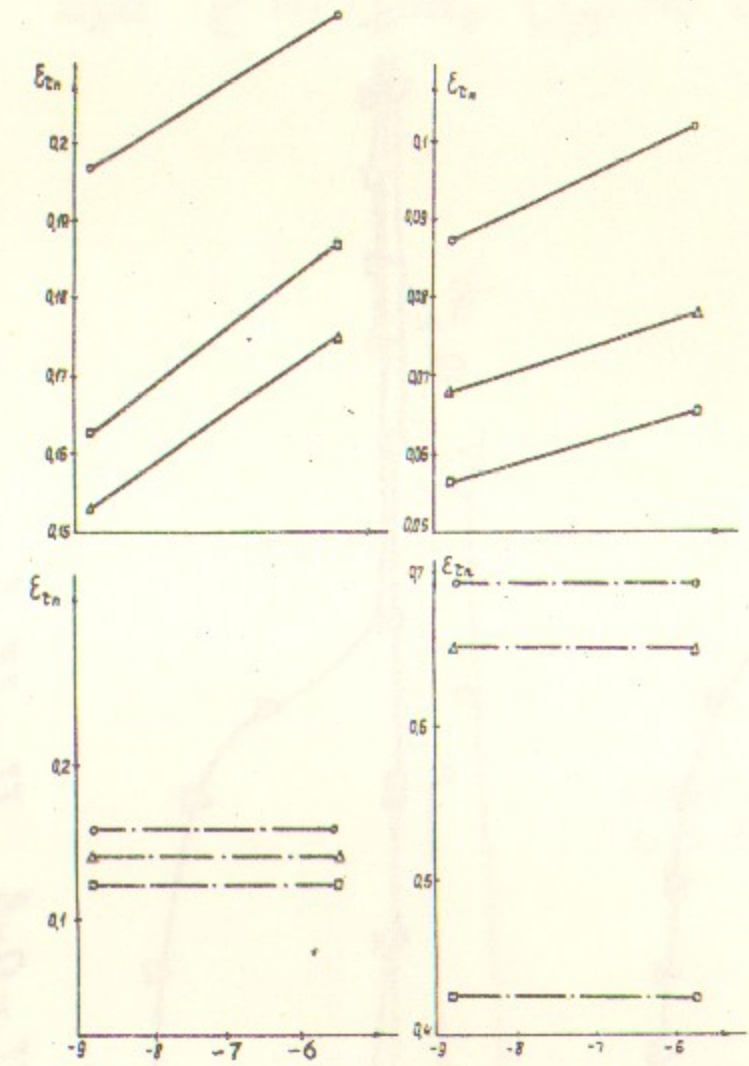


Рис. 3е'' Графики $\epsilon_{\text{св}} = f(\lg P_{\text{ср}})$, $\epsilon_{\text{св}+2} = f(\lg P_{\text{ср}})$ при $l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 15,6 \text{ кВ}$.

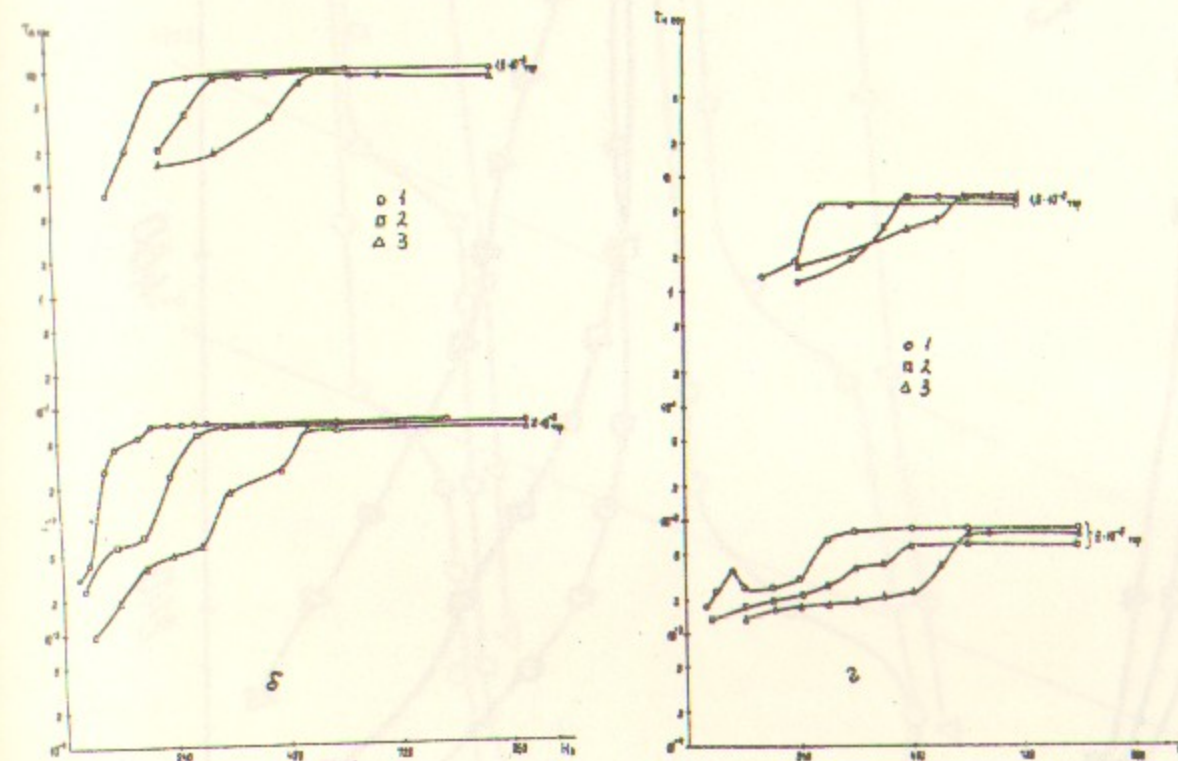


Рис. 3б Зависимости $\tau_{\text{п}} (\mu) = f(\lg P_{\text{ср}})$ при $l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 15,6 \text{ кВ}$.
Рис. 3г Зависимости $\tau_{\text{к}} (\mu) = f(\lg P_{\text{ср}})$ при $l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 15,6 \text{ кВ}$.

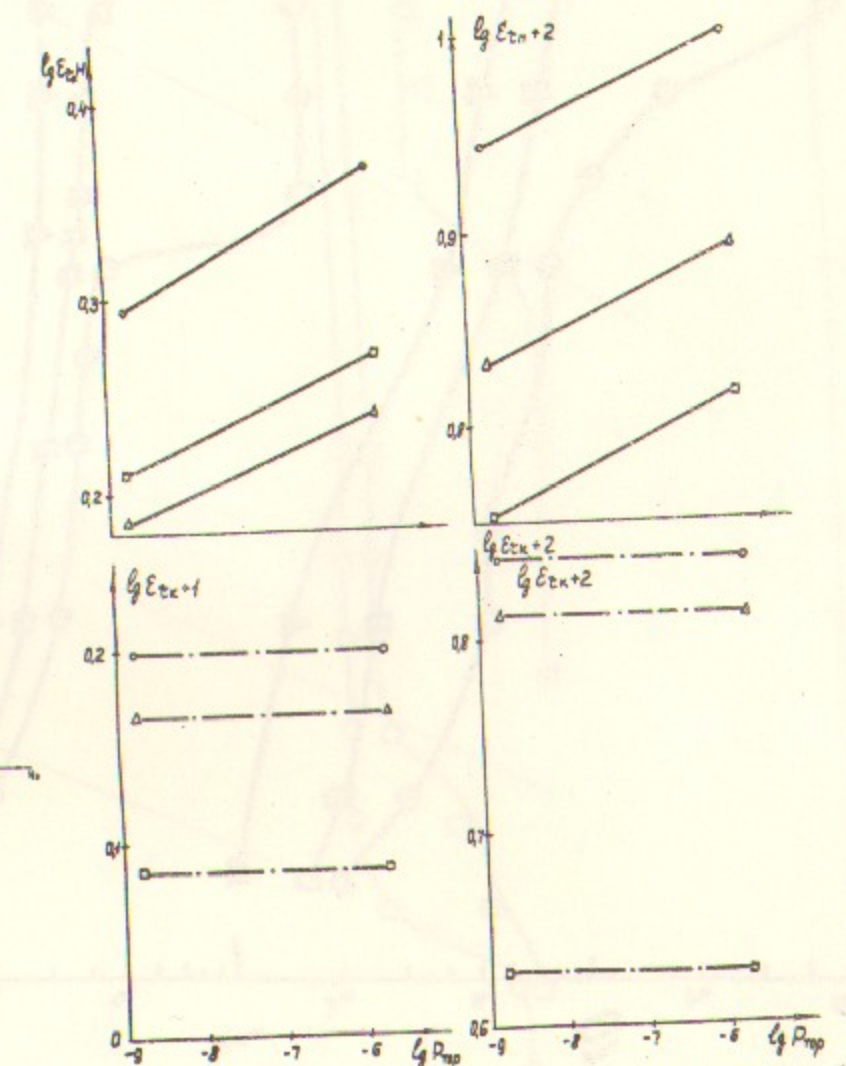


Рис. 3е'' Графики $\lg \epsilon_{\text{св}+1} = f(\lg P_{\text{ср}})$, $\lg \epsilon_{\text{св}+2} = f(\lg P_{\text{ср}})$ при $l = 65 \text{ см}, U_{\text{п}} = 9 \text{ кВ}, U_{\text{к}} = 15,6 \text{ кВ}$.

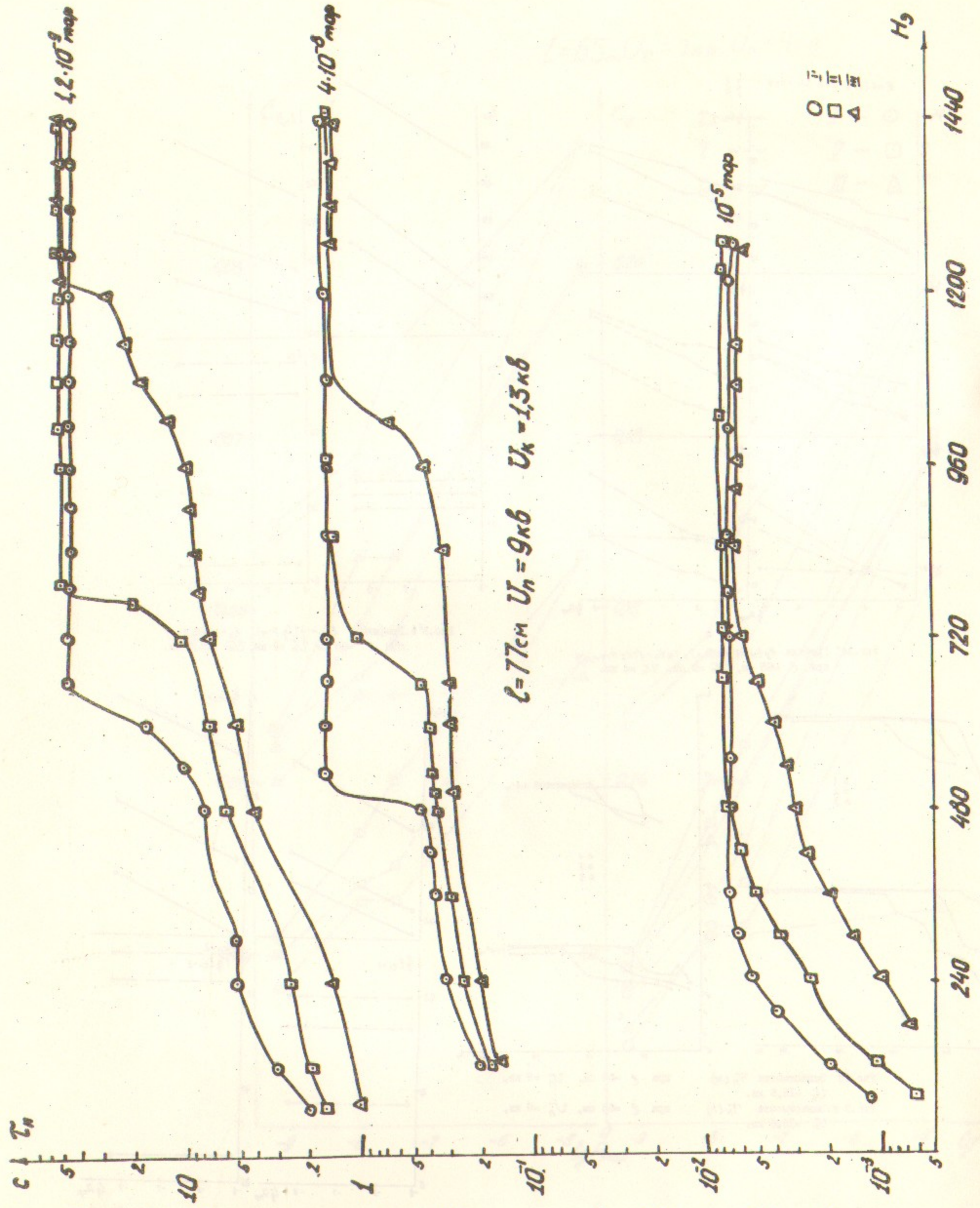


Рис.4б. Зависимости $T_n(H)$ при $l = 77$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 1,3$ кВ.

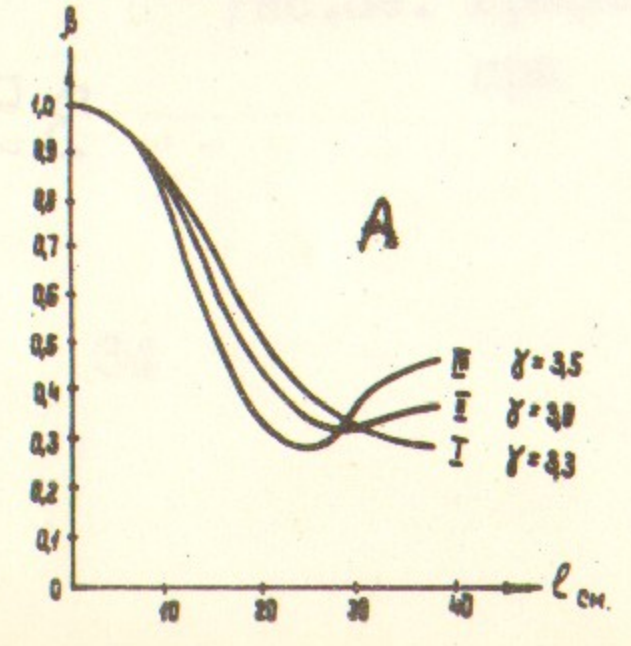


Рис.4а Эпюры магнитного поля при $l = 77$ см.

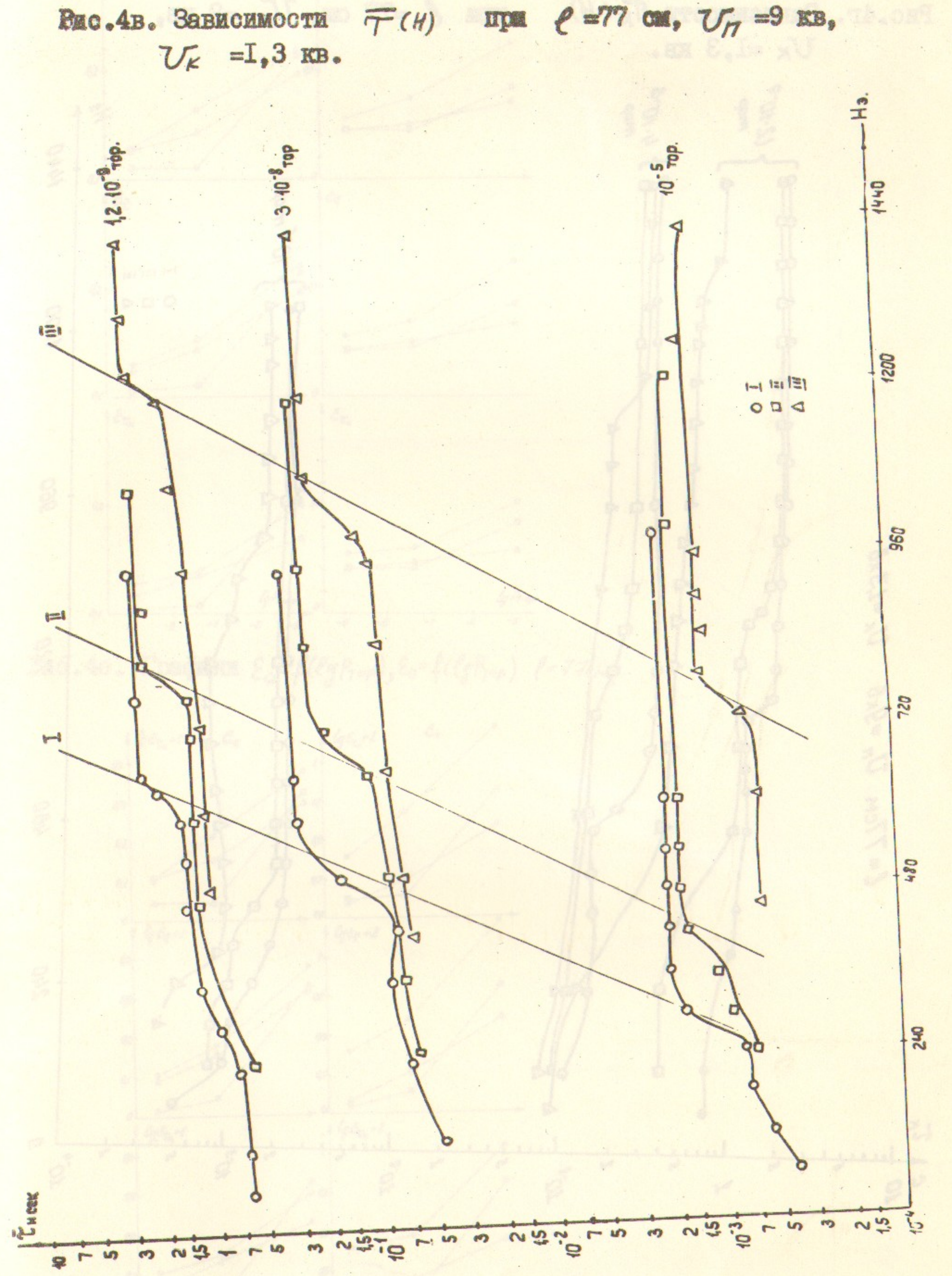


Рис.4в. Зависимости $T(H)$ при $l = 77$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 1,3$ кВ.

Рис. 4г. Зависимости $\tau_k(H)$ при $l = 77$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 1,3$ кВ.

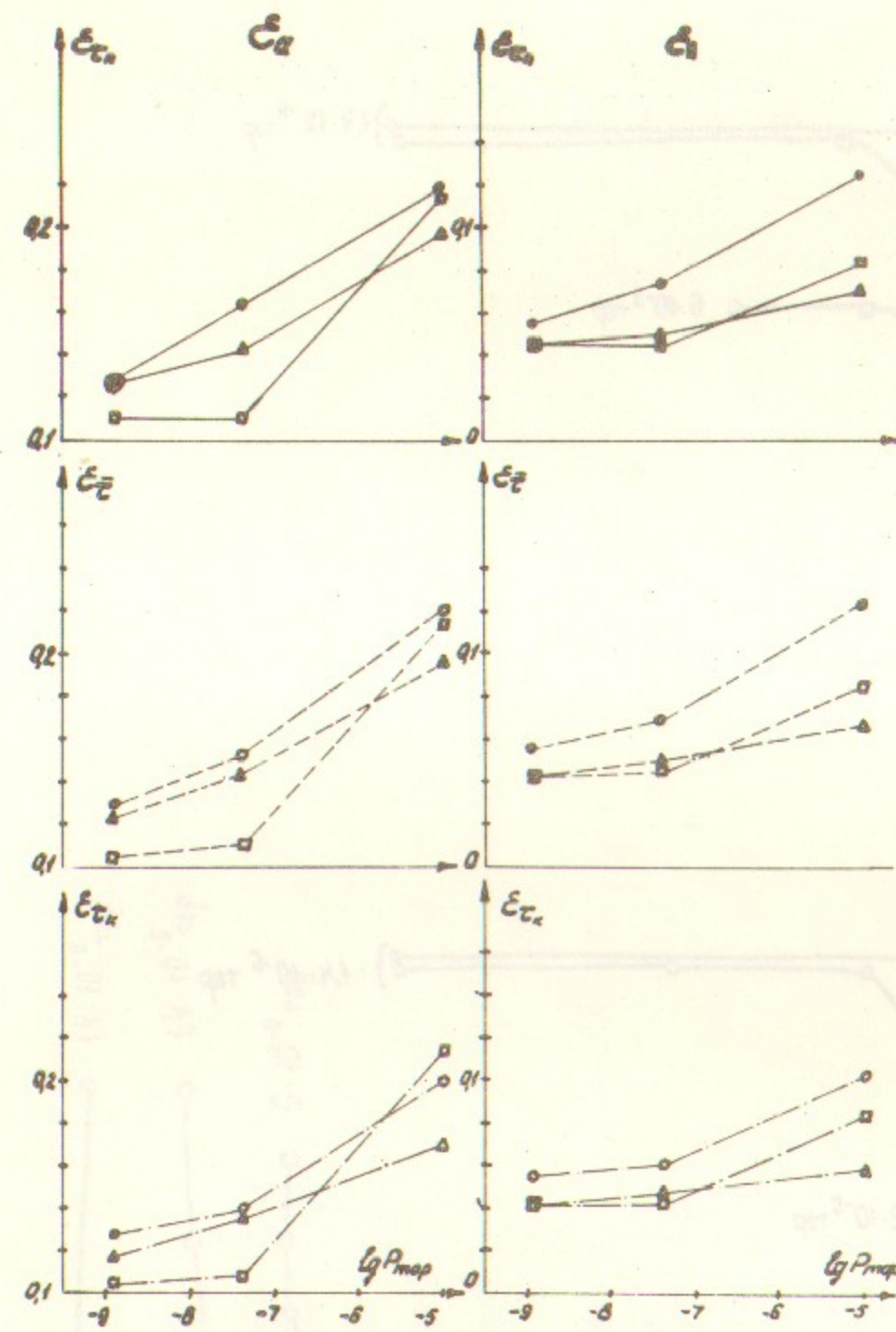
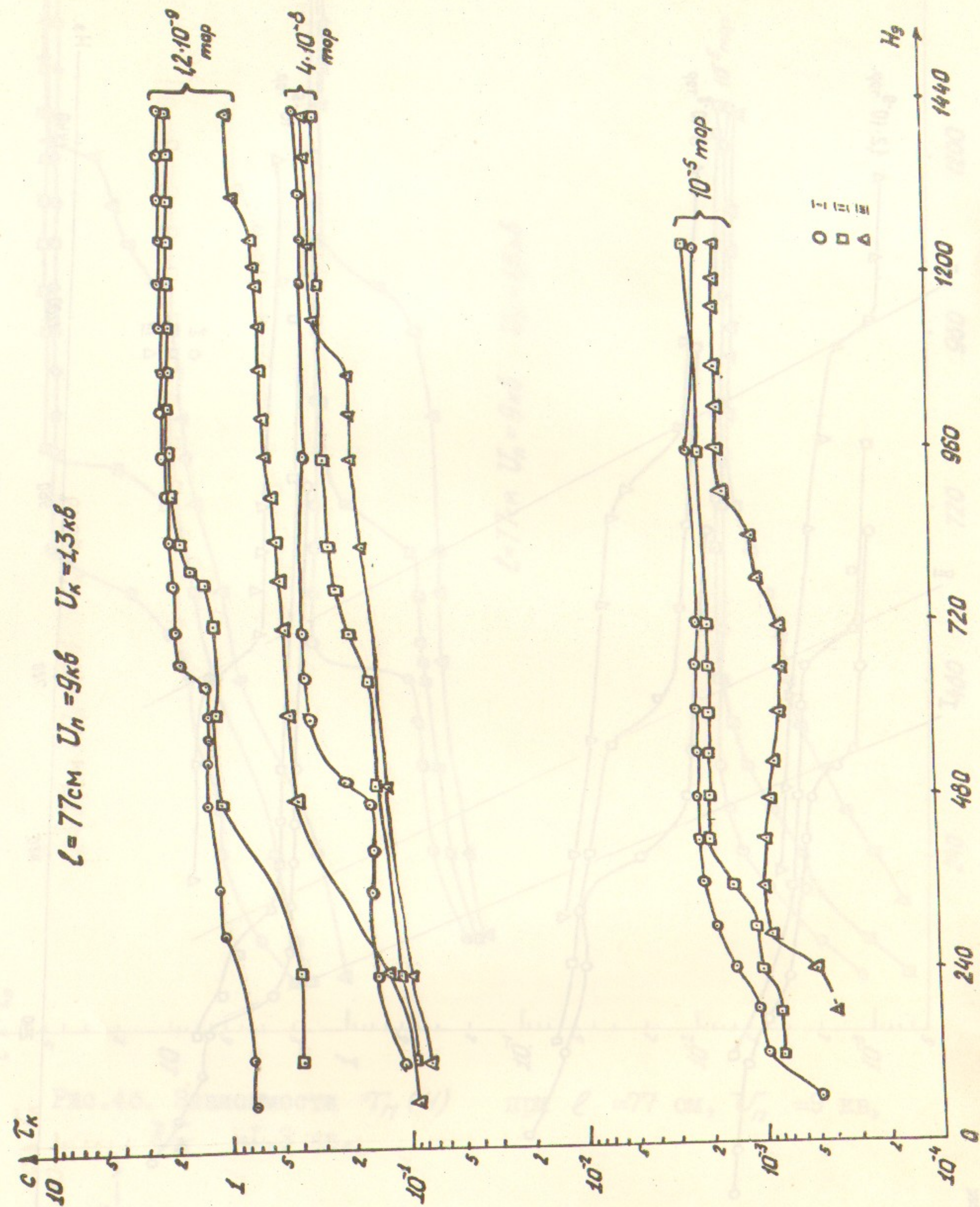


