

1083



Лаборатория ядерных проблем

Ю.Н. Денисов, С.А. Извашевич

1083

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ
И ТРИОДОВ

Дубна 1962 год

Ю.Н. Денисов, С.А. Ивашкевич

1083

1674/3 ч8.

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ
И ТРИОДОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1982 год

В настоящее время в приборах экспериментальной ядерной физики, в ускорительной технике наряду с электронными лампами широко используются полупроводниковые диоды и триоды. В зависимости от характера эксплуатации электронная аппаратура может находиться в различных условиях работы, в том числе в магнитном поле. В связи с этими требованиями условий эксплуатации возникает необходимость исследовать поведение полупроводниковых диодов и триодов в магнитных полях.

Для выяснения влияния магнитного поля на полупроводниковые приборы снимались статические характеристики нескольких типов серийных диодов и триодов без поля и в магнитном поле $H = 10000$ э. Как показали эксперименты, характер и количественная величина изменения характеристик определяются прежде всего ориентацией полупроводниковых приборов по отношению к направлению силовых линий магнитного поля.

На рис. 1 показана зависимость тока через диод в прямой ветви вольтамперной характеристики и коллекторного тока плоскостного триода от угла между нормалью к плоскости $p-n$ переходов и направлением магнитного поля. Наблюдающаяся на обоих графиках закономерность этой зависимости выполняется для всех типов диодов и плоскостных триодов. Для точечных полупроводниковых триодов (рис. 1) зависимость коллекторного тока от ориентации по отношению к магнитному полю выглядит иначе. Вероятная причина этого отличия будет обсуждена несколько позднее.

Из приведенных графиков следует, что наиболее сильное влияние магнитного поля на характеристики диодов и плоскостных триодов наблюдается в том случае, когда силовые линии магнитного поля направлены перпендикулярно к направлению движения носителей заряда в $p-n$ переходе.

На рисунках 2 и 3 показаны статические характеристики двух типов полупроводниковых диодов, ориентированных по отношению к магнитному полю под 0° . Из ряда исследованных точечных и плоскостных диодов заметное влияние магнитного поля на их вольтамперные характеристики наблюдалось только у точечных диодов. Характеристики плоскостных диодов в магнитном поле напряженностью 10000 э изменялись незначительно. На кремниевые диоды и триоды магнитное поле практически совершенно не влияет. Изменение статических характеристик плоскостных германиевых триодов с вплавленными переходами в магнитное поле значительно сильнее и заслуживает более подробного обсуждения.

Для плоскостного полупроводникового триода $p-n-p$ типа в схеме с заземленной базой, при малом уровне инжекции, полные эмиттерный $i_{\text{Э0}}$ и коллекторный $i_{\text{К0}}$ токи на единицу площади $p-n$ перехода определяются из выражений ^{/1/}

$$i_{\text{Э0}} = \left[i_{p_n} \operatorname{cth} \frac{2w_d}{L_p} + i_{n_{ps}} \right] \left(e^{\frac{qU_{\text{Э0}}}{kT}} - 1 \right) + i_{p_n} \operatorname{csch} \frac{2w_d}{L_p}, \quad (1)$$

$$i_{k0} = i_{p0} \operatorname{csch} \frac{2w_0}{L_p} (e^{qU_{k0}/kT} - 1) + i_{nks} + i_{p0} \operatorname{cthi} \frac{2w_0}{L_p}, \quad (2)$$

где

$$i_{p0} = \frac{q D_p p_n}{L_p},$$

$$i_{n0s} = \frac{q D_n n_{p\varepsilon}}{L_n},$$

$$i_{nks} = \frac{q D_n n_{pk}}{L_n},$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$$

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$$

Коэффициенты диффузии дырок и электронов в полупроводниковом материале триода,

$$L_p = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_p \tau_p}$$

$$L_n = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_n \tau_n}$$

Длина диффузии дырок и электронов,

μ_p и μ_n - подвижности дырок и электронов,

τ_p и τ_n - среднее время жизни дырок и электронов,

p_n - плотность неосновных носителей в полупроводнике n - типа (в базе),

n_{pk} и $n_{p\varepsilon}$ - плотность неосновных носителей в полупроводнике p - типа (в эмиттере и коллекторе),

$2w_0$ - толщина базы,

$U_{\varepsilon 0}$ и U_{k0} - напряжения на эмиттерном и коллекторном переходах,

k - постоянная Больцмана,

T - абсолютная температура,

q - заряд электрона.

В полупроводниковом материале триода, внесенного в магнитное поле, при малых уровнях инжекции существенно изменяется только подвижность и условия рекомбинации неосновных носителей.

Подвижность носителей уменьшается в результате закручивания траекторий их движения в поперечном магнитном поле. Ускоренная рекомбинация в магнитном поле происходит вследствие увеличения плотности неосновных носителей у поверхности базы (эффект Холла) и искривления траекторий дрейфа носителей.

В написанных выше уравнениях для коллекторного и эмиттерного токов не учитывалась поверхностная рекомбинация неосновных носителей в области базы. Для триодов с выращенными переходами влияние поверхностной рекомбинации на коэффициент усиления по току действительно невелико и для режима короткого замыкания в схеме с общей базой,

$$\alpha = \frac{i_{kop}}{i_{\varepsilon 0p}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2w_0}{L_p} \right)^2 - \frac{\sigma_0}{\sigma_\varepsilon} \frac{2w_0}{L_n}, \quad (3)$$

где i_{kop} - дырочный ток коллектора,

$i_{\varepsilon 0p}$ - " " " " - эмиттера.

В триодах с вплавленными переходами влияние поверхностной рекомбинации на характеристики значительно сильнее. В этом случае в выражение для коэффициента усиления должен быть введен член, учитывающий поверхностную рекомбинацию

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2w_0}{L_p} \right)^2 - \frac{2w_0}{L_s} - \frac{\sigma_6}{\sigma_3} \frac{2w_0}{L_n} \quad (4)$$

где $L_s = \frac{D_p A}{S A_s}$ - эффективная длина поверхностной диффузии,

A - площадь эмиттера,

A_s - эффективная площадь рекомбинации,

S - скорость поверхностной рекомбинации.

Из выражения (4) следует, что поверхностная рекомбинация в германиевых триодах с вплавленными переходами и типичными параметрами

$$\begin{aligned} 2w_0 &= (0,05 - 0,1) \text{ мм}, & L_p &= 0,1 \text{ см}, & D_p &= 44 \text{ смсек}^{-1}, \\ S &\approx 500 \text{ смсек}^{-1}, & \frac{A}{A_s} &\approx 1, & \sigma_6 &= 10 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}, & \sigma_3 &= 100 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}, \end{aligned}$$

$L_n = 0,15 \text{ см}$ существенно влияет на величину α .

Это заключение подтверждается экспериментально, так как при внесении полупроводникового триода в магнитное поле, ориентированное перпендикулярно к плоскости переходов, в схеме с общим эмиттером при $i_6 = \text{Const}$ коллекторный ток i_{k0} увеличивается (см. рис. 7,10,11). Увеличение коэффициента усиления по току объясняется тем, что магнитное поле затрудняет дрейф инжектированных эмиттером в область базы неосновных носителей к боковым поверхностям и снижает тем самым потери из-за поверхностной рекомбинации

Следует отметить, что этим методом можно исследовать роль поверхностной рекомбинации при разработке триодов с вплавленными переходами.

Плоскостные триоды, как правило, используются в схемах с заземленным эмиттером, поэтому целесообразно найти зависимость величины $\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$ от напряженности магнитного поля H . Подставив α из (4), получим:

$$\beta = \frac{1}{\frac{\sigma_6}{\sigma_3} \frac{2w_0}{L_n} + \frac{1}{2} \left(\frac{2w_0}{L_p} \right)^2 + \frac{2w_0}{L_s}} - 1 \quad (5)$$

Обычно единицей можно пренебречь и выражение (5) записать в виде

$$\beta = \mu_p \frac{kT}{2w_0 q} \frac{1}{\frac{n_6}{p_3} \sqrt{\frac{\mu_n k T}{q r_n}} + \frac{w_0}{r_p} + \frac{S A_s}{A}} \quad (6)$$