Рис. 4е. Графики $\epsilon_{II} = f(lg P_{mop})$, $\epsilon_{III} = f(lg P_{mop})$ $l = 77$ см,

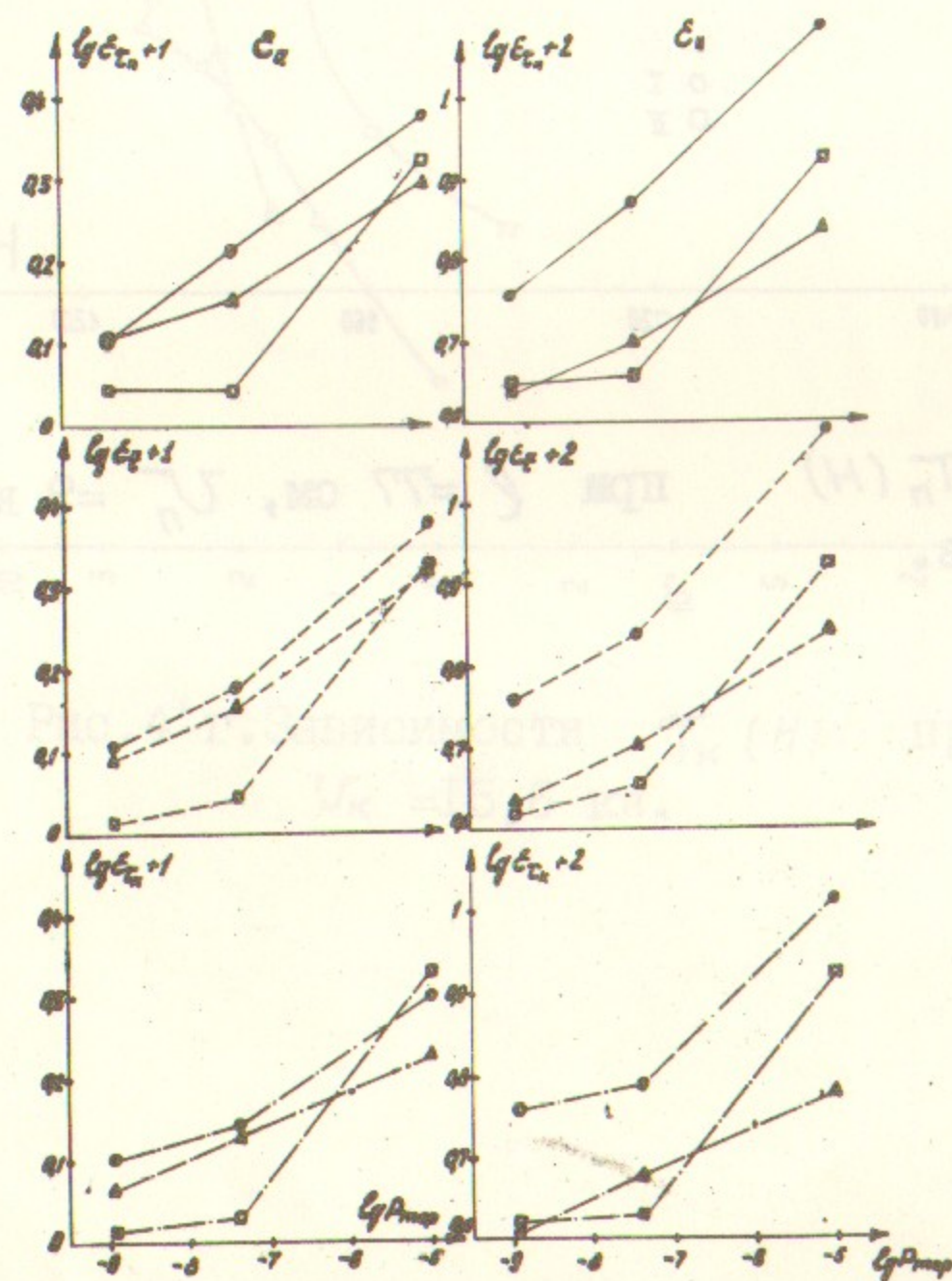


Рис. 4е'. Графики $lg \epsilon_{II} = f(lg P_{mop})$, $lg \epsilon_{III} = f(lg P_{mop})$

$l = 77$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 1,3$ кВ

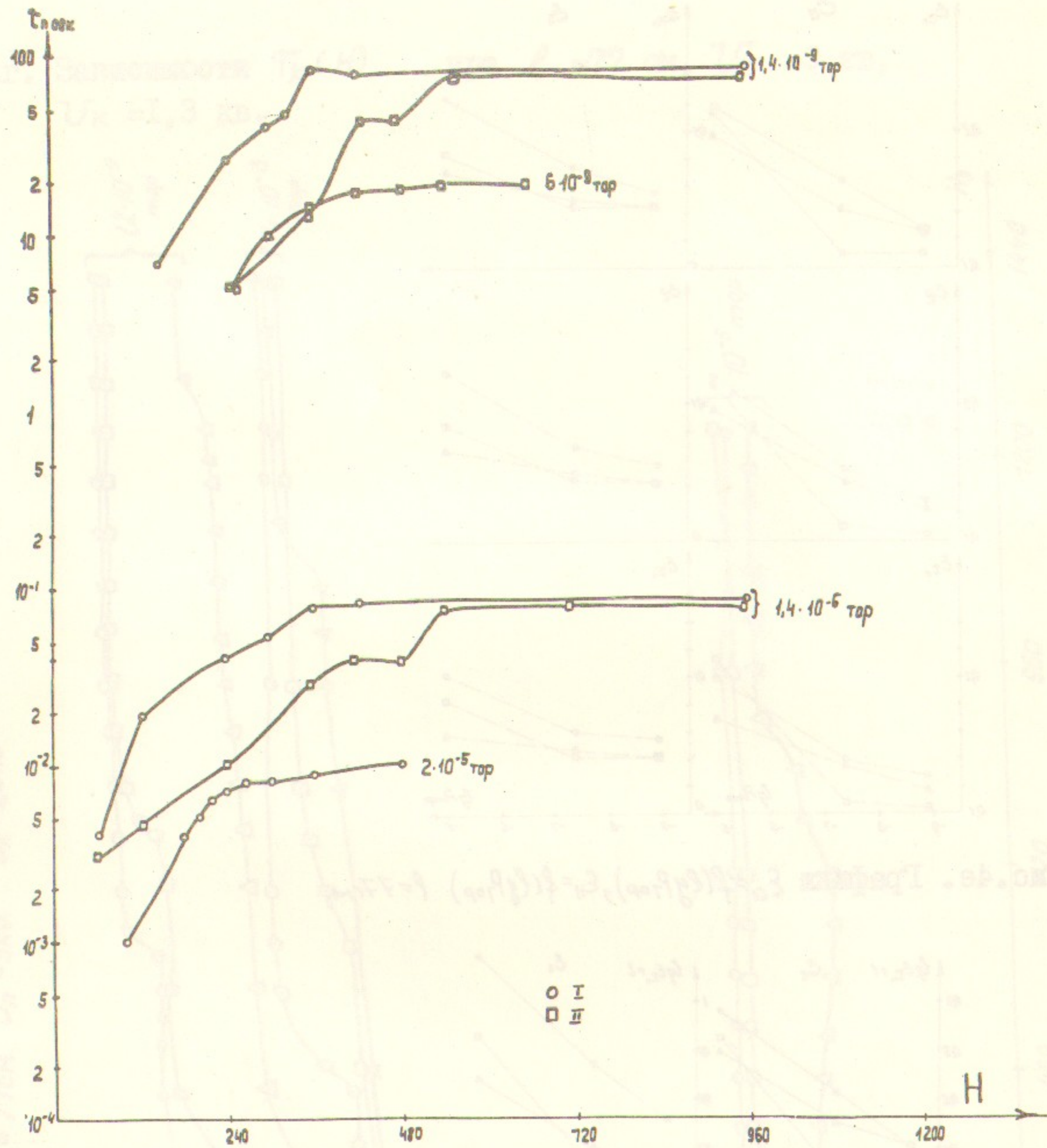


Рис. 4' б. Зависимости $\tau_n(H)$ при $\ell = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв.

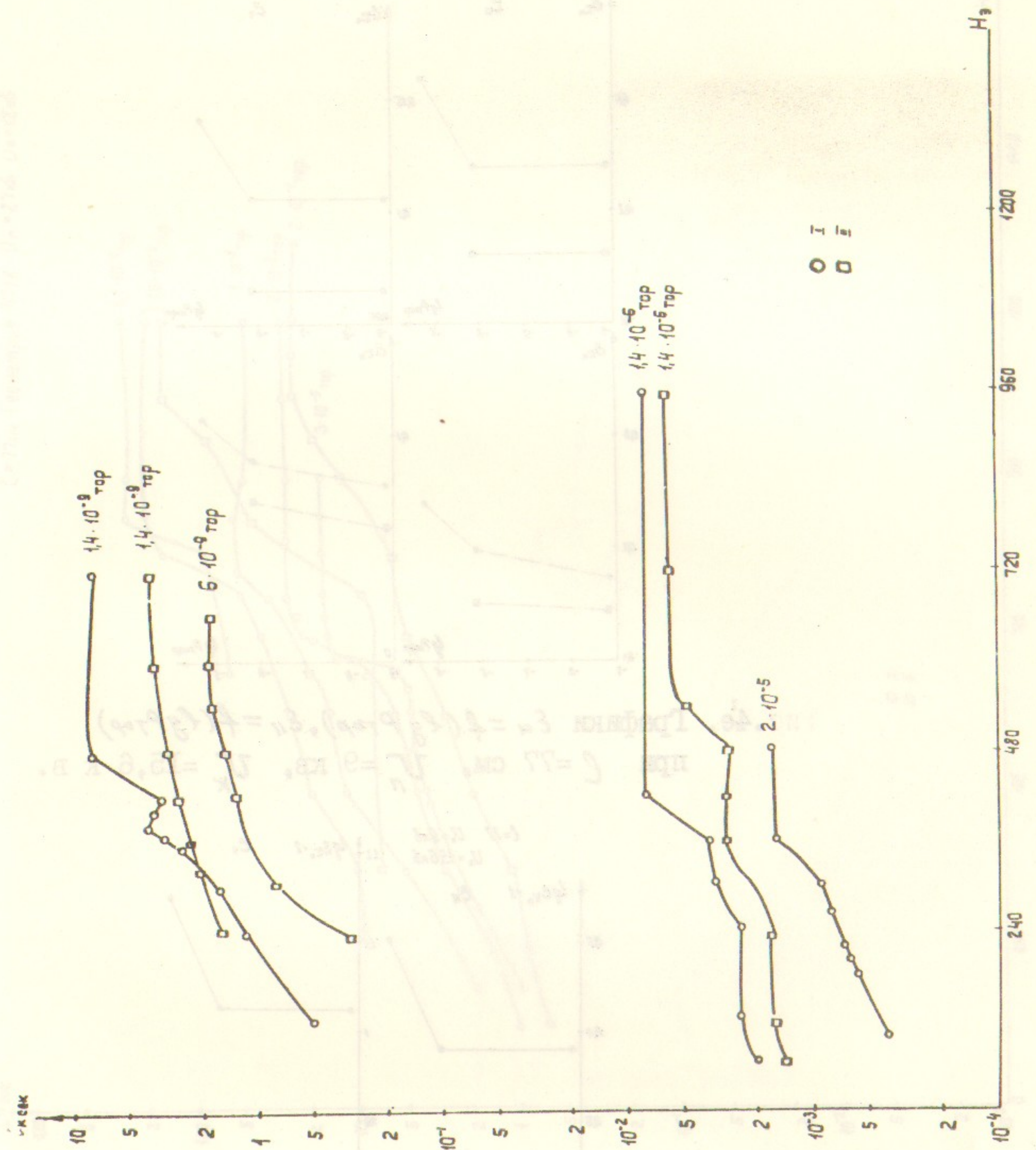


Рис. 4' г. Зависимости $\tau_k(H)$ при $\ell = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв.

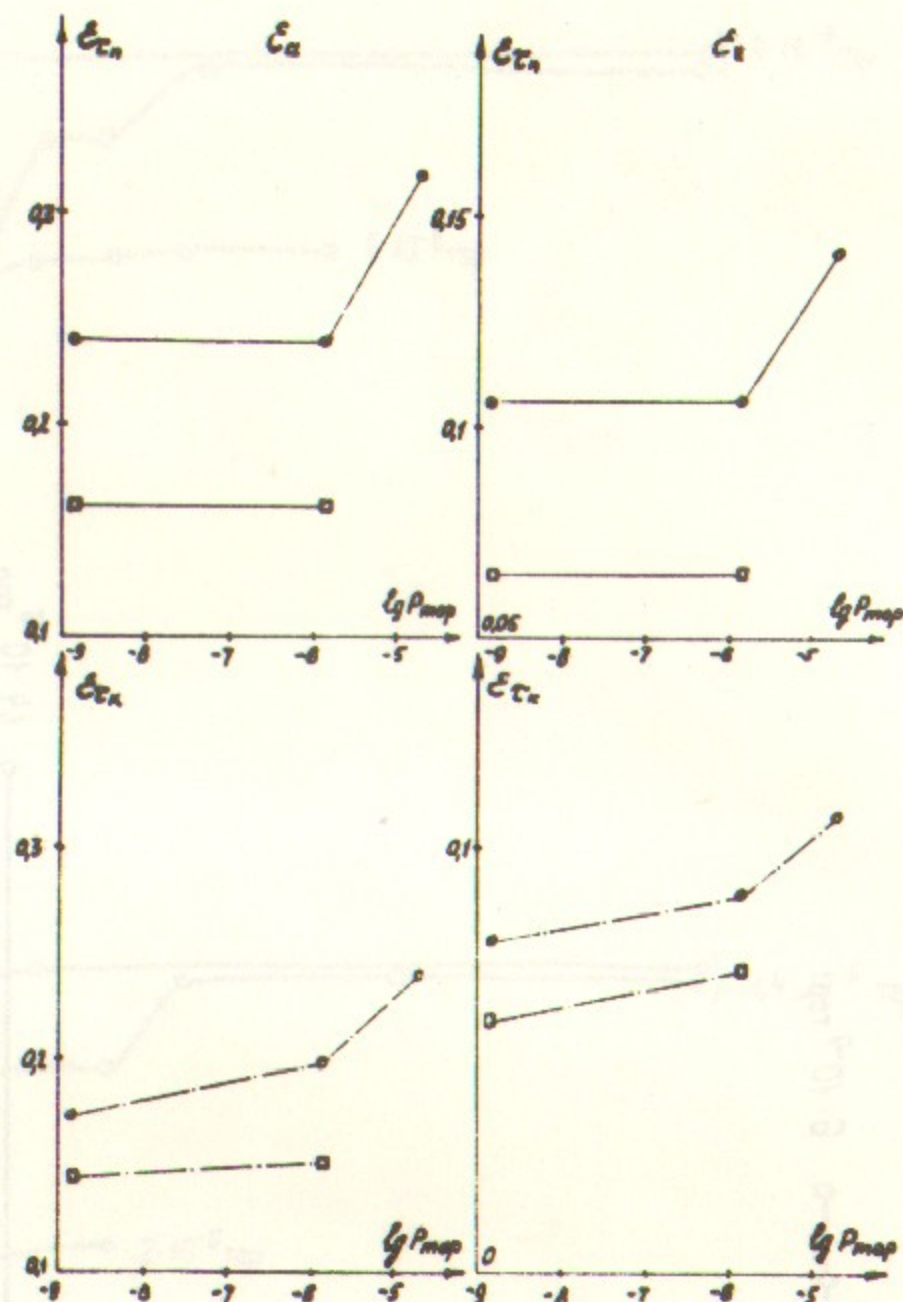


Рис. 4е. Графики $\epsilon_\alpha = f(\lg P_{\max})$, $\epsilon_\beta = f(\lg P_{\max})$
 при $\ell = 77$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 15,6$ кВ.

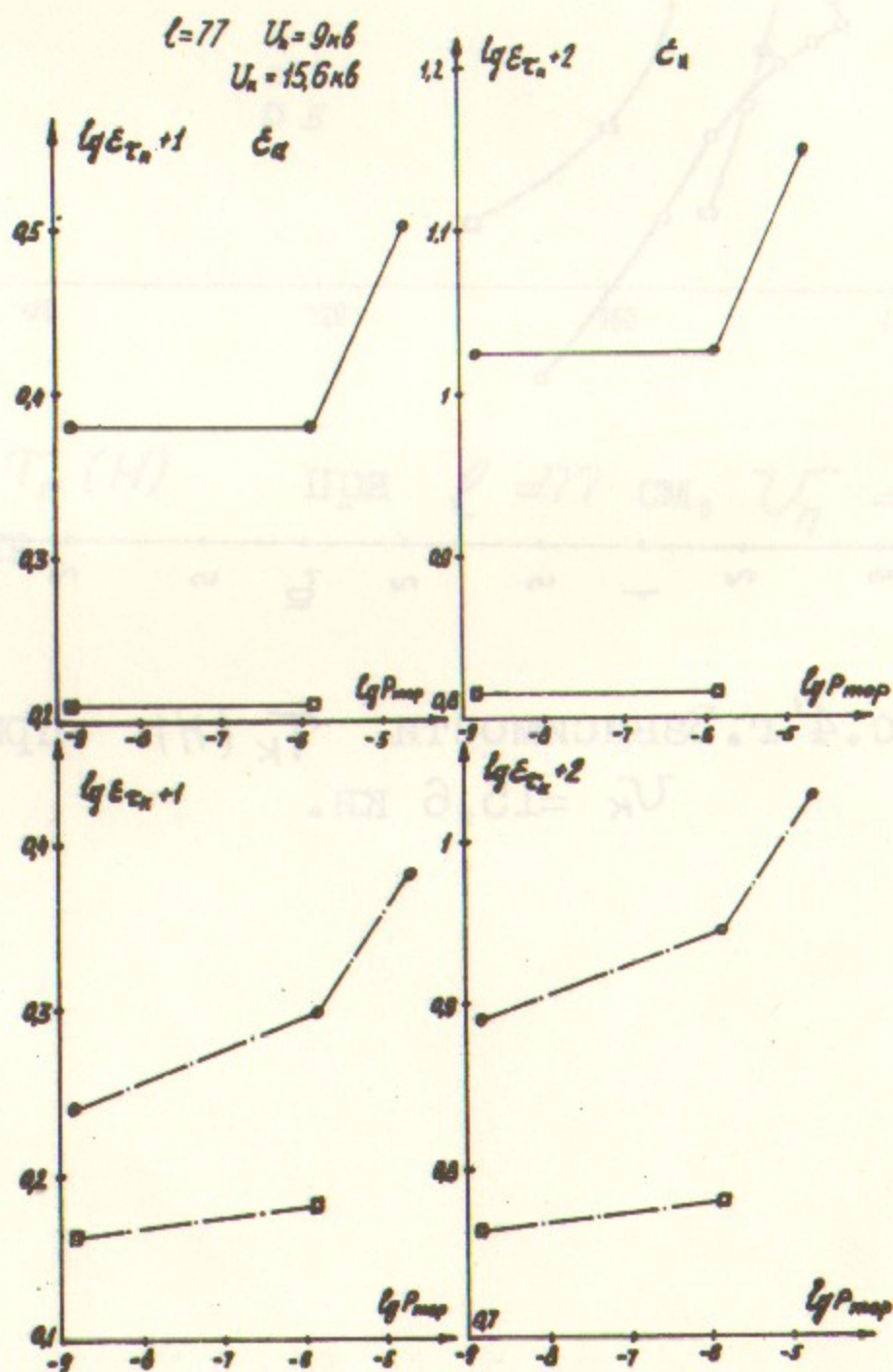


Рис. 4е'. Графики $\lg \epsilon_\alpha = f(\lg P_{\max})$, $\lg \epsilon_\beta = f(\lg P_{\max})$
 при $\ell = 77$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 15,6$ кВ.