Если ток базы триода $i_6 = \text{Const}$, то при внесении его в магнитное поле β , а, следовательно, и ток коллектора i_{k0} изменяется приблизительно пропорционально изменению

подвижности дырок μ_p для $p-n-p$ триодов или электронов для $n-p-n$. Величину $\frac{\Delta \mu_p}{\mu_p}$ в магнитном поле можно определить как по результатам экспериментального исследования характеристик триодов в магнитном поле, так и путем измерения изменения проводимости полупроводникового материала в поле.

Из характеристик, показанных на рис. 4 - 11 для ряда типов триодов без поля и в поле, следует, что при комнатной температуре в магнитном поле с напряженностью $H = 10000 \text{ э}$

$$\frac{\Delta I_{k0}}{I_{k0}} \approx \frac{\Delta \mu_p}{\mu_p} \approx 15 - 20 \% . \quad (7)$$

Эта величина совпадает с данными, приведенными в работе [3], в которой исследовалось поведение полупроводниковых диодов в магнитном поле.

У триода в магнитном поле меняется не только β , но и другие параметры, в том числе начальный ток коллектора I_{k0} . Величина I_{k0} определяется из уравнения

$$I_{k0} = i_{nk0} + i_{ps} \frac{i_{ps} + i_{n\text{эс}} \operatorname{cth} \left(\frac{2w_0}{L_p} \right)}{i_{ps} \operatorname{cth} \left(\frac{2w_0}{L_n} \right) + i_{n\text{эс}}} . \quad (8)$$

Для $p-n-p$ триода с типичными значениями σ_p и σ_n

$$i_{n\text{эс}} \operatorname{cth} \left(\frac{2w_0}{L_p} \right) \ll i_{ps}$$

при $2w_0 \approx 0,05 \text{ мм}$.

В этом случае уравнение (8) можно переписать в виде

$$I_{k0} = \sqrt{qkT} \left[\sqrt{\frac{\mu_n}{r_n}} n_{pk} + \sqrt{\frac{\mu_p}{r_p}} p_n \operatorname{th} \left(\frac{2w_0}{L_p} \right) \right] . \quad (9)$$

Если зависимость подвижностей μ_n и μ_p от напряженности магнитного поля H одинакова, то относительное изменение начального тока коллектора будет определяться уравнением

$$\frac{\Delta I_{k0}}{I_{k0}} \approx \sqrt{\frac{\Delta \mu_n}{\mu_n}} \approx \sqrt{\frac{\Delta \mu_p}{\mu_p}} . \quad (10)$$

На рис. 12 приведена серия графиков, показывающих зависимость $I_{k0} = f(H)$ для некоторых типов германиевых плоскостных триодов $p-n-p$ и $n-p-n$ типа.

Влияние магнитного поля на статические характеристики точечных германиевых триодов еще сильнее, чем для плоскостных. На рис. 13, 14 показаны типичные характеристики $i_k = f(U_k)$ в схеме с общей базой для ряда значений $I_{\text{э}}$ снятые без поля и в магнитном поле напряженностью $H = 10000 \text{ э}$.

Количественный анализ работы точечных триодов в магнитном поле практически невозможен из-за значительного разброса их параметров и несовершенства общей теории действия.

Можно только высказать некоторые соображения, объясняющие с качественной стороны полученные экспериментальные характеристики.

Как уже указывалось, для точечных триодов зависимость i_k от ориентации в маг-

нитном поле при $i_{\text{э}} = \text{Const}$ и $H = \text{Const}$ (см.рис.1) сильно отличается от аналогичного графика для плоскостных триодов и имеет резко несимметричный характер. Можно предположить, что такая зависимость $i_{\text{к}} = f(H)$ при $i_{\text{э}} = \text{Const}$ появляется как следствие конкуренции двух процессов рекомбинации неосновных носителей, инжектированных в базовую область, - объемной и поверхностной.

Таким образом, из результатов выполненных исследований можно сделать следующие выводы.