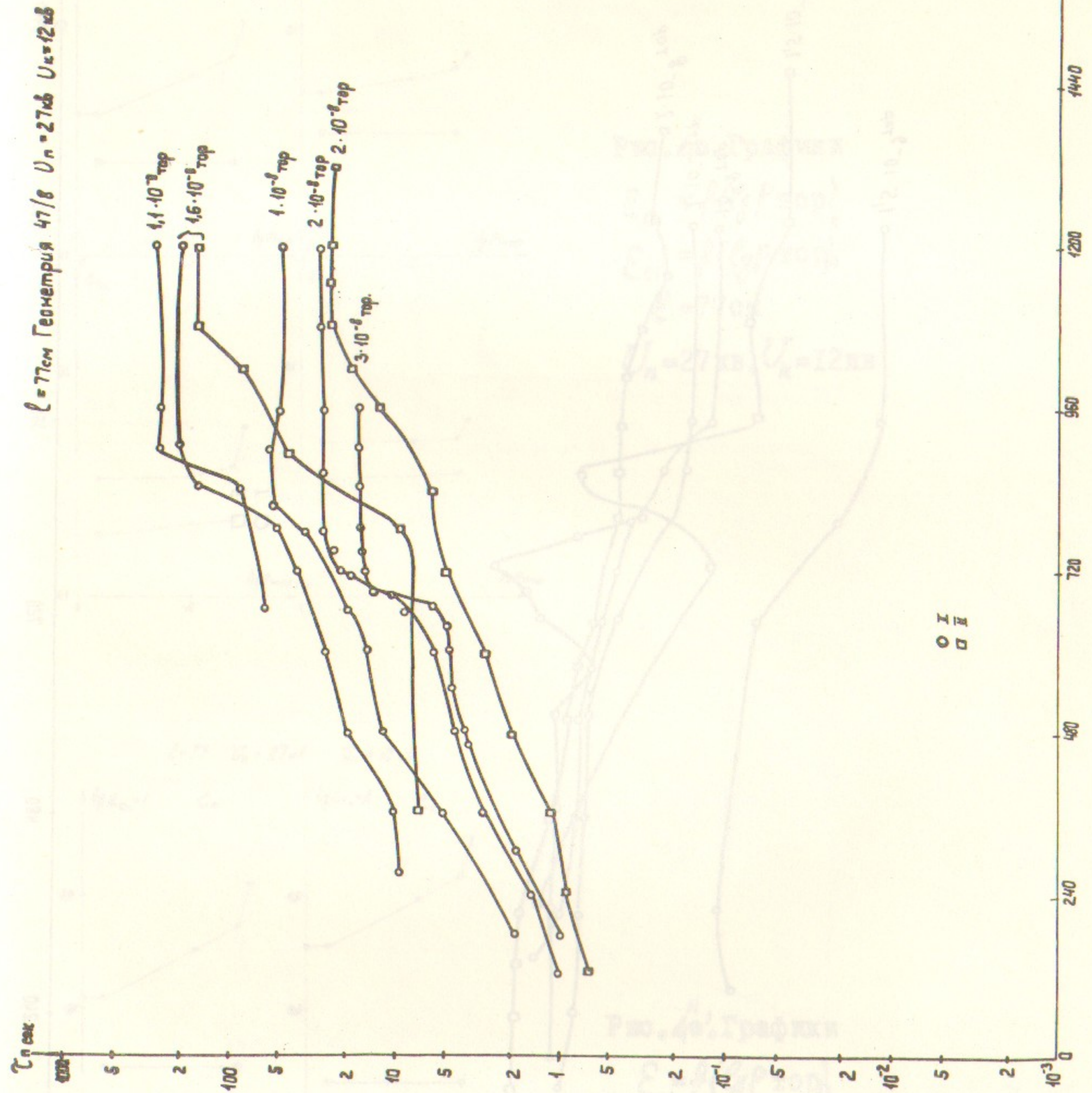


Рис. 4б. Зависимости $\tau_n(H)$ при $\ell = 77$ см, $U_n = 27$ кВ,
 $U_k = 12$ кВ.

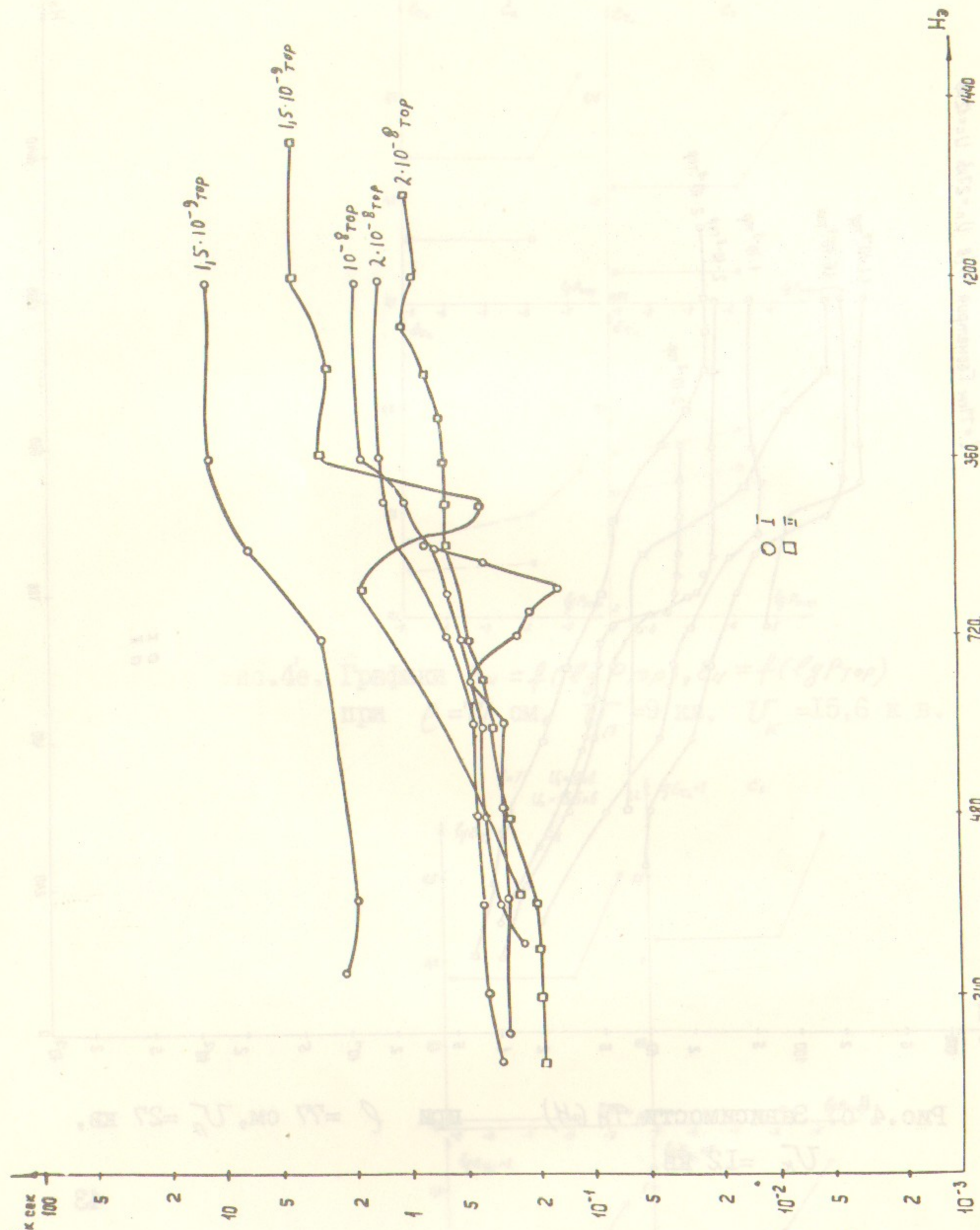


Рис. 4^г. Зависимости τ_k (H) при $l = 77$ см, $U_n = 27$ кВ, $U_k = 12$ кВ.

l-77 $U_n = 27$ кВ $U_k = 12$ кВ

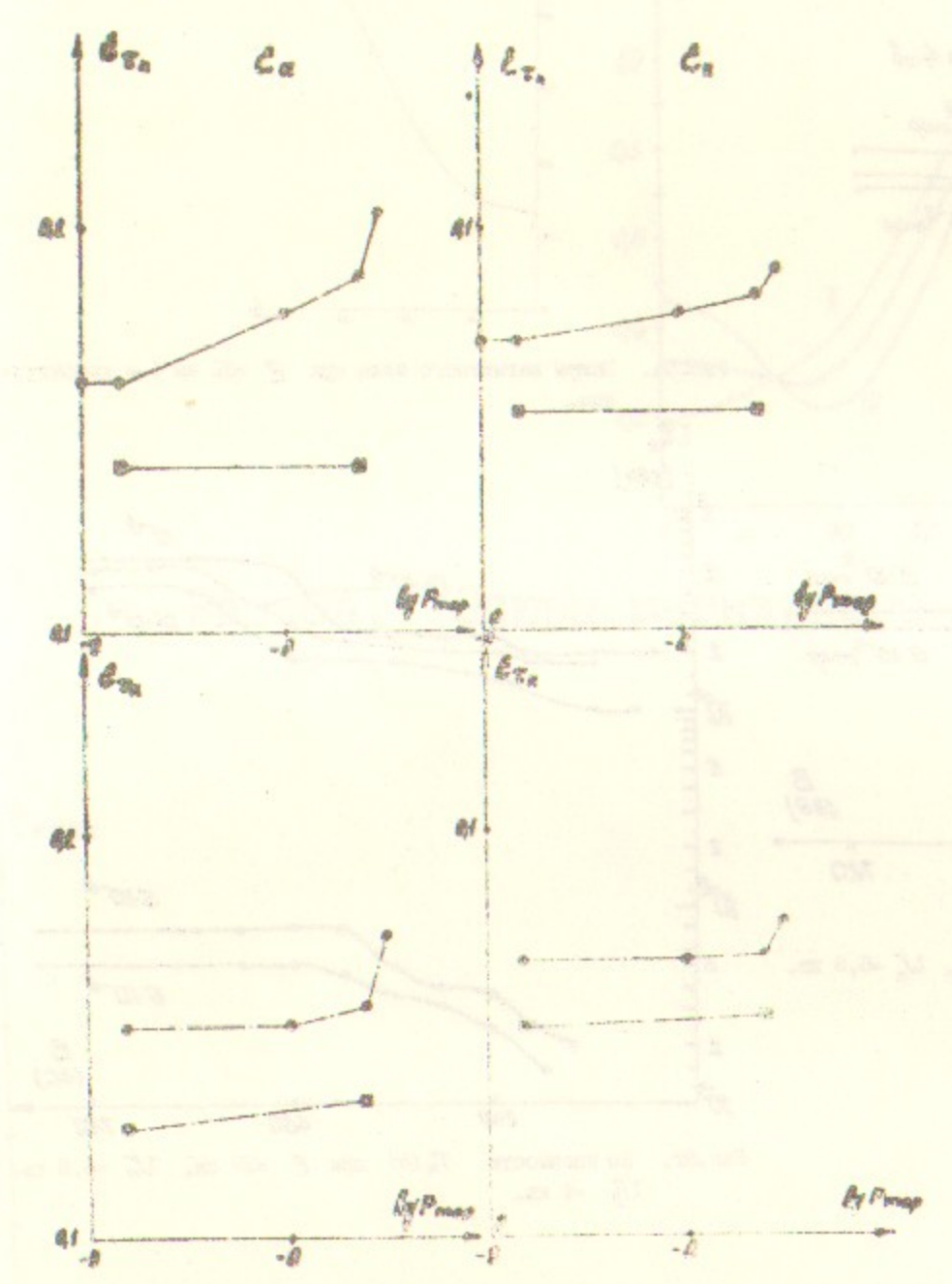


Рис. 4б. Графики $\epsilon_a = f(\lg P_{тор})$, $\epsilon_n = f(\lg P_{тор})$, $l = 77$ см, $U_n = 27$ кВ, $U_k = 12$ кВ

l-77 $U_n = 27$ кВ $U_k = 12$ кВ

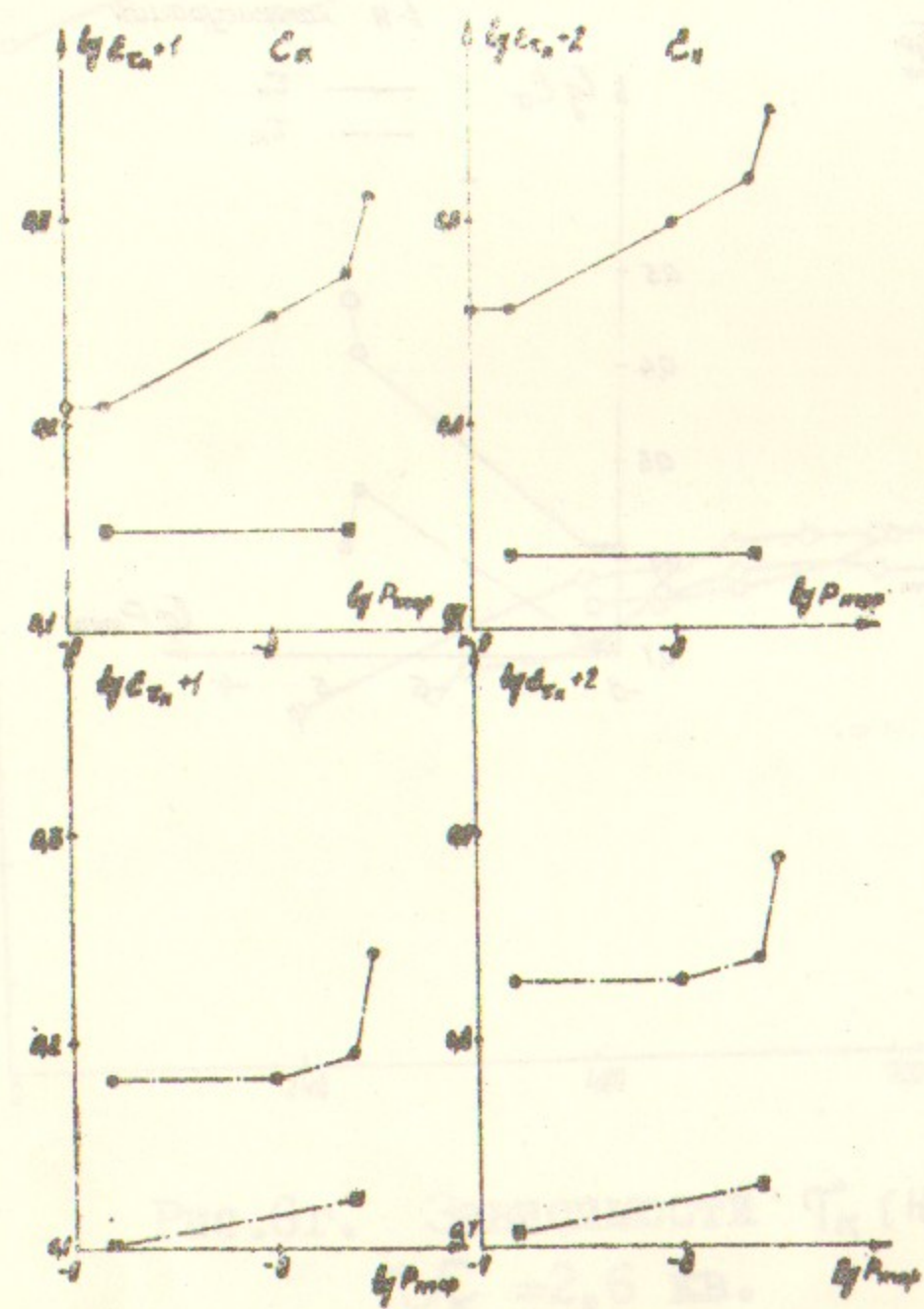


Рис. 4б'. Графики $\epsilon_a = f(\lg P_{тор})$, $\epsilon_n = f(\lg P_{тор})$, $l = 77$ см, $U_n = 27$ кВ, $U_k = 12$ кВ.

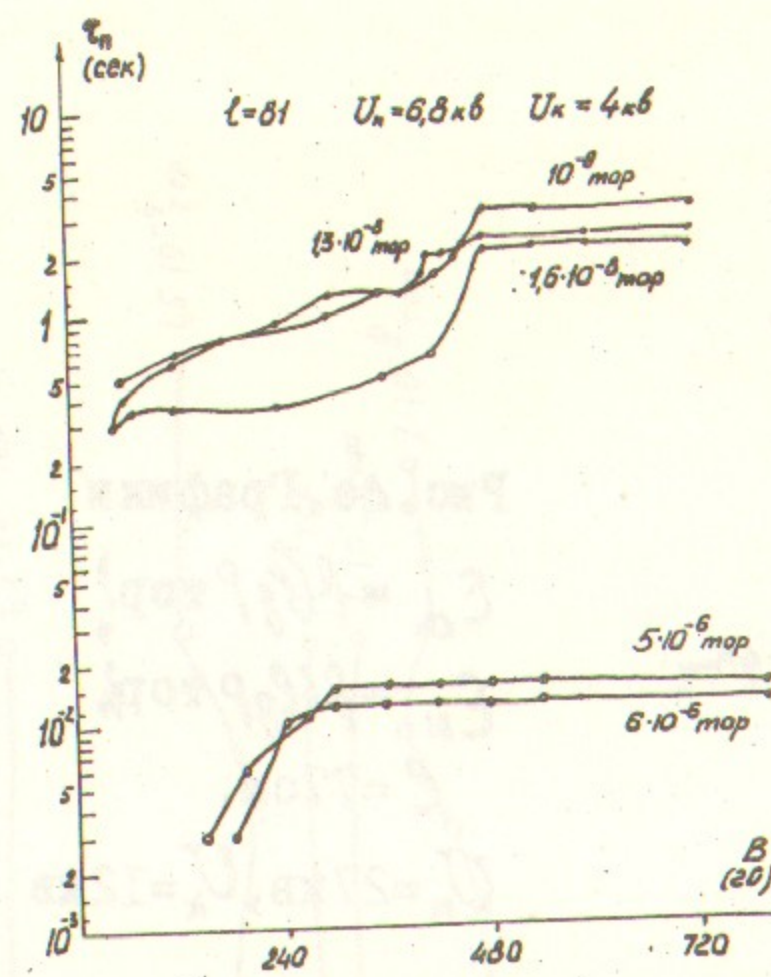


Рис.56. Зависимости $T_n(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

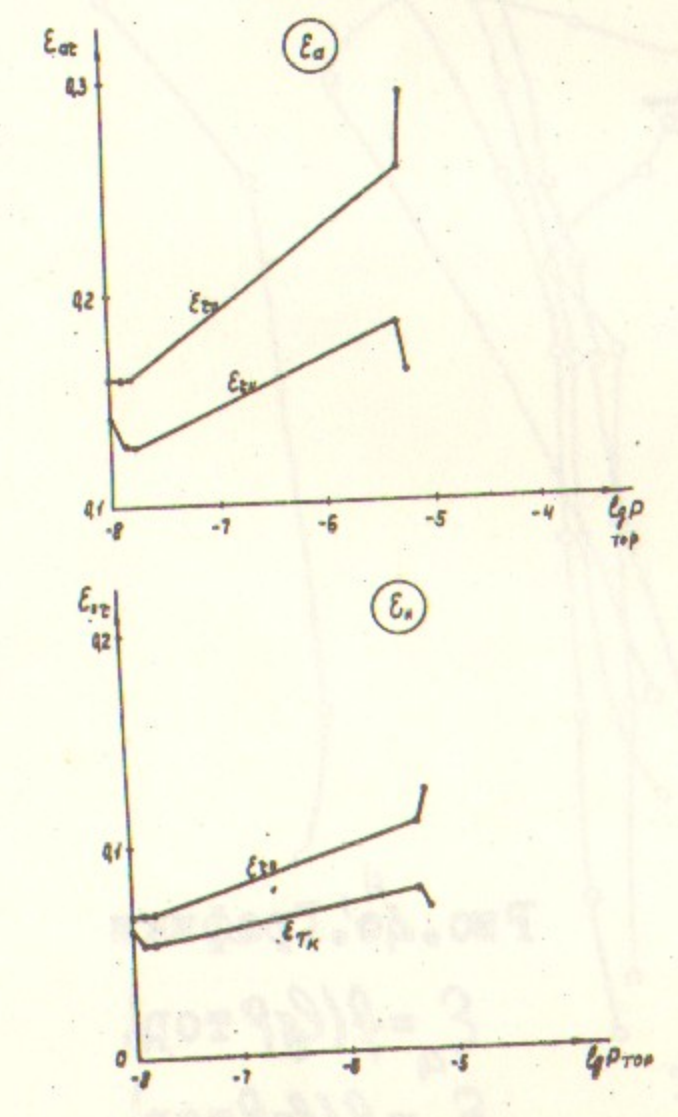


Рис.56а. Графики $\epsilon_a=f(lg P)$, $\epsilon_n=f(lg P)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

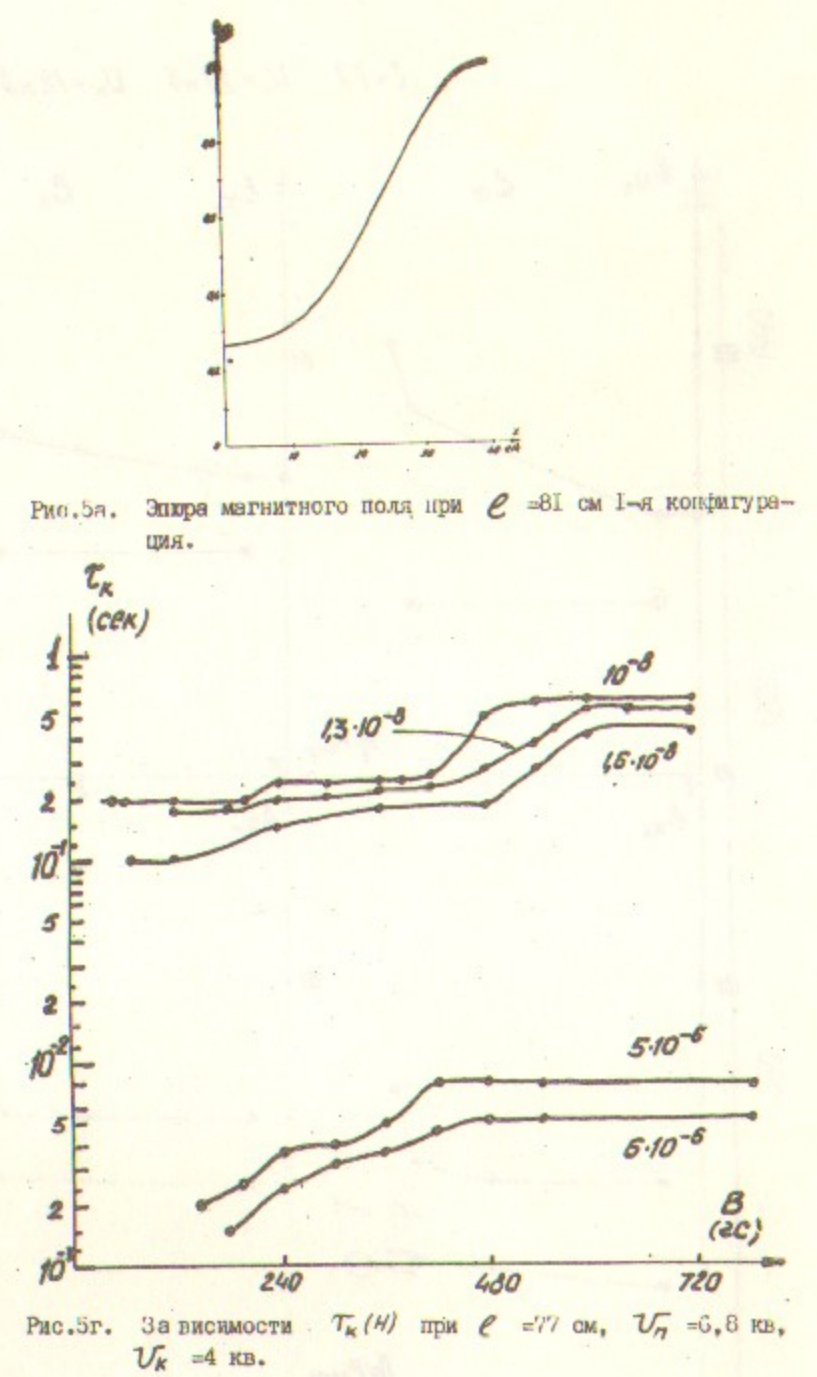


Рис.57. Зависимости $T_n(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

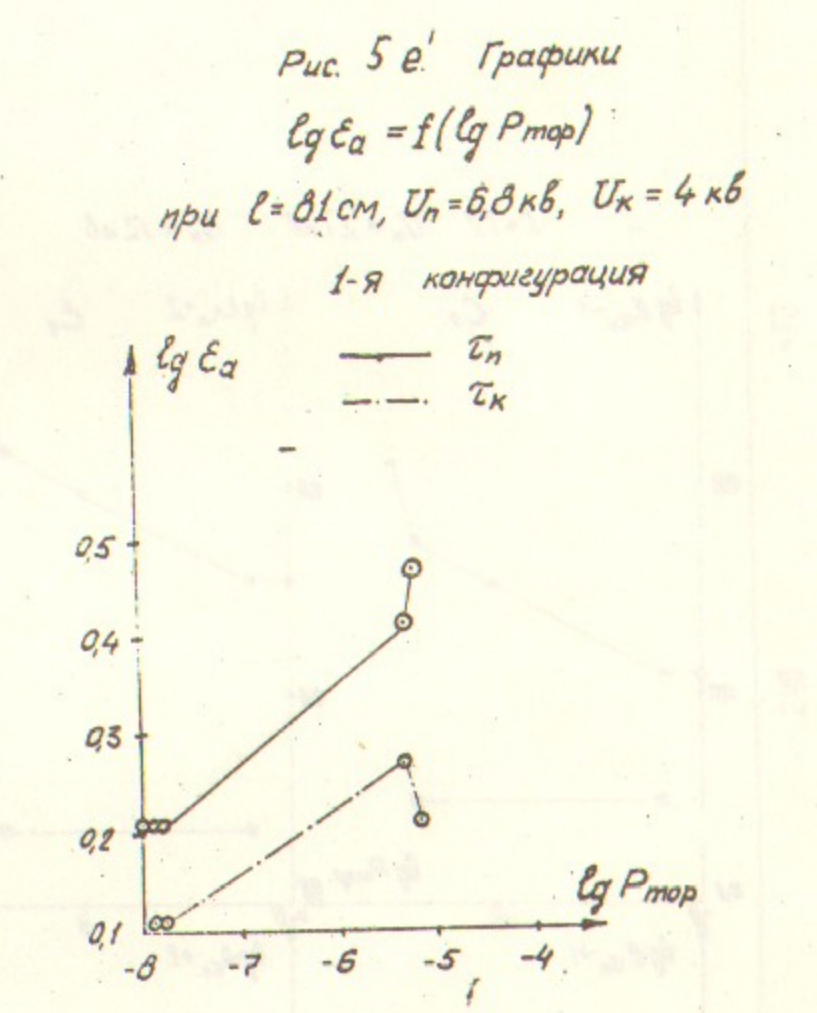


Рис. 5 e' Графики $lg \epsilon_a = f(lg P_{top})$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв 1-я конфигурация

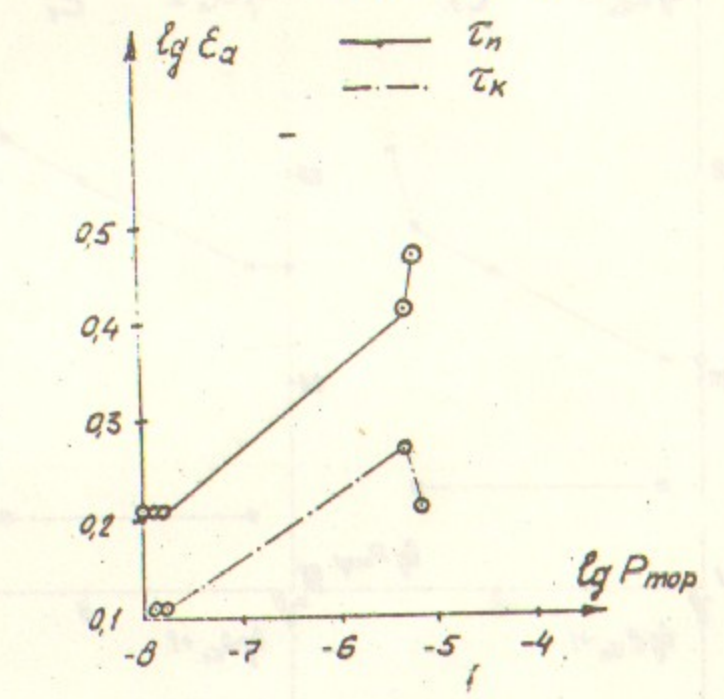


Рис.5а. Эпюры магнитного поля при $l=81$ см 1-я конфигурация.

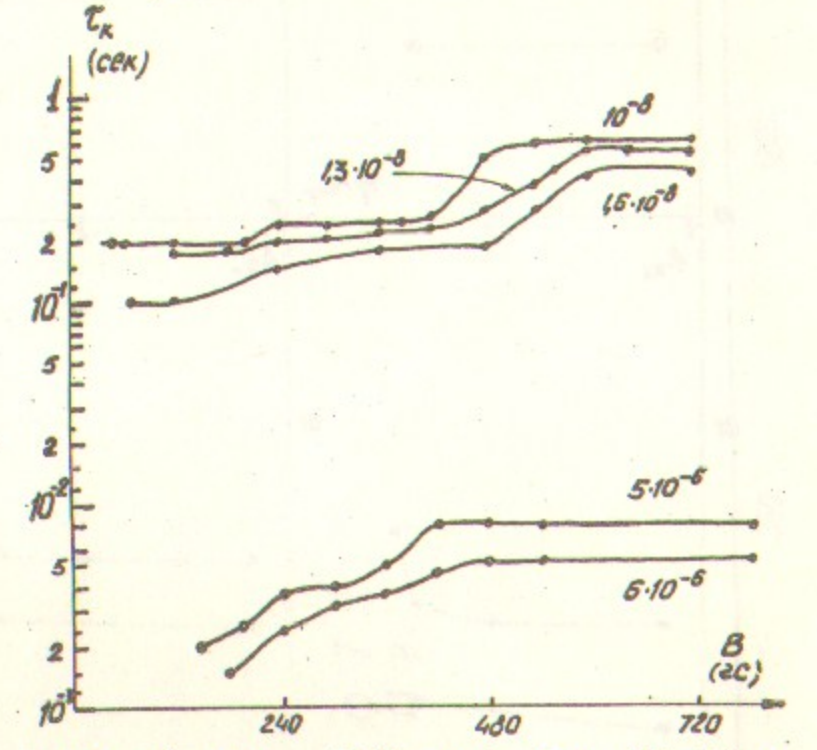


Рис.5б. Эпюры магнитного поля при $l=81$ см 1-я конфигурация.

Рис.5в. Эпюры магнитного поля при $l=81$ см 1-я конфигурация.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

Рис.5г. Зависимости $T_k(H)$ при $l=81$ см, $U_n=6,8$ кв, $U_k=4$ кв.

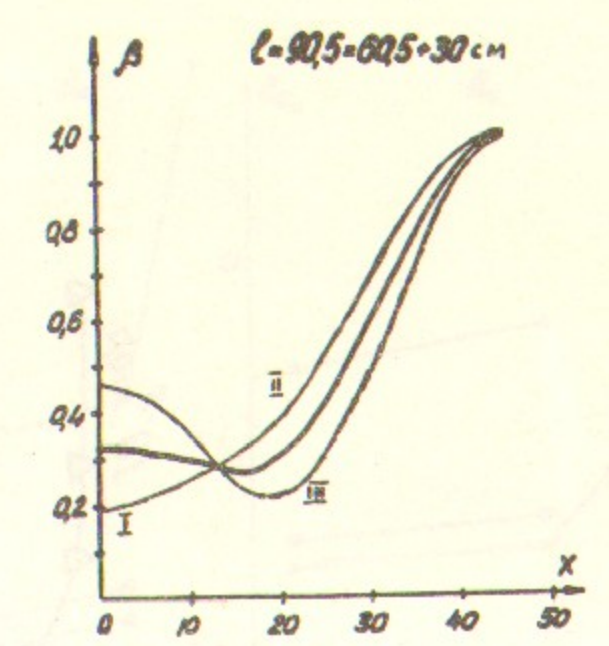


Рис.6а. Эпюры магнитного поля при $l=90,5$ см,

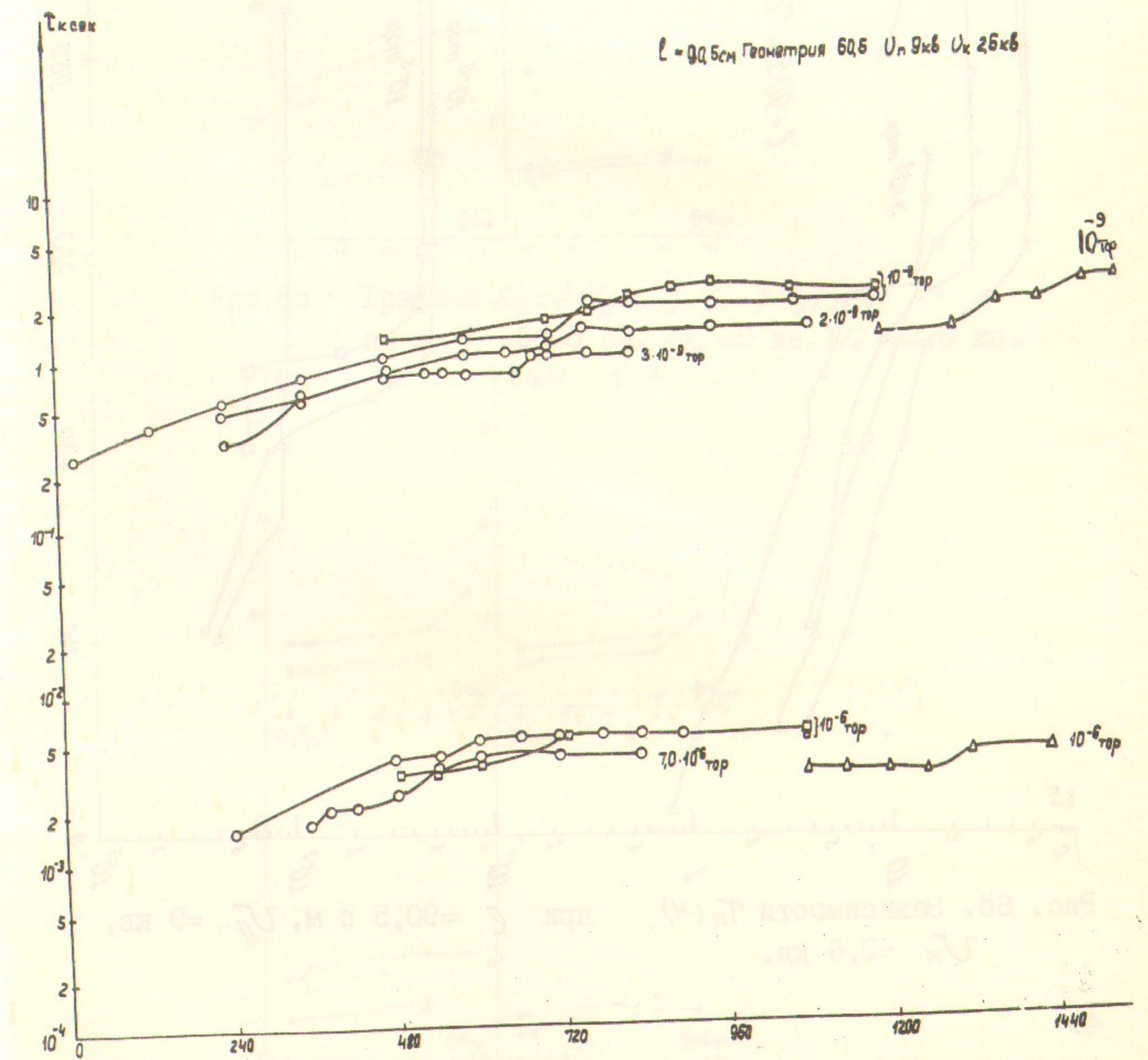


Рис.6б. Зависимости $T_k(H)$ при $l=90,5$ см, $U_n=9$ кв, $U_k=2,6$ кв.

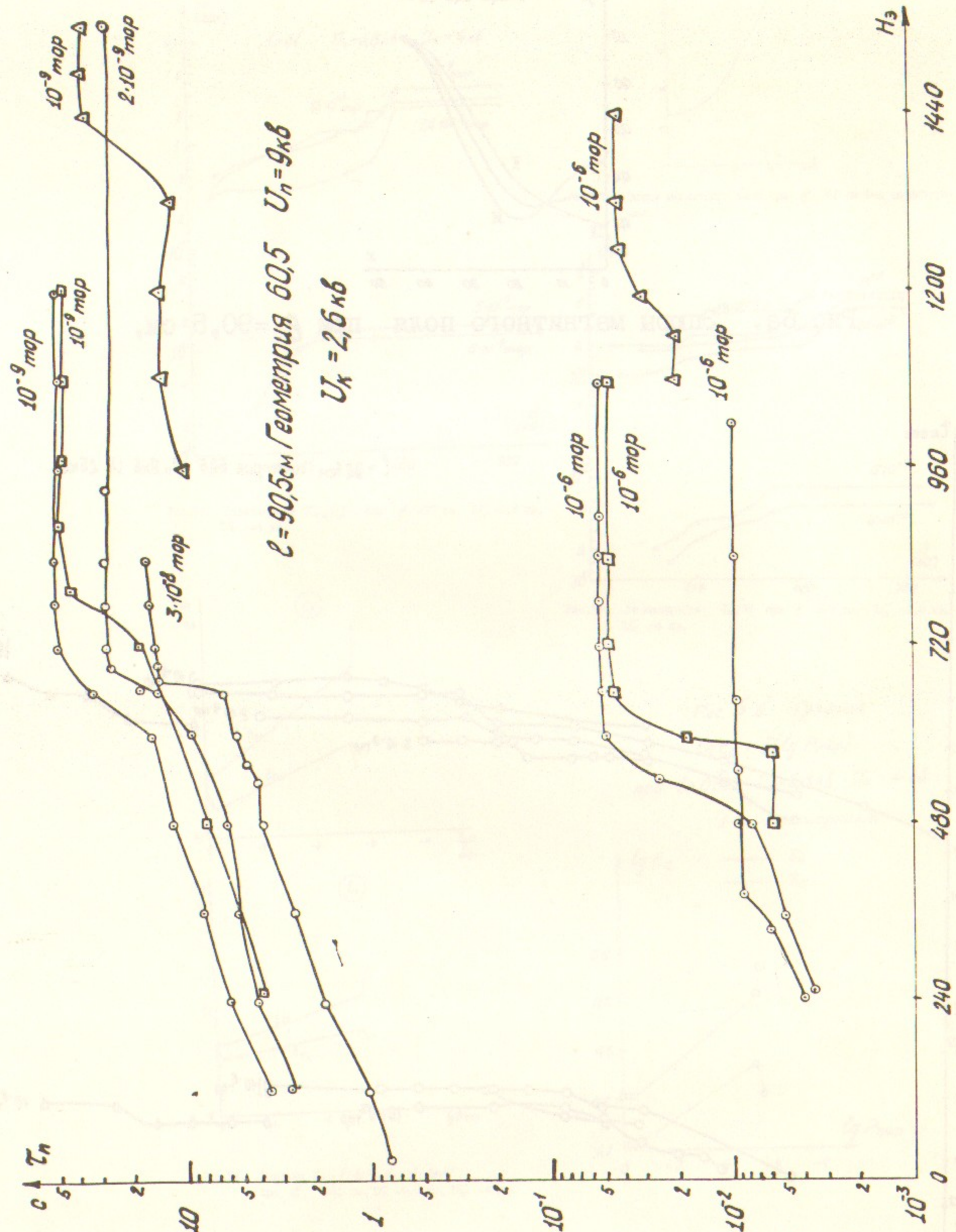


Рис. 6б. Зависимости $N_n(n)$ при $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 2,6$ кВ.

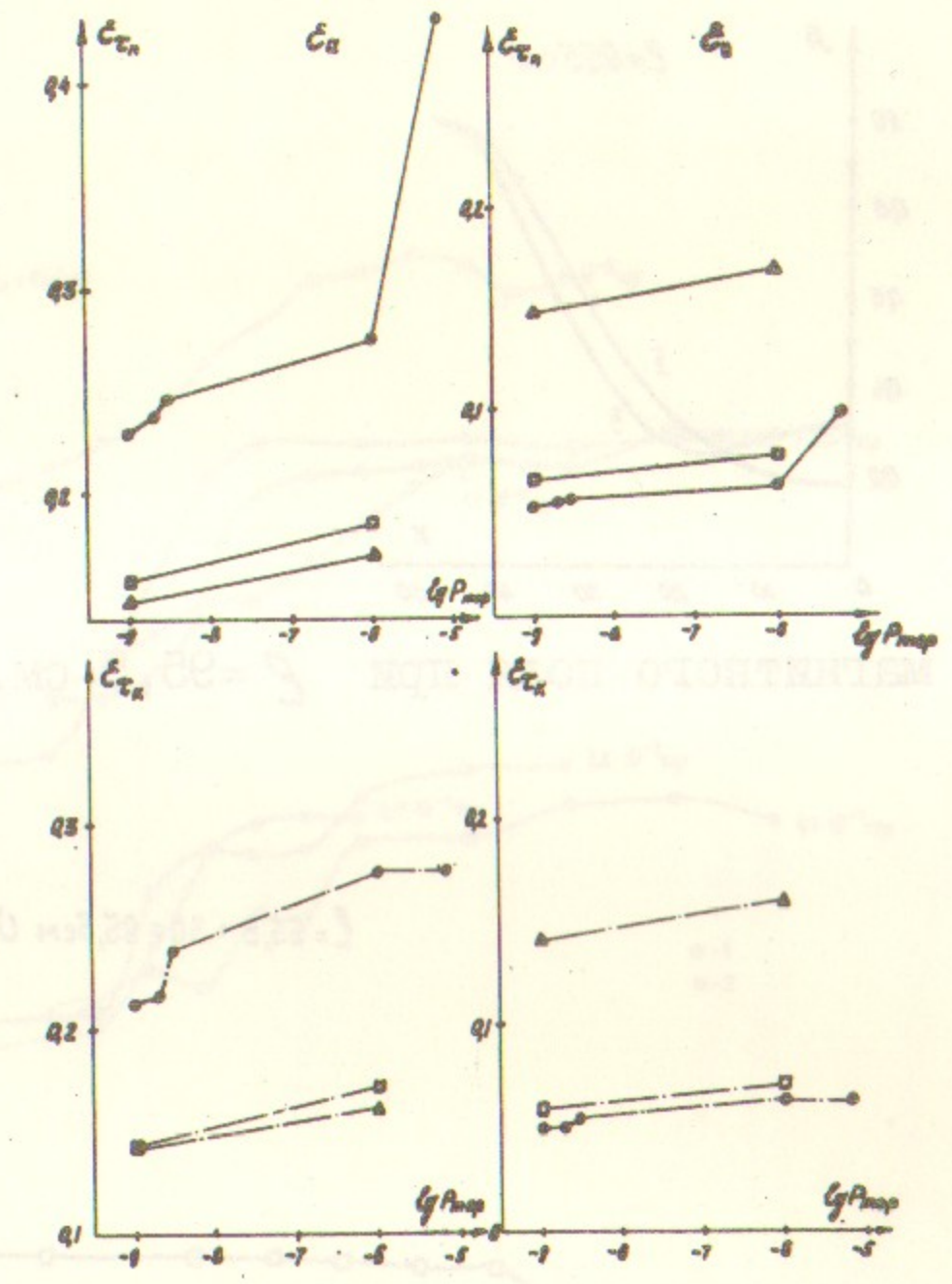


Рис. 6в. Графики $\epsilon_a = f(\lg P_{top})$, $\epsilon_n = f(\lg P_{top})$ при $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 2,6$ кВ.

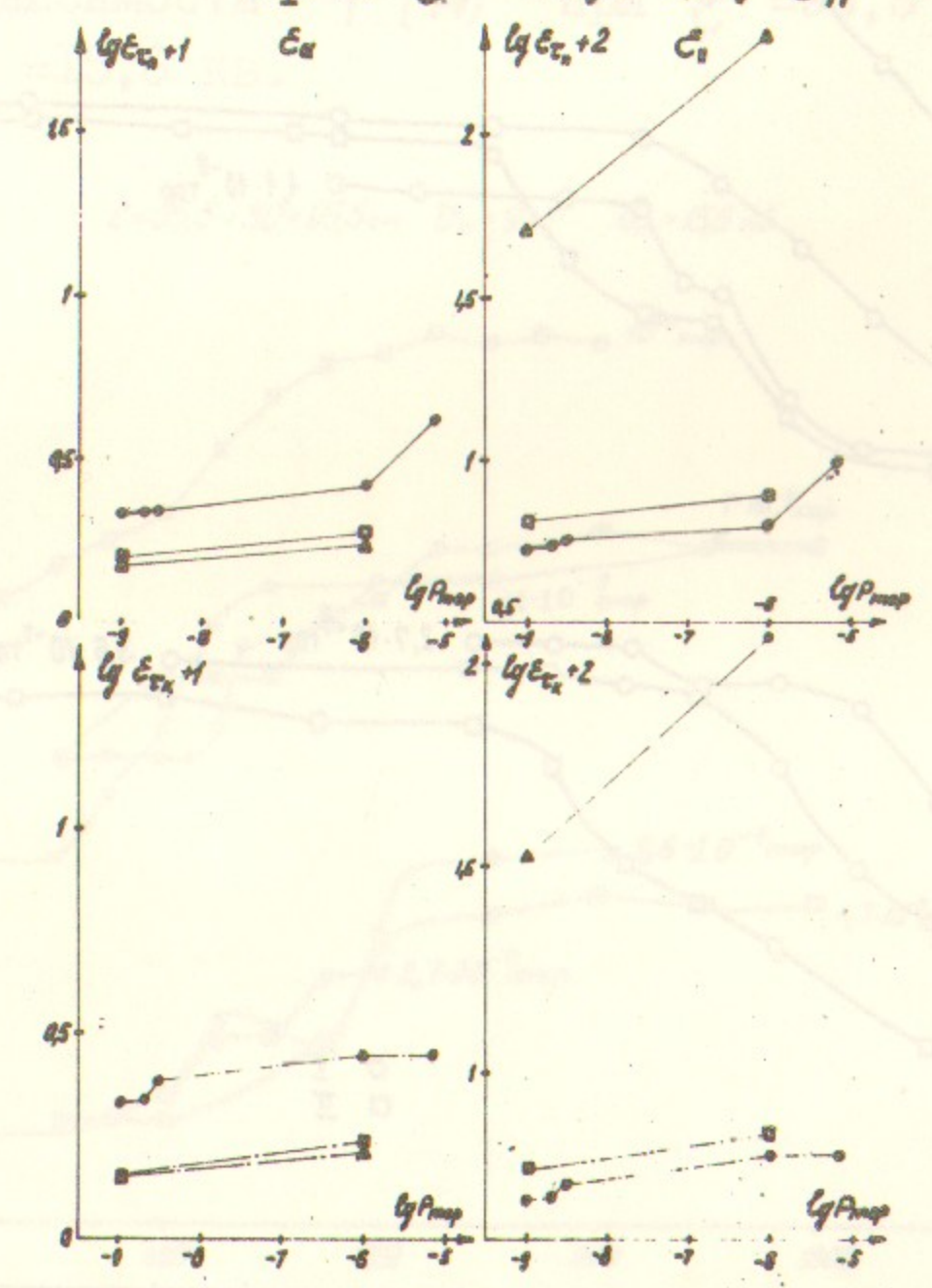


Рис. 6е. Графики $\lg \epsilon_a = f(\lg P_{top})$, $\lg \epsilon_n = f(\lg P_{top})$ при $l = 90,5$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 2,6$ кВ.