Во-первых, при эксплуатации приборов с германиевыми диодами и триодами необходимо учитывать влияние внешних магнитных полей. Пренебрежение этим влиянием может привести к недопустимому изменению статических режимов схем и нарушению нормальной работы приборов.

Во-вторых, зависимость параметров и характеристик германиевых триодов от напряженности магнитного поля таковы, что представляется возможным использовать полупроводниковые триоды как датчики поля.

Л и т е р а т у р а

1. Р.Д. Миддлбрук. Введение в теорию транзисторов. Атомиздат, 1960 г.
2. А.Н.Кампф. *Electronic Industries* 17, 71 (1960).
3. Э.И. Каракушан, В.И. Стафеев. ФТТ, 3, 677, 1961 г.

Рукопись поступила в издательский
отдел 12 сентября 1962 г.

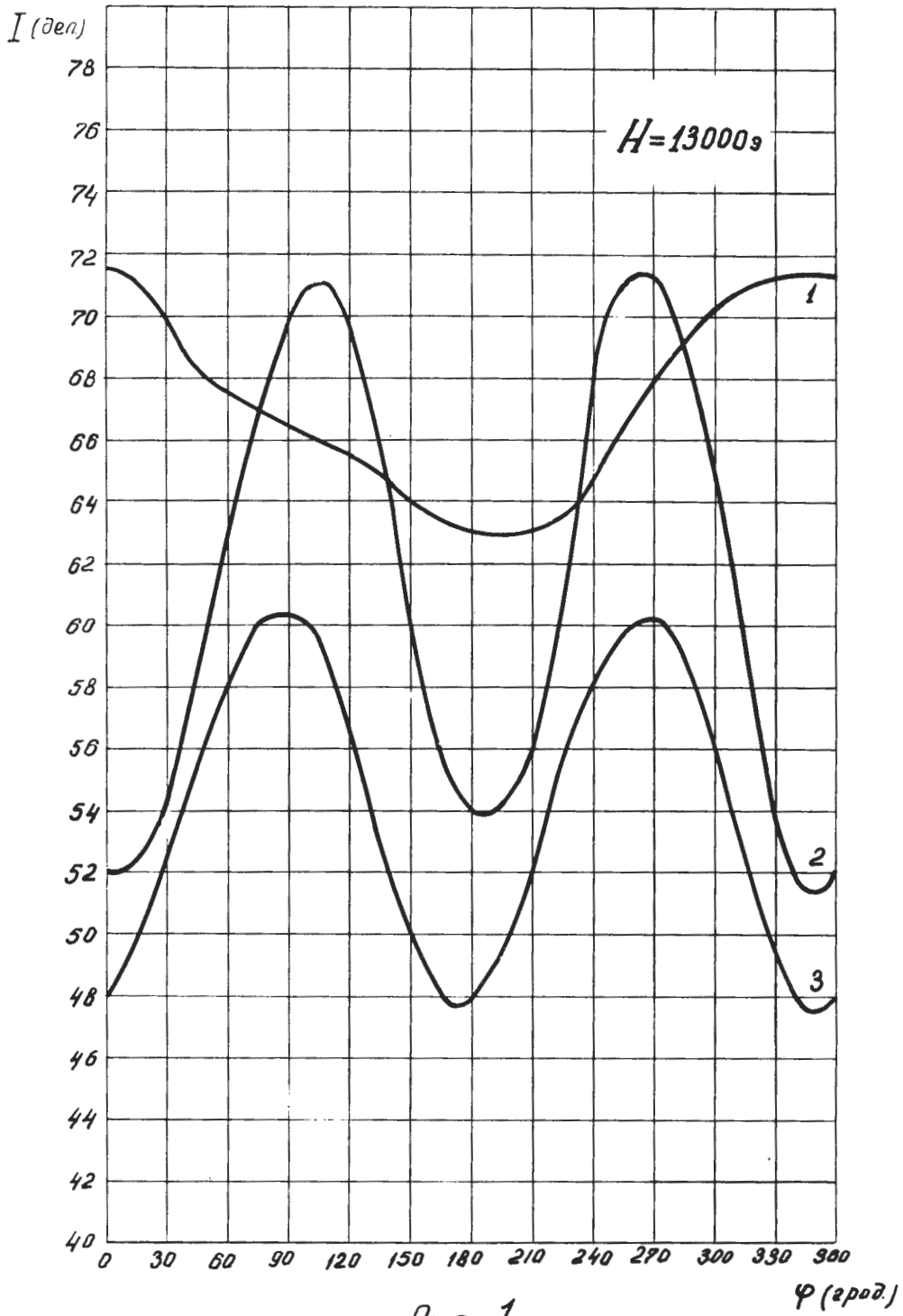
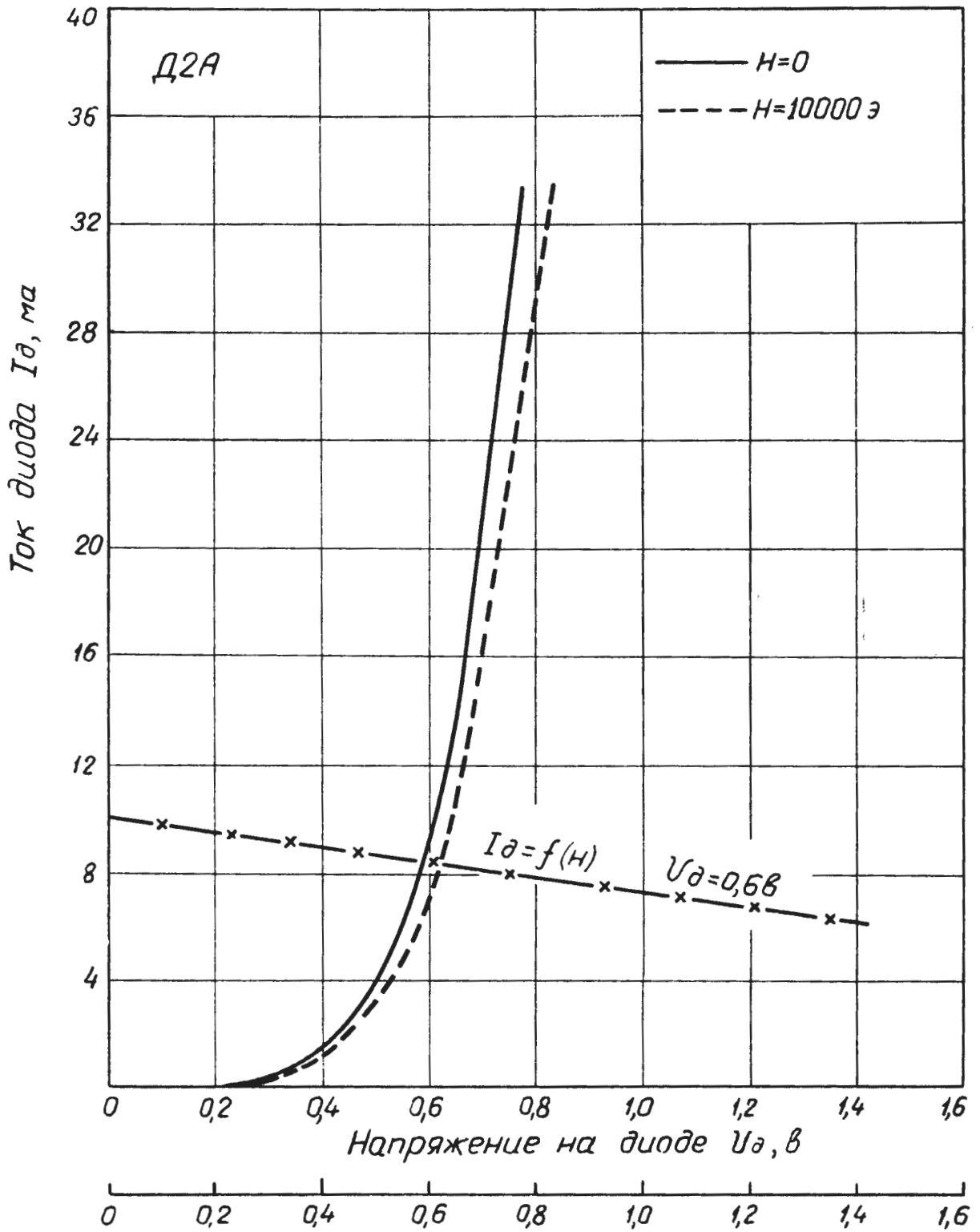


Рис. 1

1- триод С2А; 2- диод Д9А; 3- триод ПВ.