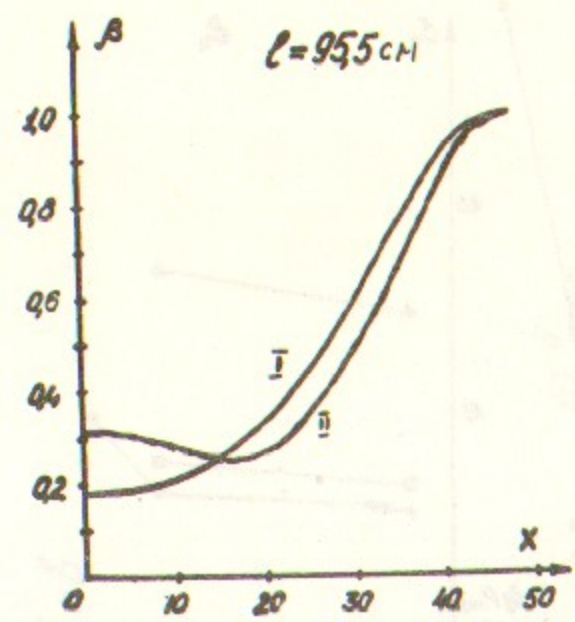


Рис.7а. Эпюры магнитного поля при $l = 95,5$ см.

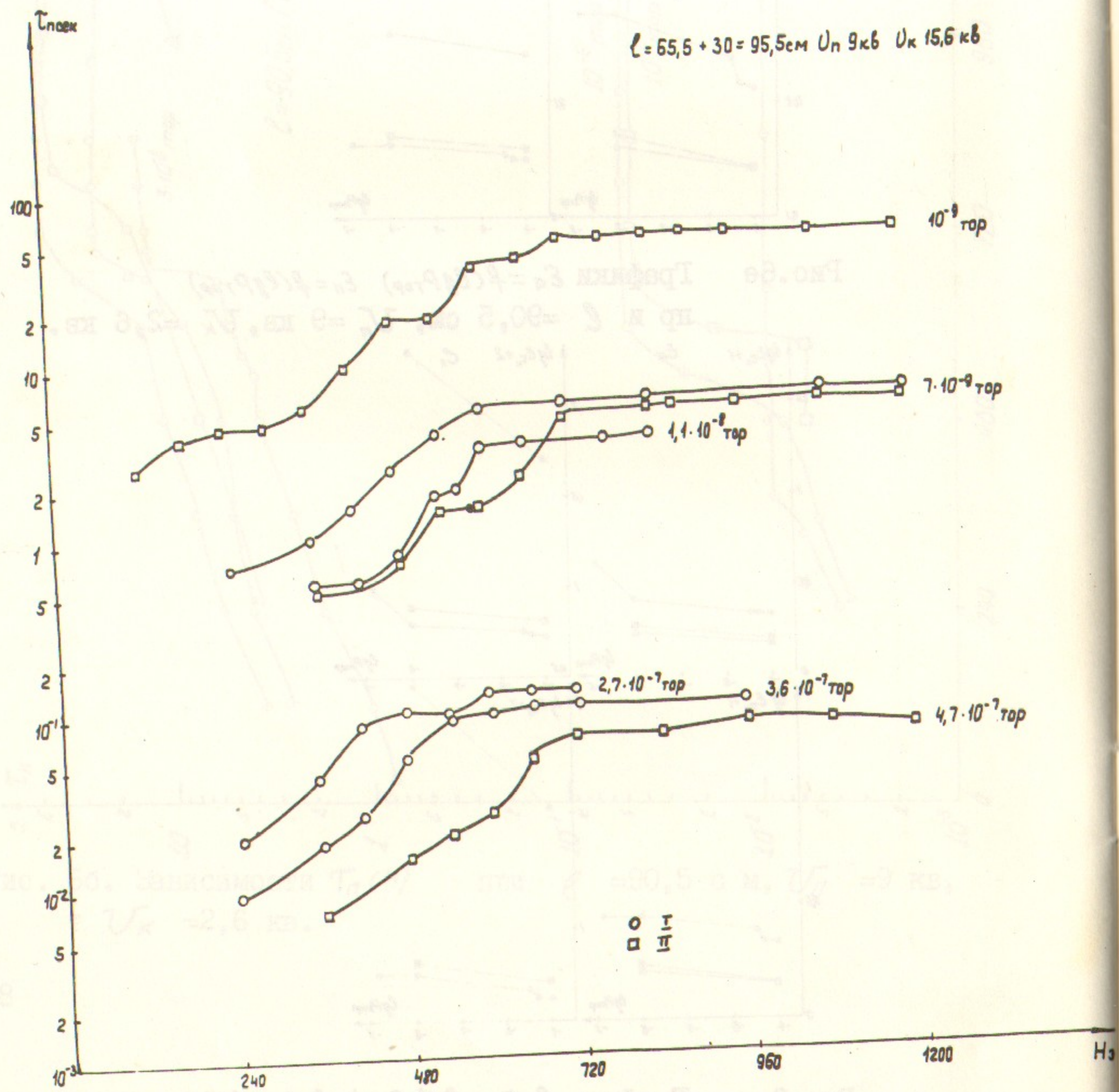


Рис.7б. Зависимости $T_n(H)$ при $l = 95,5$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 15,6$ кВ.

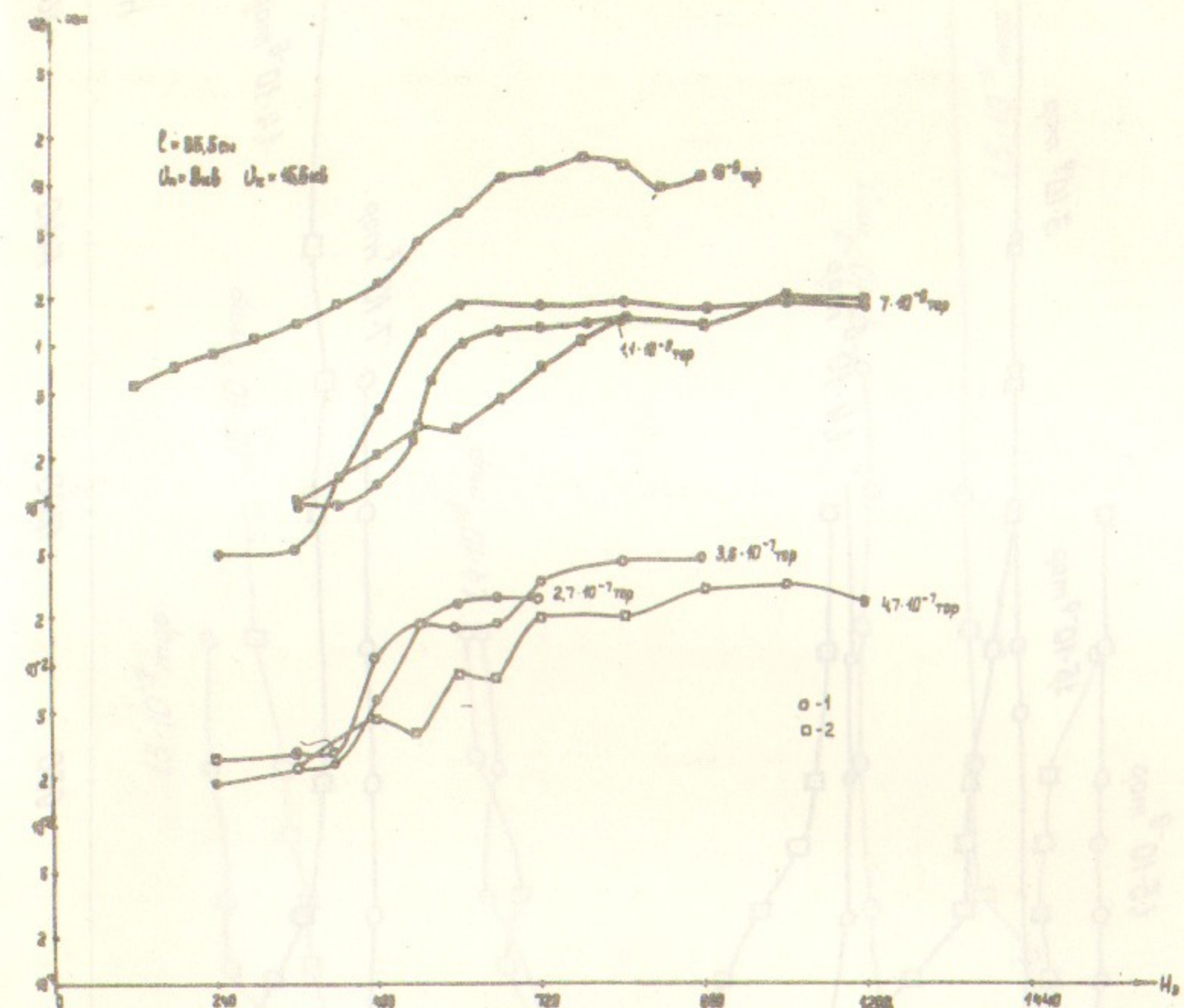


Рис.7в. Зависимости $T(H)$ при $l = 95,5$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 15,6$ кВ.

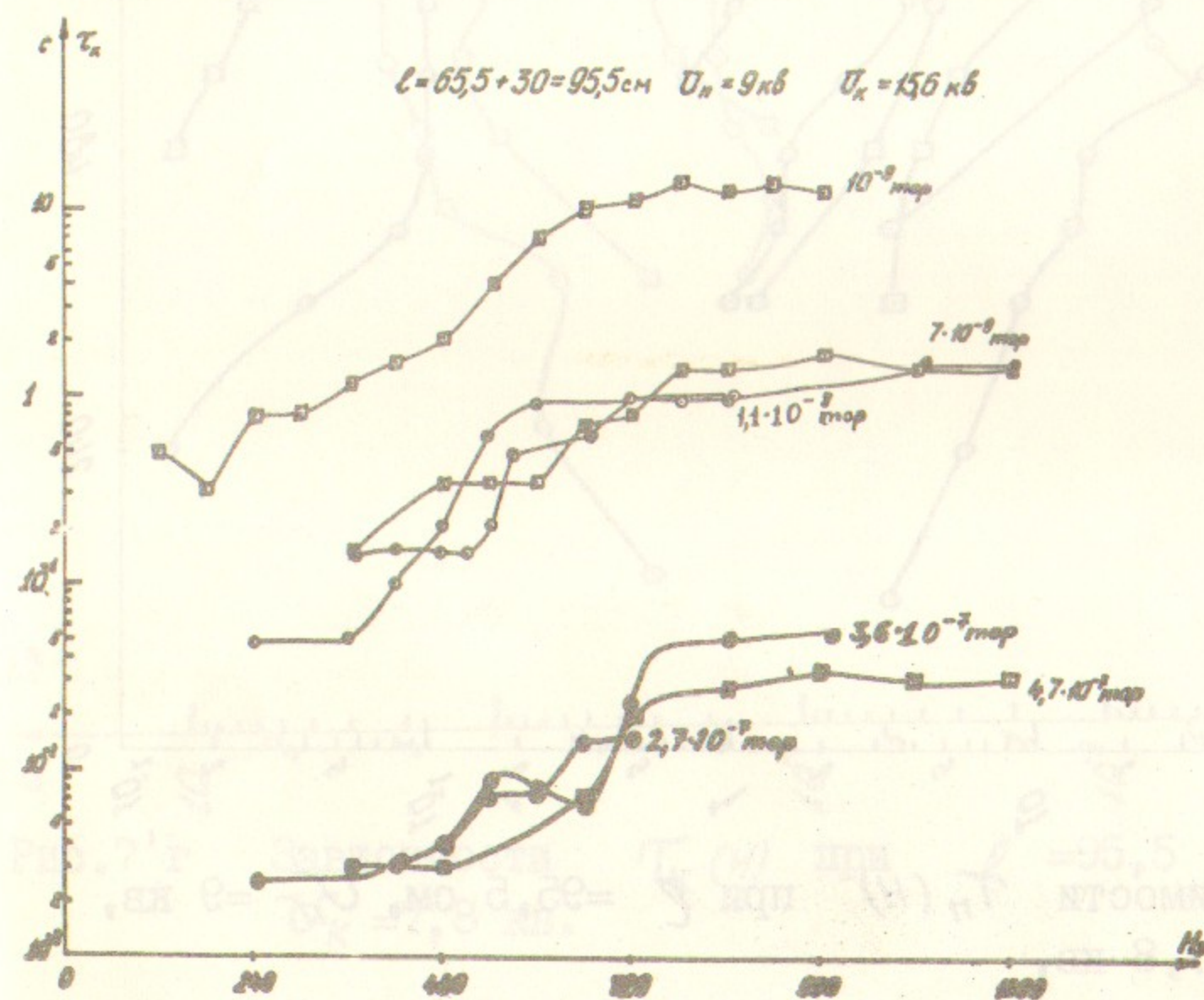


Рис.7г. Зависимости $T_k(H)$ при $l = 95,5$ см, $U_n = 9$ кВ, $U_k = 15,6$ кВ.

$l = 65,5 + 30 = 95,5 \text{ см}$ $U_n = 9 \text{ кв}$ $U_k = 7,8 \text{ кв}$

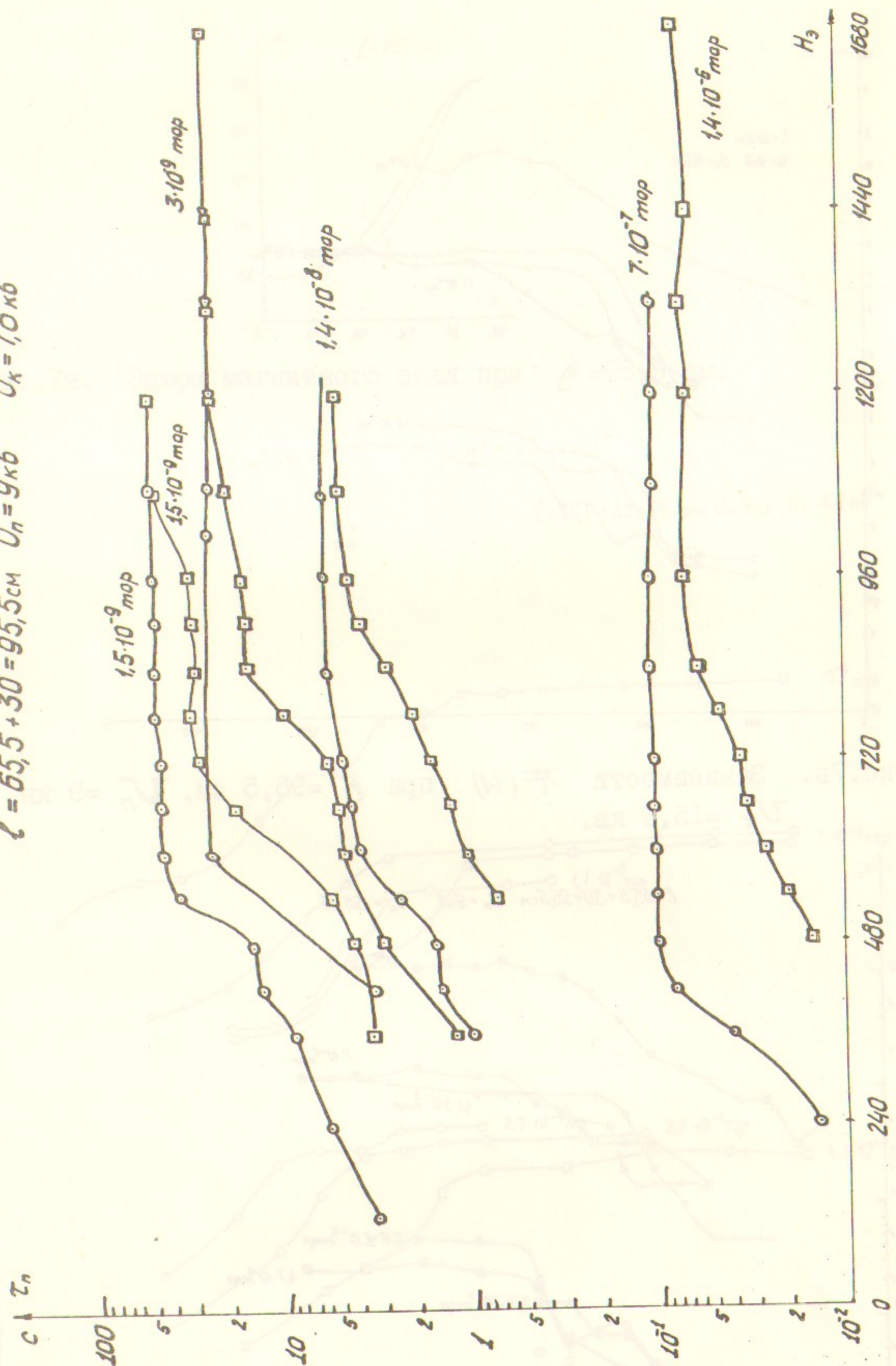


Рис. 7б' Зависимости $T_n (H)$ при $l = 95,5 \text{ см}$, $U_n = 9 \text{ кв}$, $U_k = 7,8 \text{ кв}$.

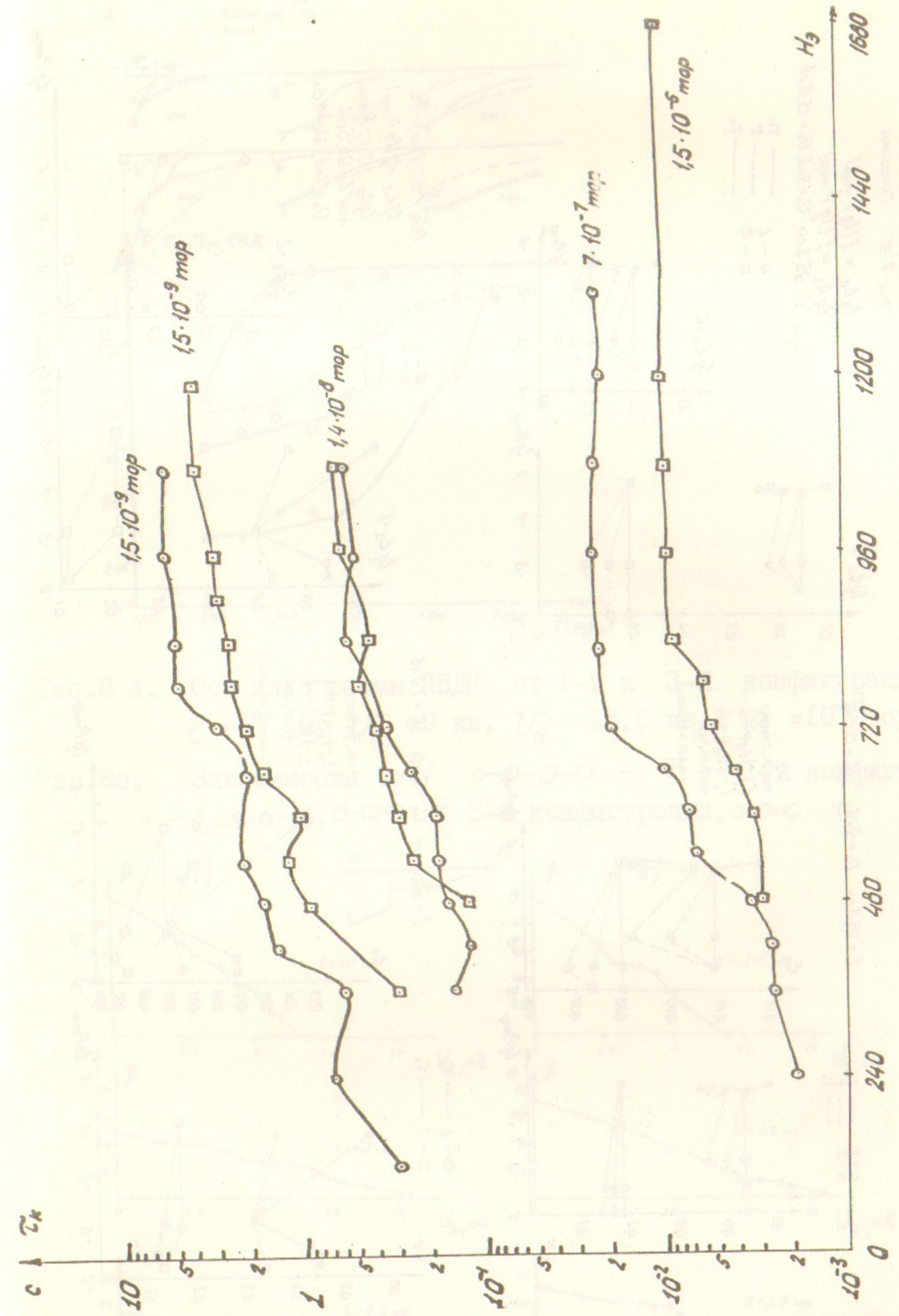


Рис. 7'г Зависимости $T_n (H)$ при $l = 95,5 \text{ см}$, $U_n = 9 \text{ кв}$, $U_k = 7,8 \text{ кв}$.

Рис. 7 в' Графики

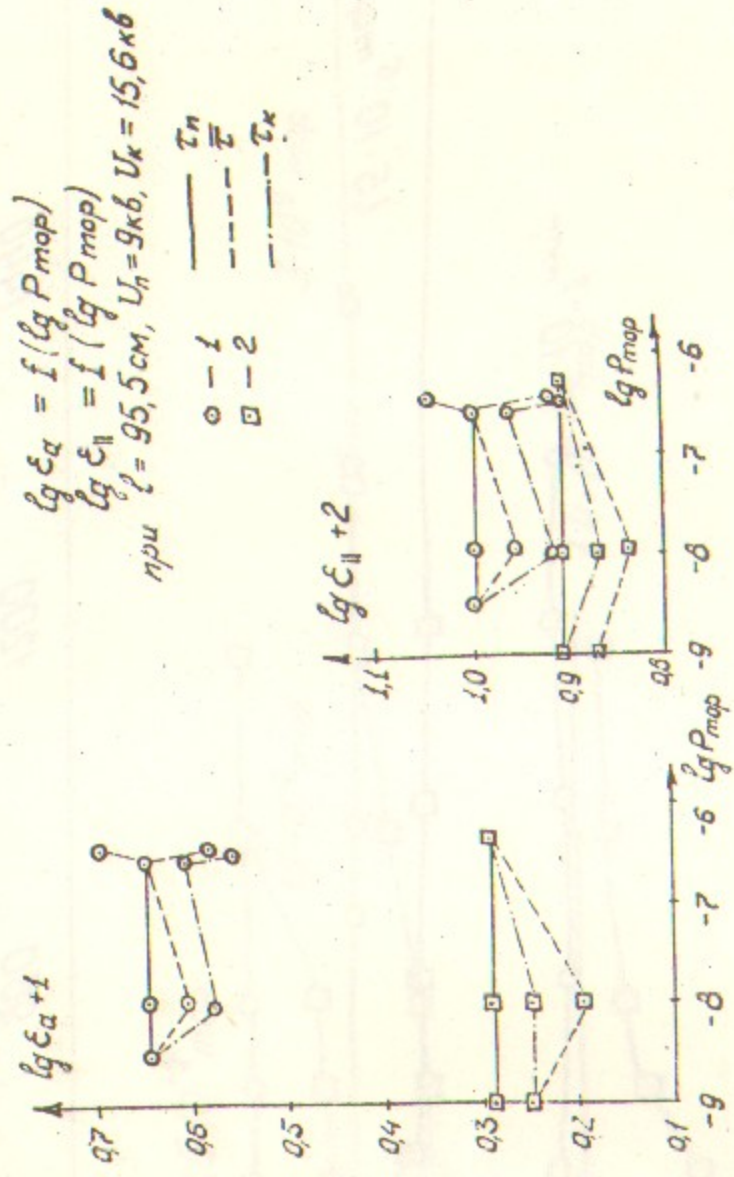


Рис. 7 б' Графики

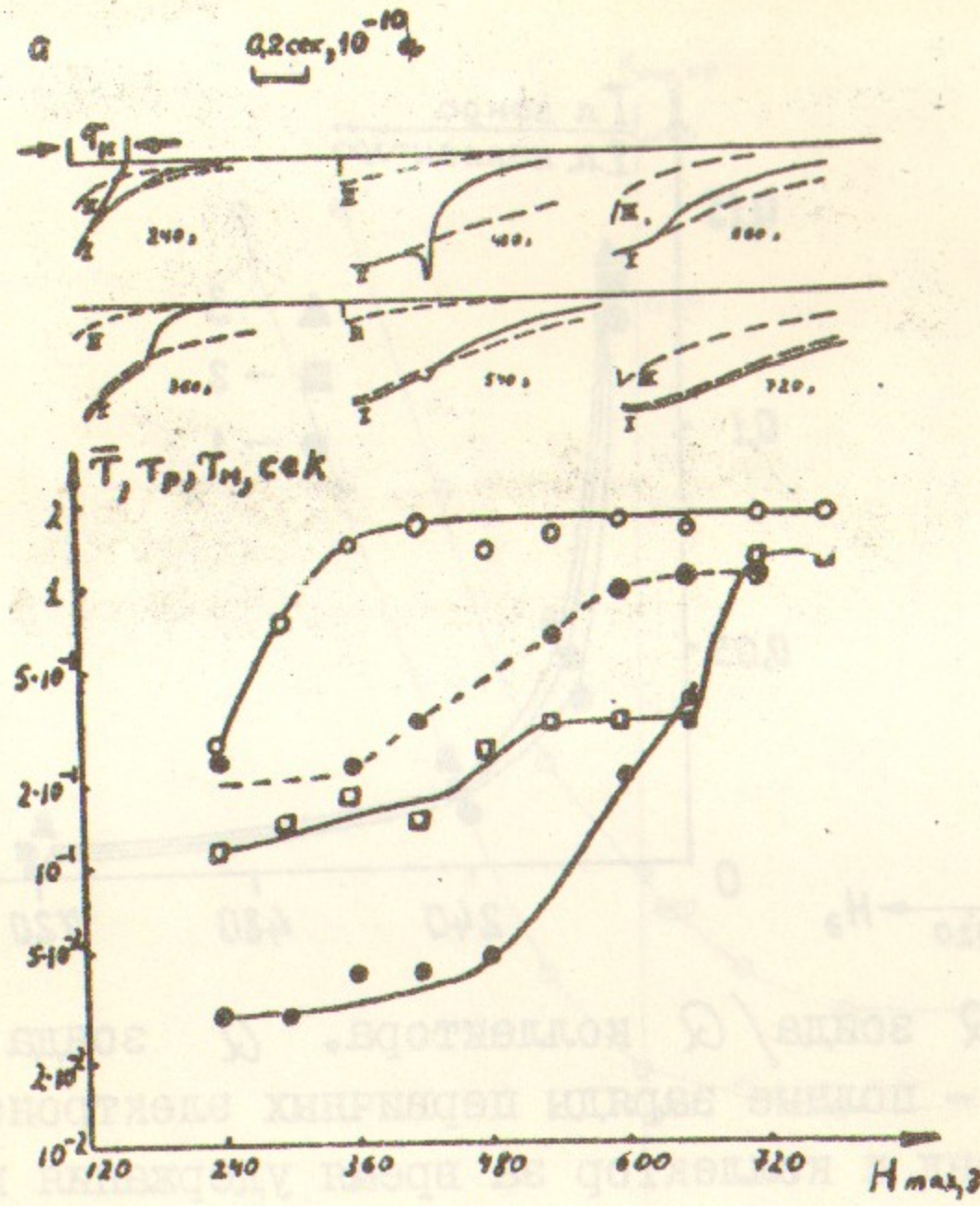
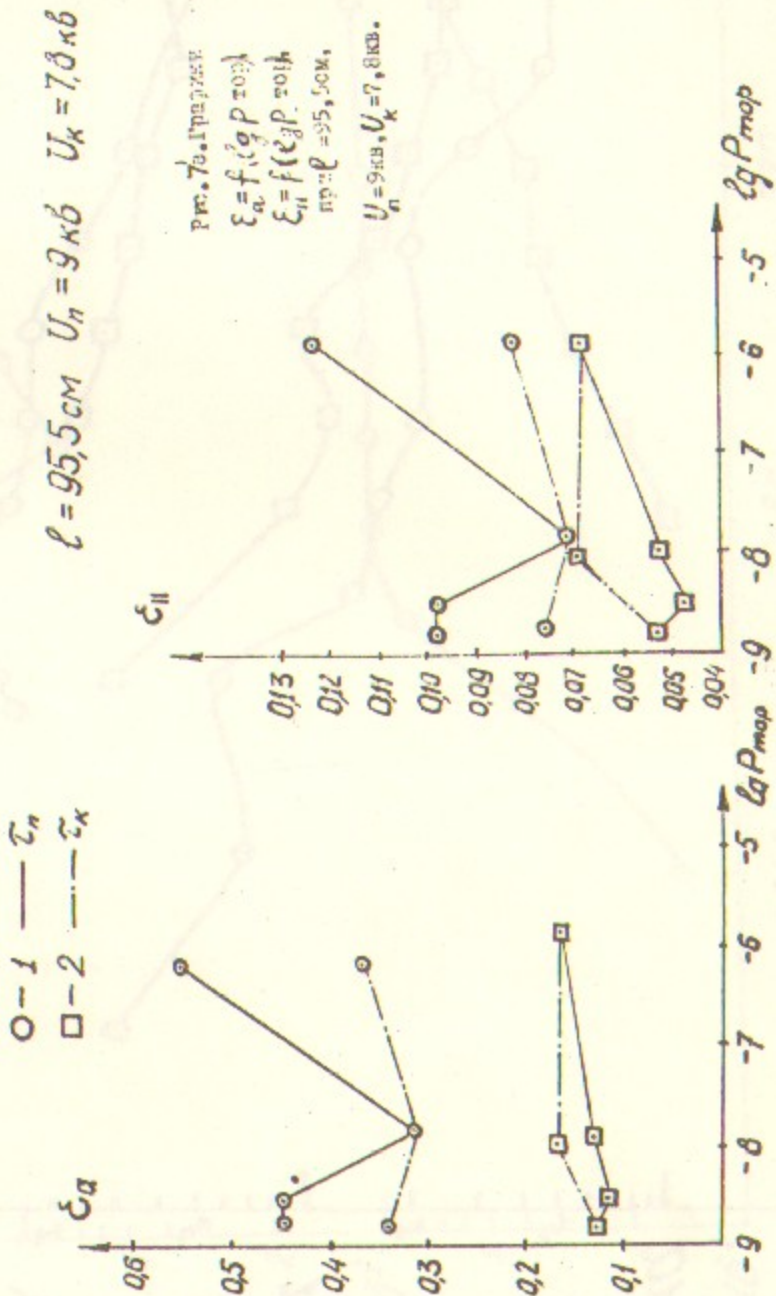
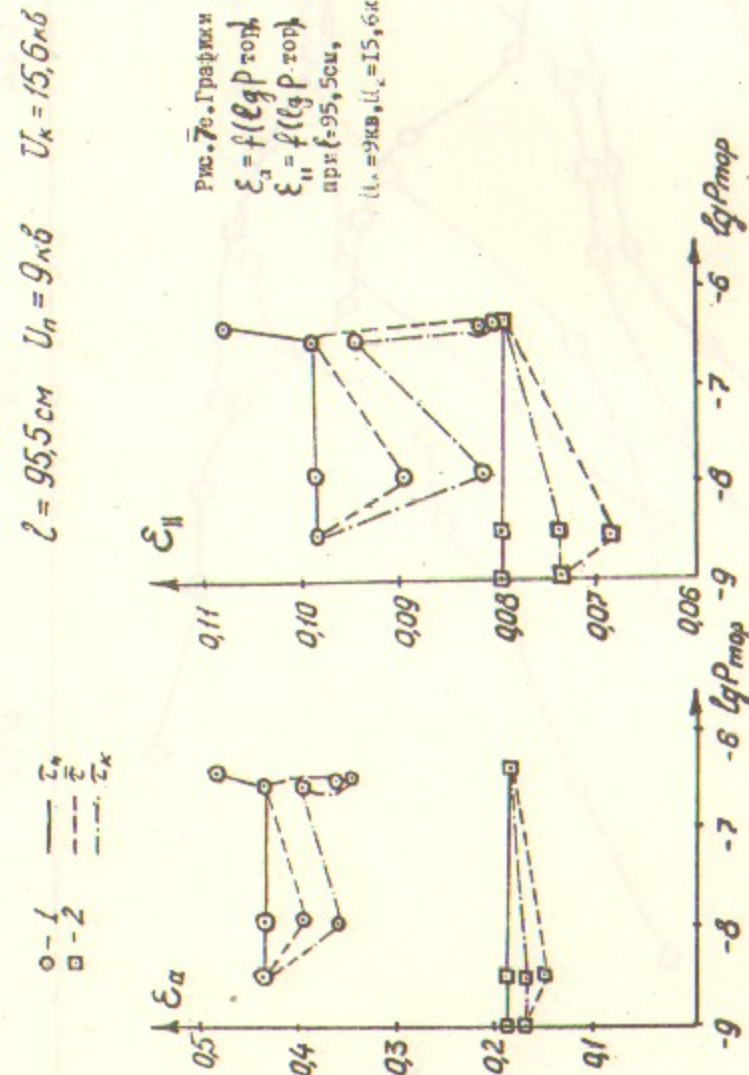
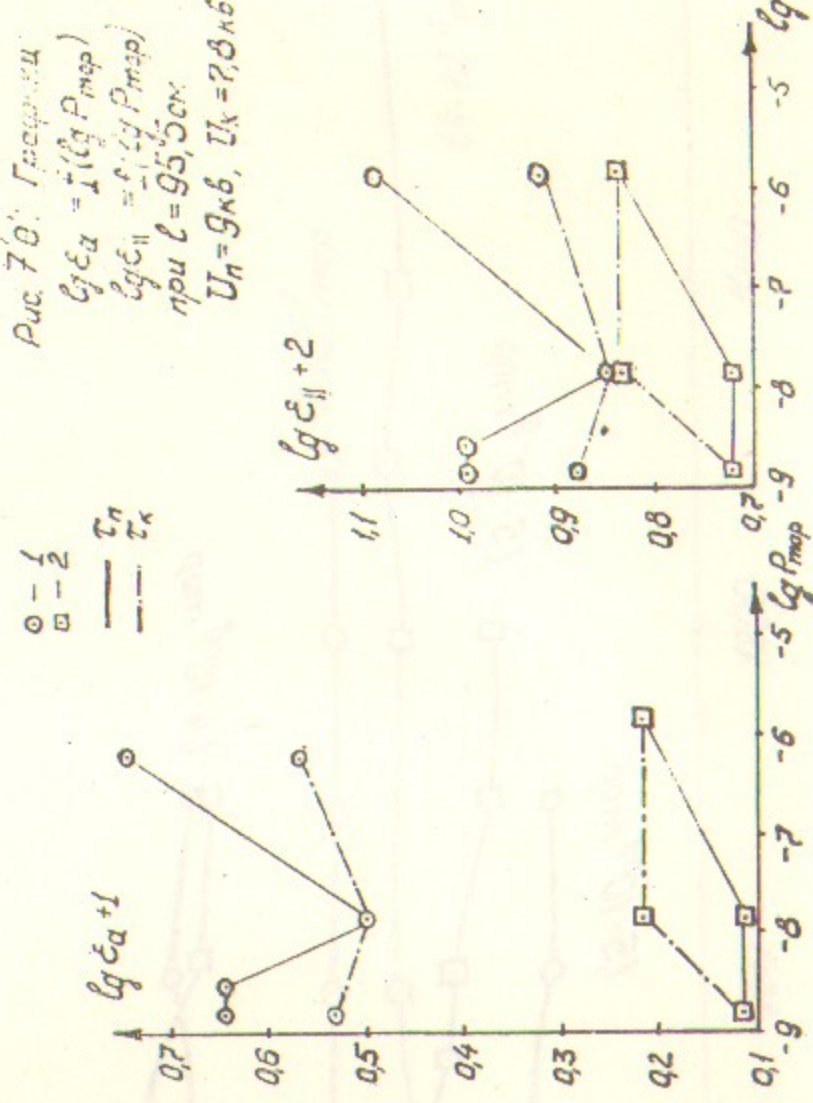


Рис. 8 а. Осциллограммы ИВДП от I-й к 3-й конфигурации $\ell = 65 \text{ см}$, $U_n = 9 \text{ кВ}$, $U_k = 15,6 \text{ кВ}$. $\rho = 10^{-8} \text{ тор}$.

Рис. 8 б. Зависимости от H $\circ-\circ-\circ-\bar{T}$ I-й конфигурации, $---+---A$, $\circ-\circ-\circ-T_p$, $\square-\square-\square-\bar{T}$ 3-й конфигурации, $\circ-\circ-\circ-T_n$

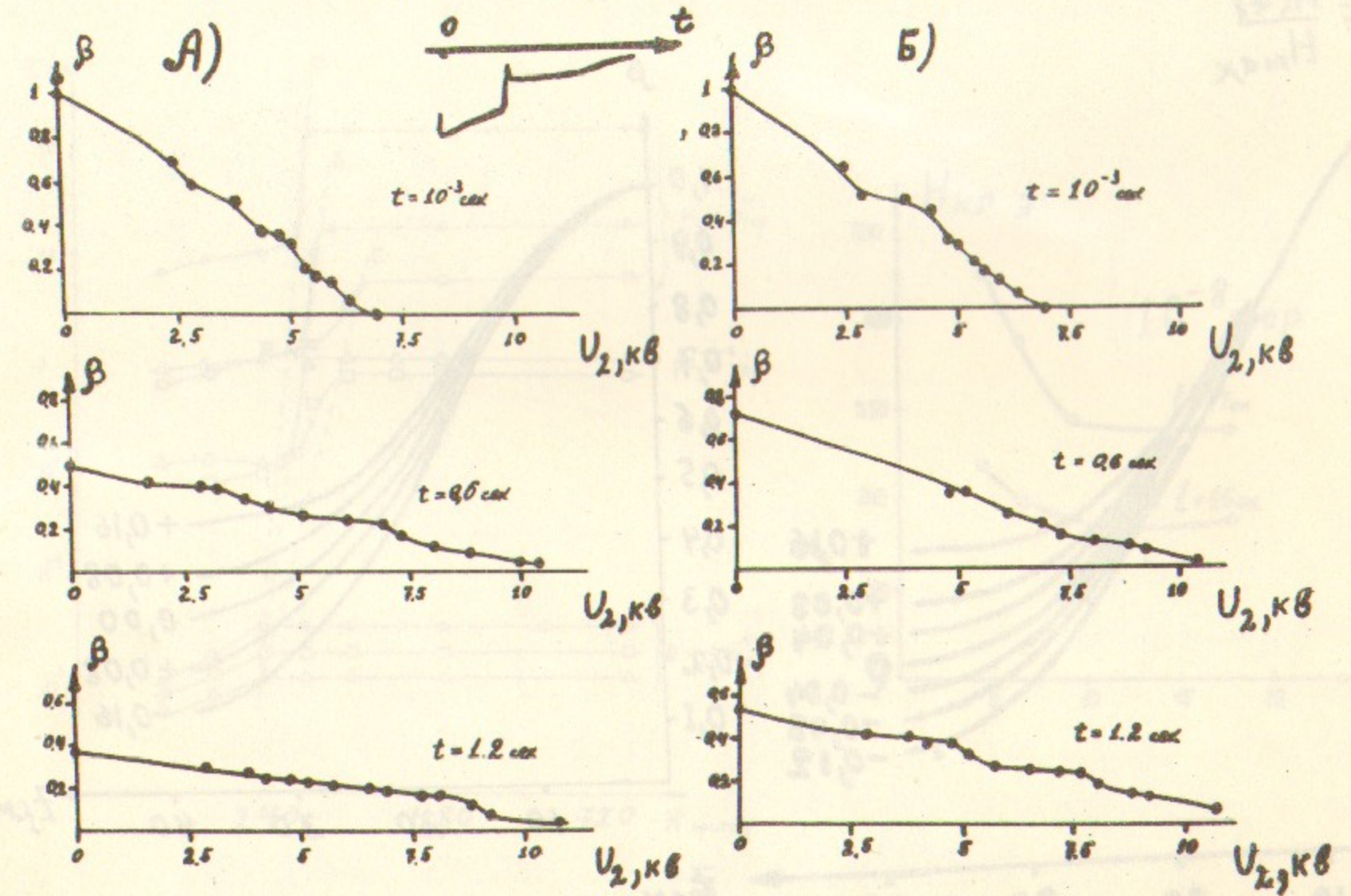


Рис. 9. Отношение числа частиц, оставшихся в ловушке после действия 2-го импульса напряжения U_2 к первоначальному числу захваченных частиц в зависимости от U_2 для различных моментов времени после захвата при условиях $\ell = 72 \text{ см}$, $U_n = 9 \text{ кВ}$, $U_k = 7,7 \text{ кВ}$, $\rho = 5 \cdot 10^{-9} \text{ тор}$, $N = 840 \text{ э}$ А - 2-я конфигурация, Б - I-я.

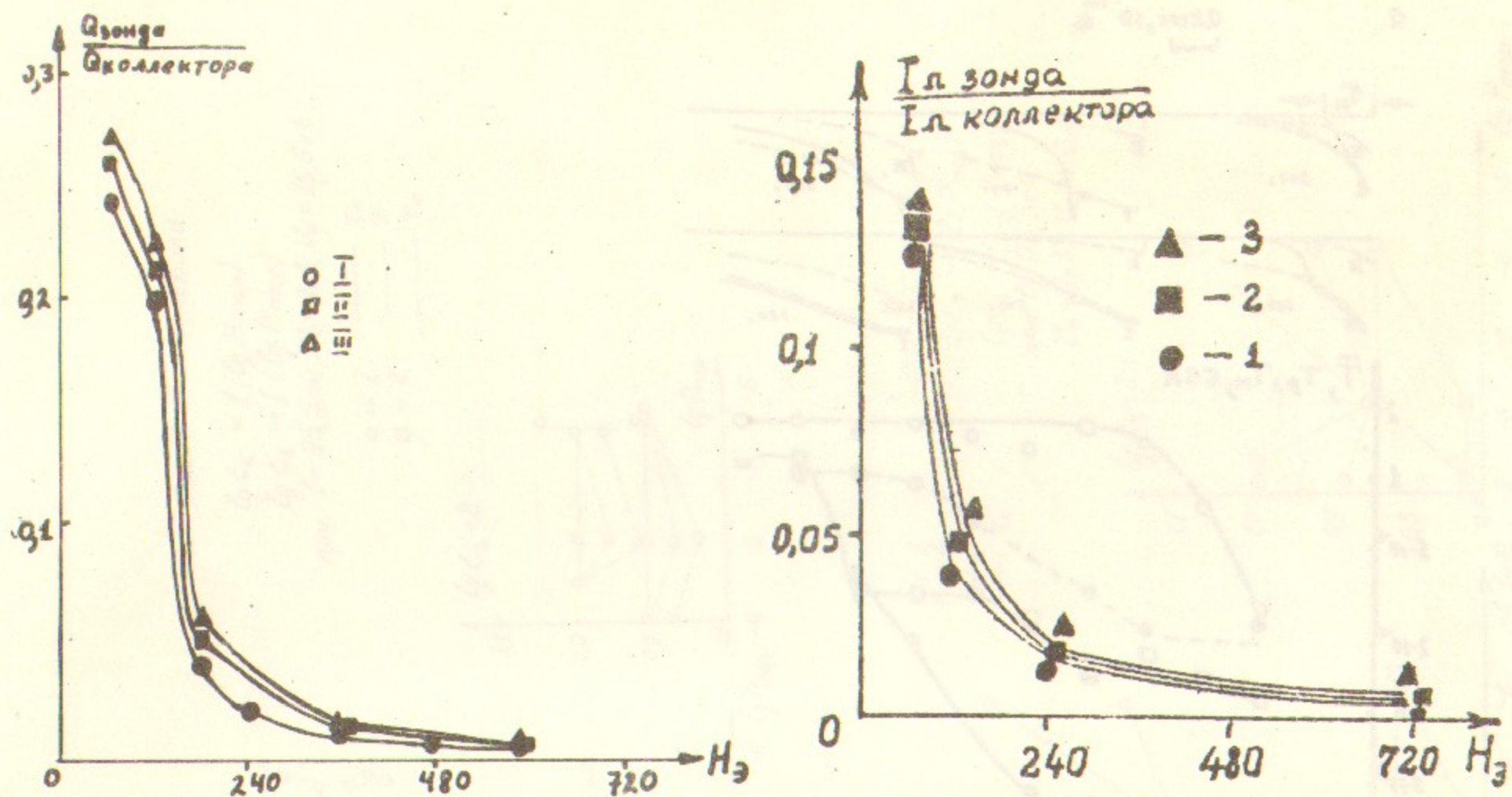


Рис.10. Зависимость $\sigma H Q$ зонда / Q коллектора. Q зонда, Q коллектора - полные заряды первичных электронов, пришедших на зонд и коллектор за время удержания поля 1-й, 2-й, 3-й конфигураций. $l = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв.

Рис.11. Зависимость от $H I_{л}$ зонда / $I_{л}$ коллектора ($I_{л}$ зонда, $I_{л}$ коллектора - токи во время инжекции от магнитного поля. $l = 65$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 15,6$ кв).