Напряженность магнитного поля H , э.

Рис. 2

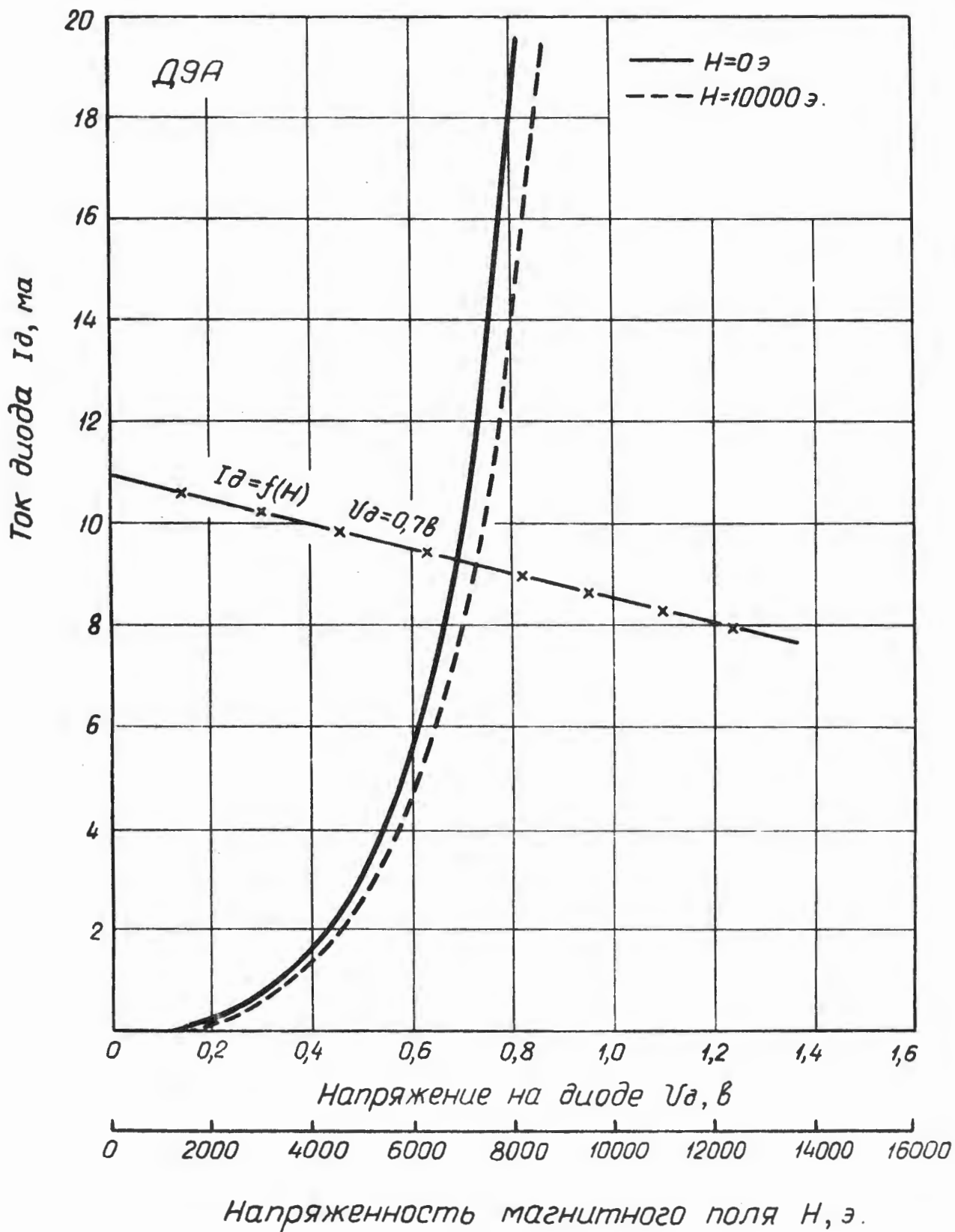


Рис. 3

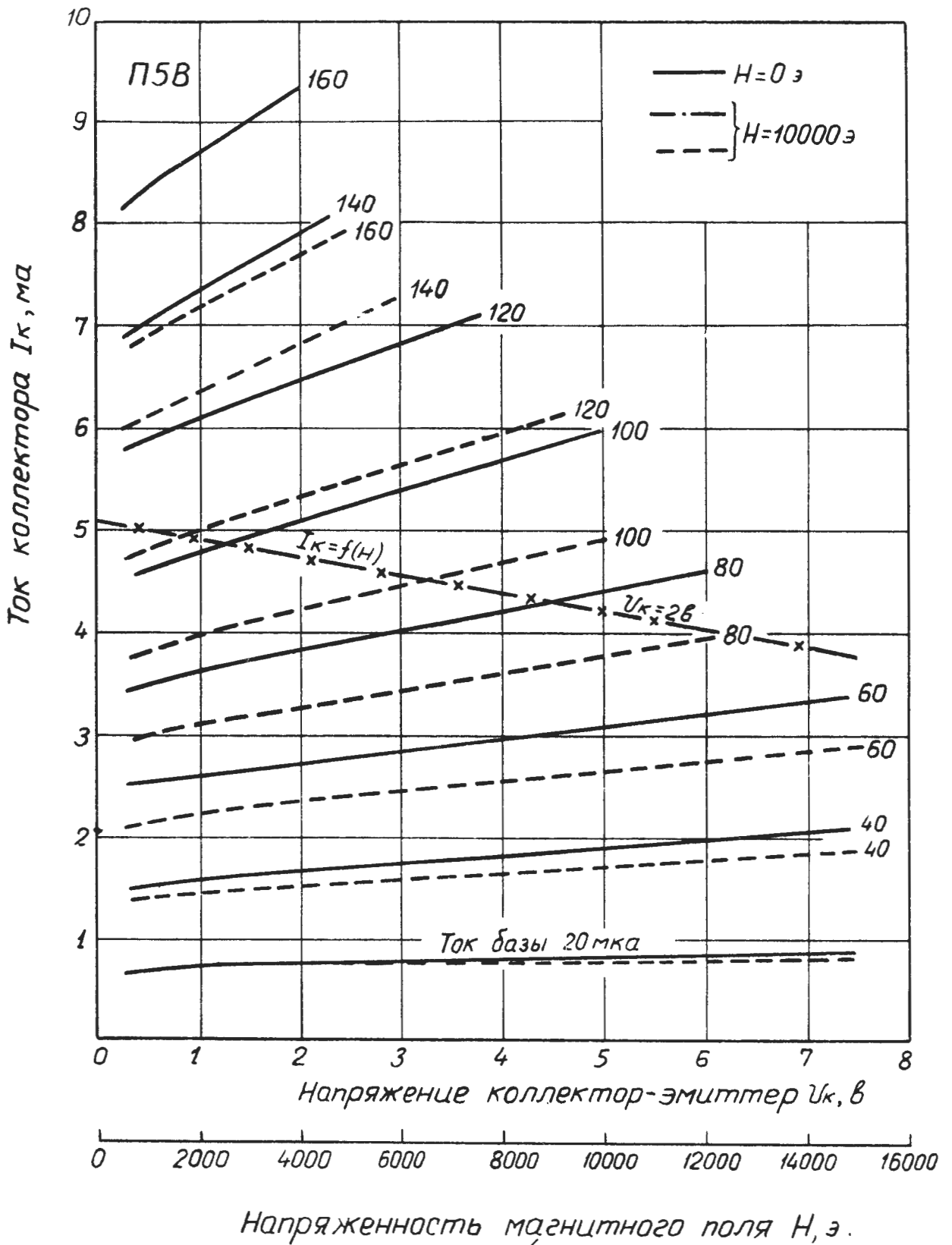