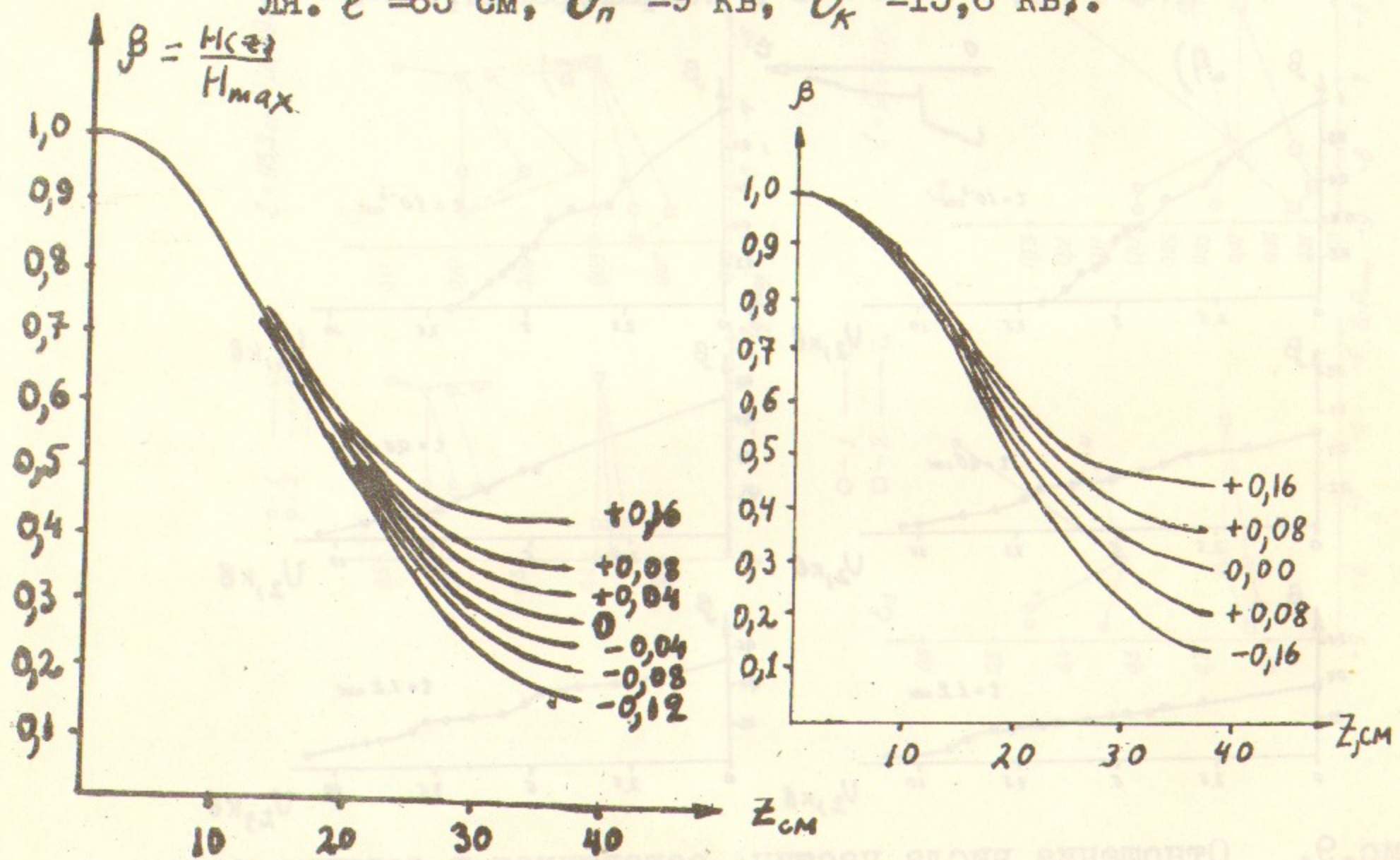


Рис.12а. Эпюры магнитного поля при $l = 65$ см и различных $\Delta\beta_0$

Рис.12б. То же, что и рис.12а, но $l = 77$ см.

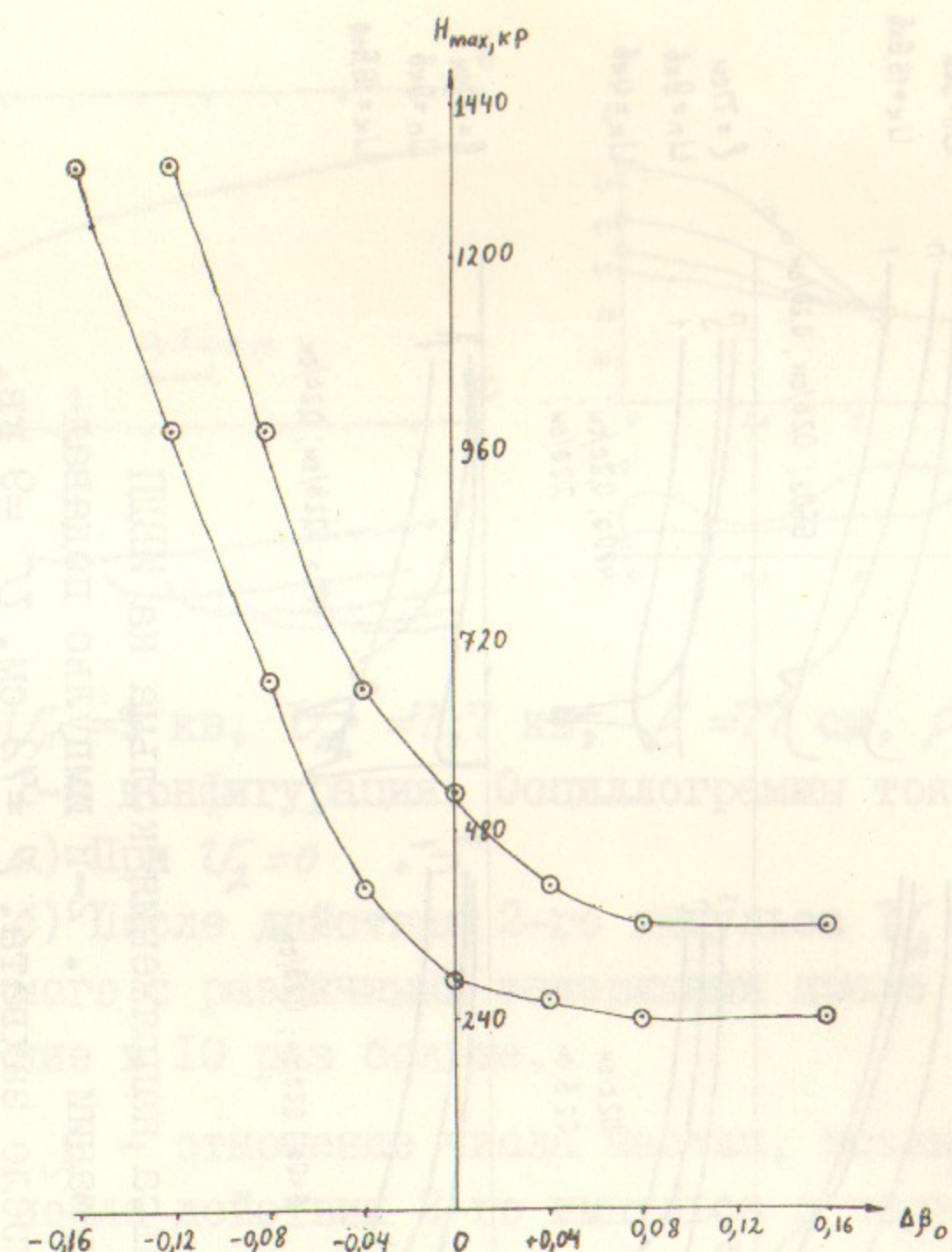


Рис.12в. Зависимости $H_{кр}$ от $\Delta\beta_0$ при $l = 65$ см и $l = 77$ см $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв.

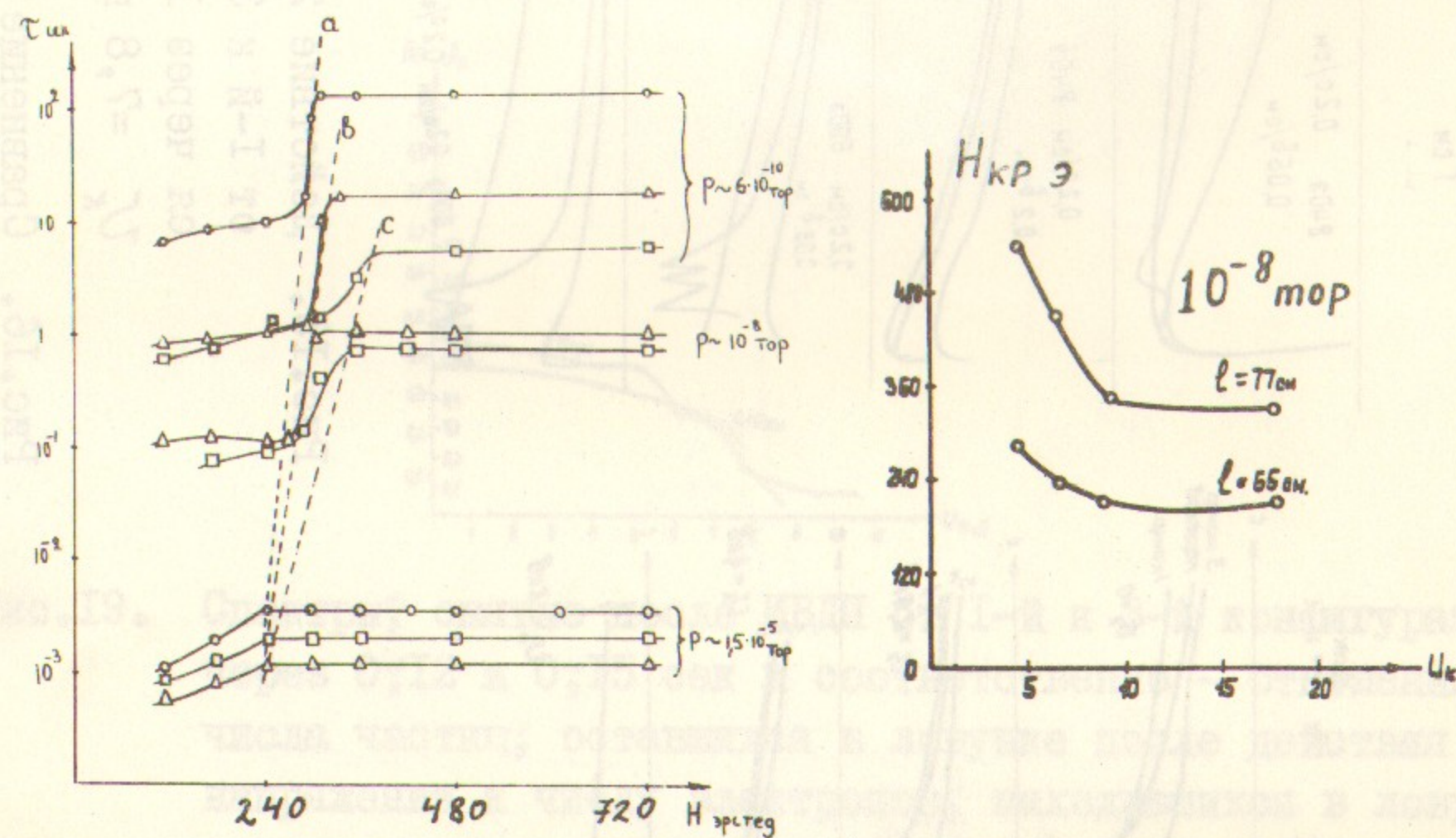


Рис.13. Зависимость $H_{кр}$ от U_k при $U_n = 9$ кв, $p = 10^{-8}$ тор.

Рис.14. Зависимости $\tau_n(H)$, $\bar{\tau}(H)$, $\tau_k(H)$ при различных давлениях остаточного газа в ловушке; $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв, $l = 65$ см, 1-я конфигурация.

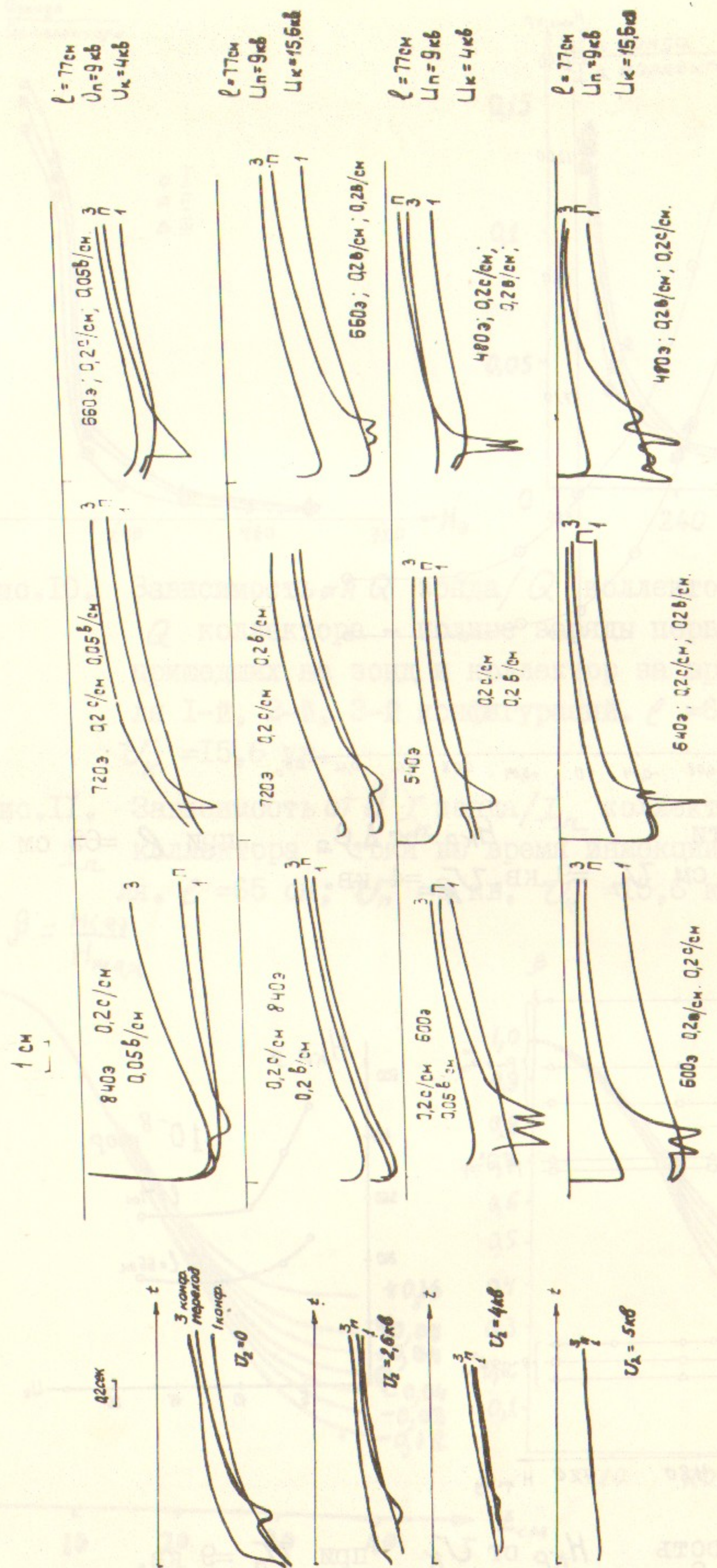


Рис.15. Действие 2-го импульса напряжения кольца на ИВДИ от 1-й к 3-й конфигурации. 2-й импульс подавался через 10^{-3} сек после захвата. $l = 72$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 7,8$ кв, $\rho = 5 \cdot 10^{-9}$ тор $N = 840э$.

Рис.16. Сравнение ИВДИ при глубоком и мелком захвате. $l = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $\rho = 5 \cdot 10^{-9}$ тор.

Рис.17. $U_n = 9$ кв, $U_k = 7,7$ кв, $l = 77$ см, $\rho = 10^{-8}$ тор, I-я конфигурация. Осциллограммы тока коллектора.

Рис.18. β - отношение числа частиц, оставшихся в ловушке после действия 2-го импульса к первоначальному числу частиц $n(0)$. \circ - через 0,5 сек после захвата, \bullet - через 1 сек, Δ - через 1,5 сек, ∇ - через 2 сек. $l = 77$ см, $U_n = 9$ кв, $U_k = 16,6$ кв, $\rho = 5 \cdot 10^{-9}$ тор, $N = 600э$, I-я конфигурация.

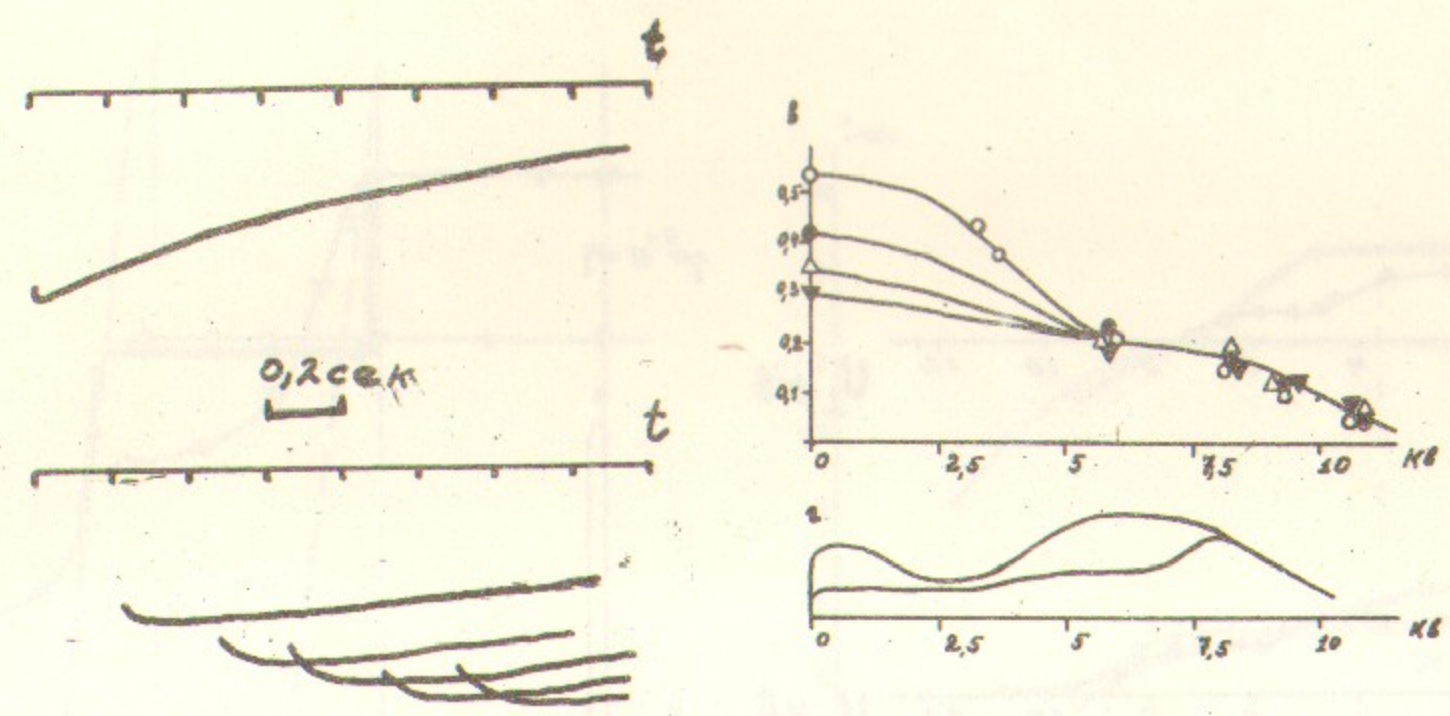
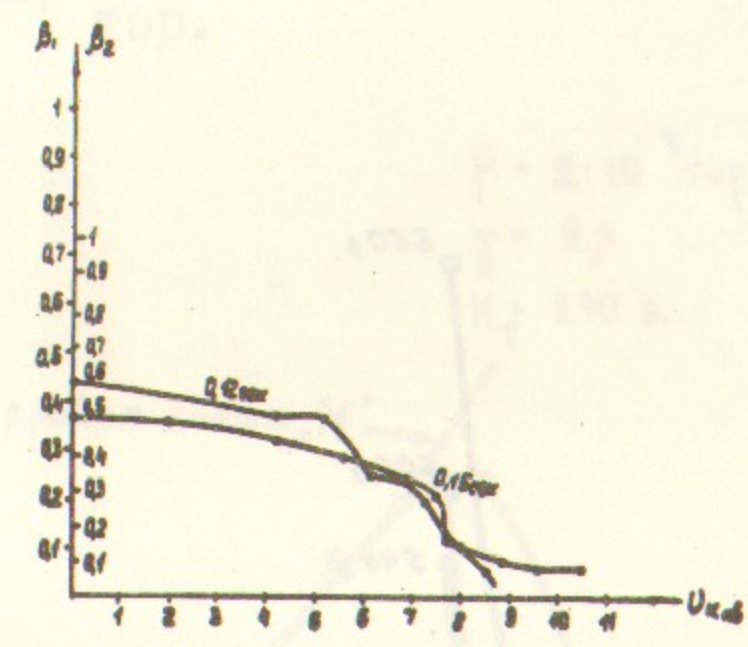


Рис.19. Спектры, снятые после ИВДИ от 1-й к 3-й конфигурации через 0,12 и 0,15 сек и соответственно - отношения числа частиц, оставшихся в ловушке после действия напряжения к числу электронов, находившихся в ловушке после захвата к началу ИВДИ. $l = 65$ см, $N = 660э$, $U_n = 9$ кв, $U_k = 7,7$ кв $\rho = 10^{-9}$ тор.



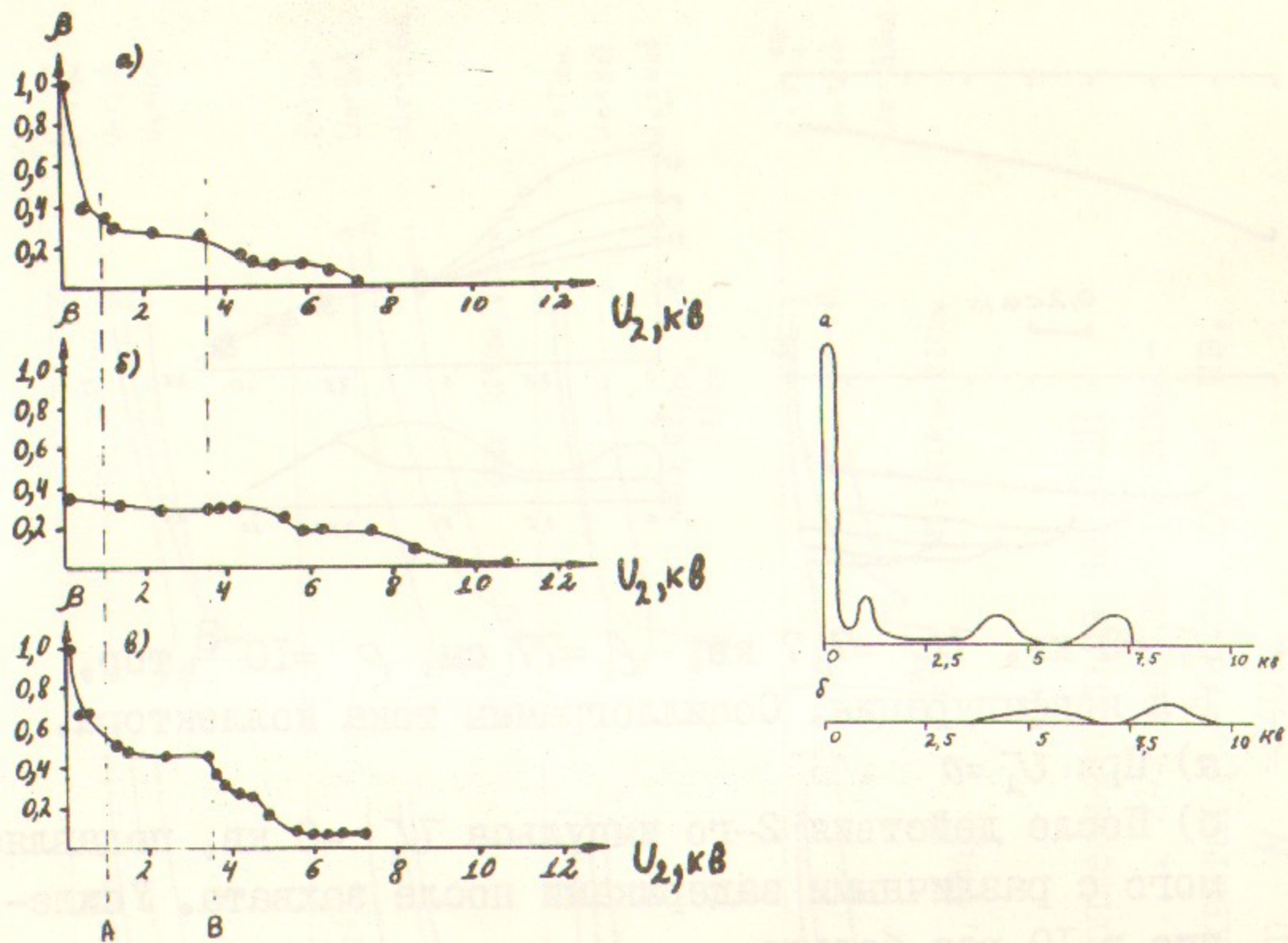


Рис.20. Спектры, снятые через а) 10^{-3} сек и б) через 3,4 сек после захвата $U_n = 9$ кв, $U_k = 7,7$ кв $P = 5 \cdot 10^{-9}$ тор, в) спектр, снятый при тех же условиях, что и а), но $U_k = 15,4$ кв.