Рис. 4

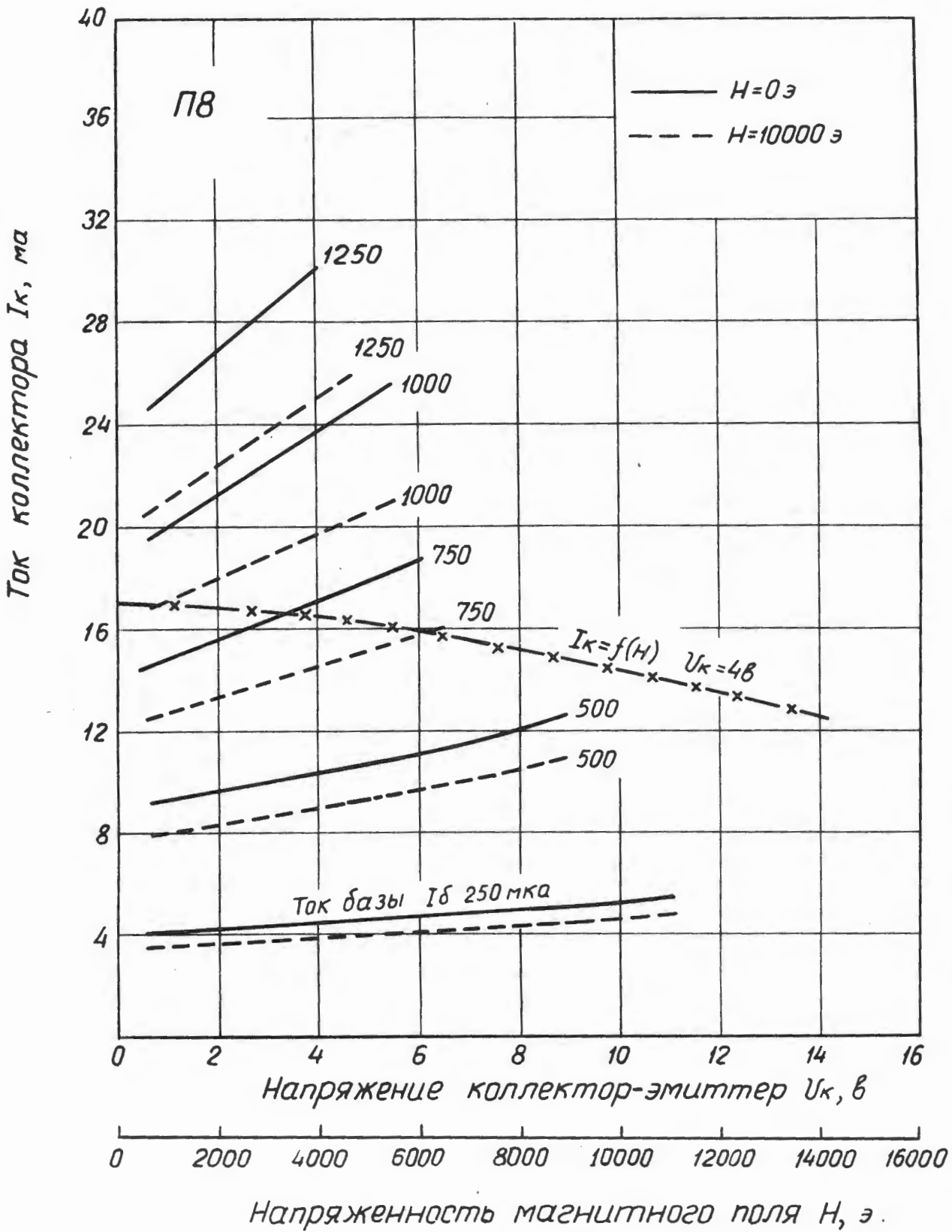


Рис. 5