Рис.20 . Спектры, полученные из интегральных спектров рис.20 путем дифференцирования распределений а) и б).

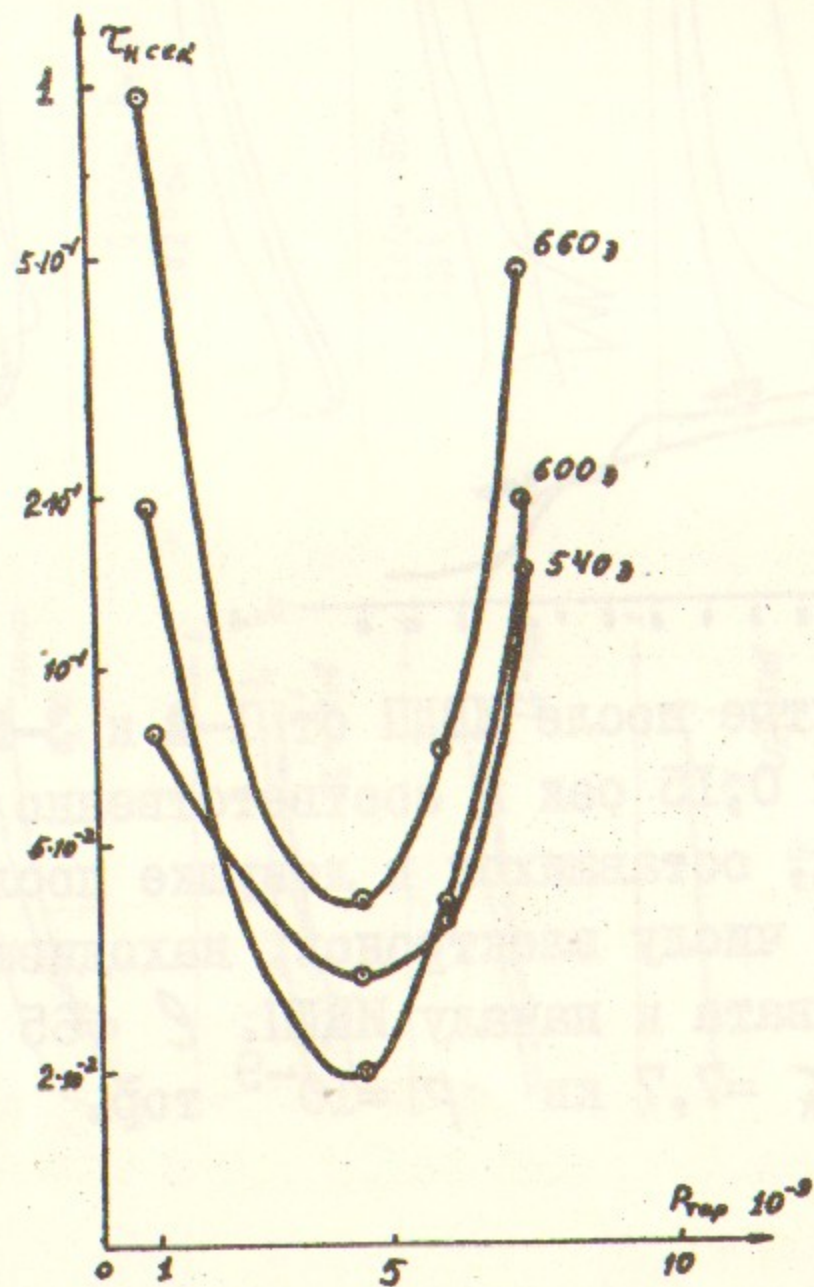


Рис.21. Зависимость T_n от давления остаточных газов при различных H . $U_n = 9$ кв, $U_k = 4$ кв, $l = 65$ см, ИВДП от I-й к 3-й конфигурации.

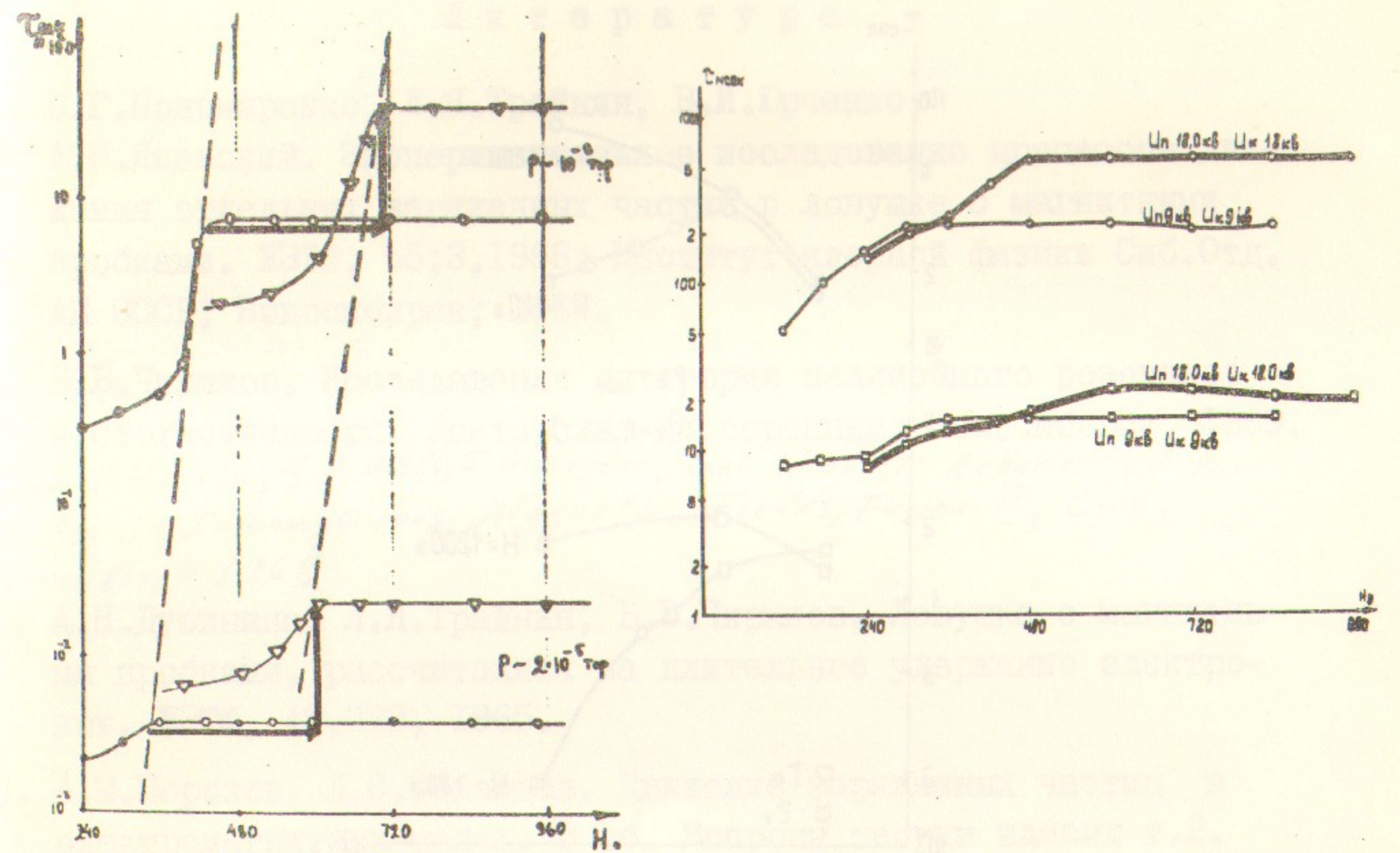


Рис.22. Зависимости $T_n(H)$ для разных энергий. $l = 65$ см, I-я конфигурация.

—○—○— $U_n = 9$ кв $U_k = 4$ кв
—△—△— $U_n = 27$ кв $U_k = 12$ кв

Рис.23. Зависимости $T_n(H)$ для разных энергий $l = 77$ см, $P = 10^{-7}$ тор.

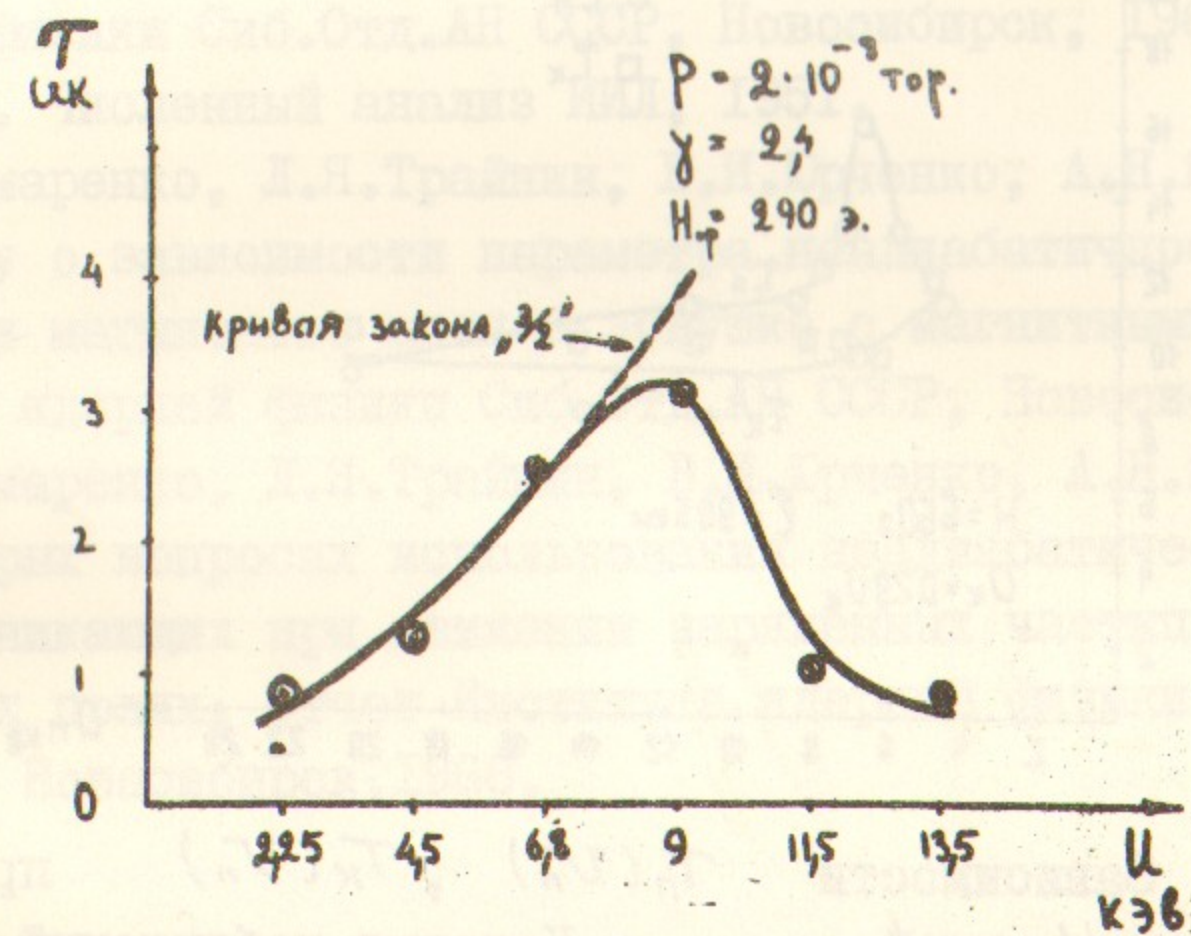


Рис.24. Зависимости $T_n(U_n)$ при $H = const.$, $U_k = const.$ и $H = const.$. Условия наблюдения пояснены надписями на рисунке.

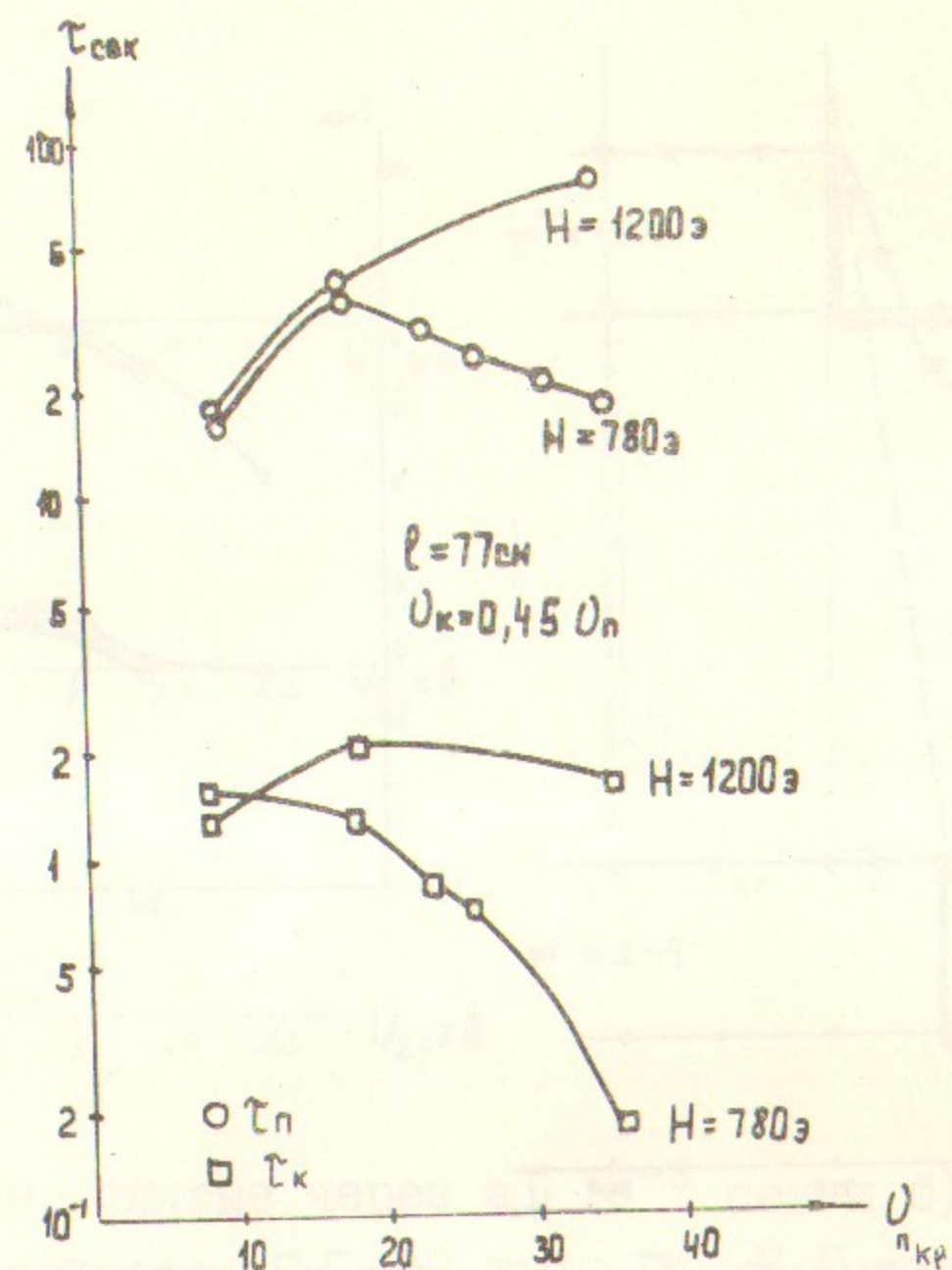


Рис. 25. Зависимости $\tau_n(U_n)$, $\tau_k(U_n)$ при $\frac{U_k}{U_n} = const$, $H = const$. Условия наблюдений пояснены надписями на рисунке.

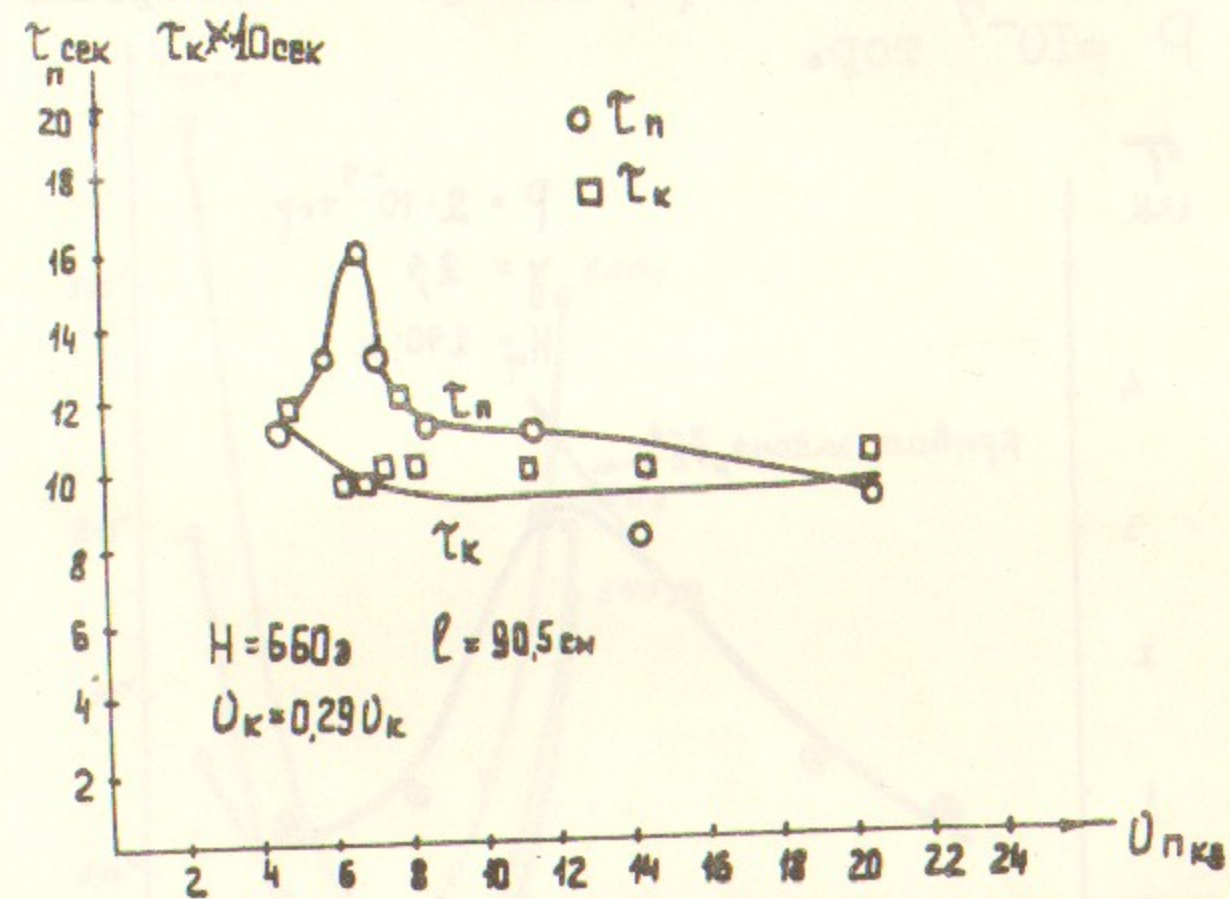


Рис. 26. Зависимости $\tau_n(U_n)$, $\tau_k(U_n)$ при $\frac{U_k}{U_n} = const$, $H = const$. Условия наблюдений пояснены надписями на рисунке.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. Экспериментальное исследование процессов движения отдельных заряженных частиц в ловушке с магнитными пробками. ЖЭТФ, 55;3,1968, Институт ядерной физики Сиб.Отд. АН СССР, Новосибирск, 1967.
2. Б.В.Чириков. Исследования по теории нелинейного резонанса и стохастичности. Докторская диссертация. Новосибирск, 1969.
3. P. I. Hastie, J. D. Hobbs, I. B. Taylor, "Non-Adiabatic Behavior of Particles in Inhomogeneous Magnetic Fields, Fusion-III, C-6, Novosibirsk, 1968
4. А.Н.Дубинина, Л.Я.Трайнин, Б.В.Чириков. Ловушка с магнитными пробками, рассчитанная на длительное удержание электронов. ЖЭТФ, 49,373, 1965.
5. А.М.Морозов, Л.С.Соловьев. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях. В сб. Вопросы теории плазмы т.2.
6. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. Оценка влияния ионизационных потерь на время удержания электронов, захваченных в ловушке с магнитными пробками. Институт ядерной физики Сиб.отд. АН СССР, 1967.
7. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. Эксперименты по удержанию в ловушке с магнитными пробками электронов, траектории которых охватывают ось. Институт ядерной физики Сиб.Отд.АН СССР, Новосибирск, 1967.
8. В.Э.Милн. Численный анализ ИИЛ, 1951.
9. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. К вопросу о зависимости параметра неадиабатичности от конфигурации магнитного поля в ловушке с магнитными пробками. Институт ядерной физики Сиб.Отд.АН СССР, Новосибирск,1968.
10. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. О некоторых вопросах использования неадиабатических эффектов, возникающих при движении заряженных частиц в электромагнитных полях. Отчет Института ядерной физики Сиб.Отд. АН СССР, Новосибирск,1968.

11. М.С.Иоффе, Б.Б.Кадоццев. Удержание плазмы в адиабатических ловушках УФН, 100, в.4, 604, 1970.
12. Yarren et al. Proc 2nd Intern Conf Peaceful Uses At. Energy 31, 65, 1958.
13. А.В.Сивухин. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях. Сб. Вопросы теории плазмы. В.1, 7, Госатомиздат, М., 1963.
14. У. Gibson, W.C. Jordan, E.J. Lauer Particle Behavior in Static, Axially Symmetric Magnetic Mirror and Cusp Geometries Phys. Fluids, 6, 116, 1963.
15. А.Н.Дубинина, Л.С.Красицкая. Определение параметра адиабатичности ϵ при движении электрона в аксиально симметричной магнитной ловушке. Письма ЖЭТФ, 5, 230, 1967.
16. А.Лихтенберг. Динамика частиц в фазовом пространстве. Атомиздат, М., 1973.

Ответственный за выпуск Г.А.Спиридонов

Подписано к печати 21.8-74г. МН 08420

Усл. 3,0 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № III

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР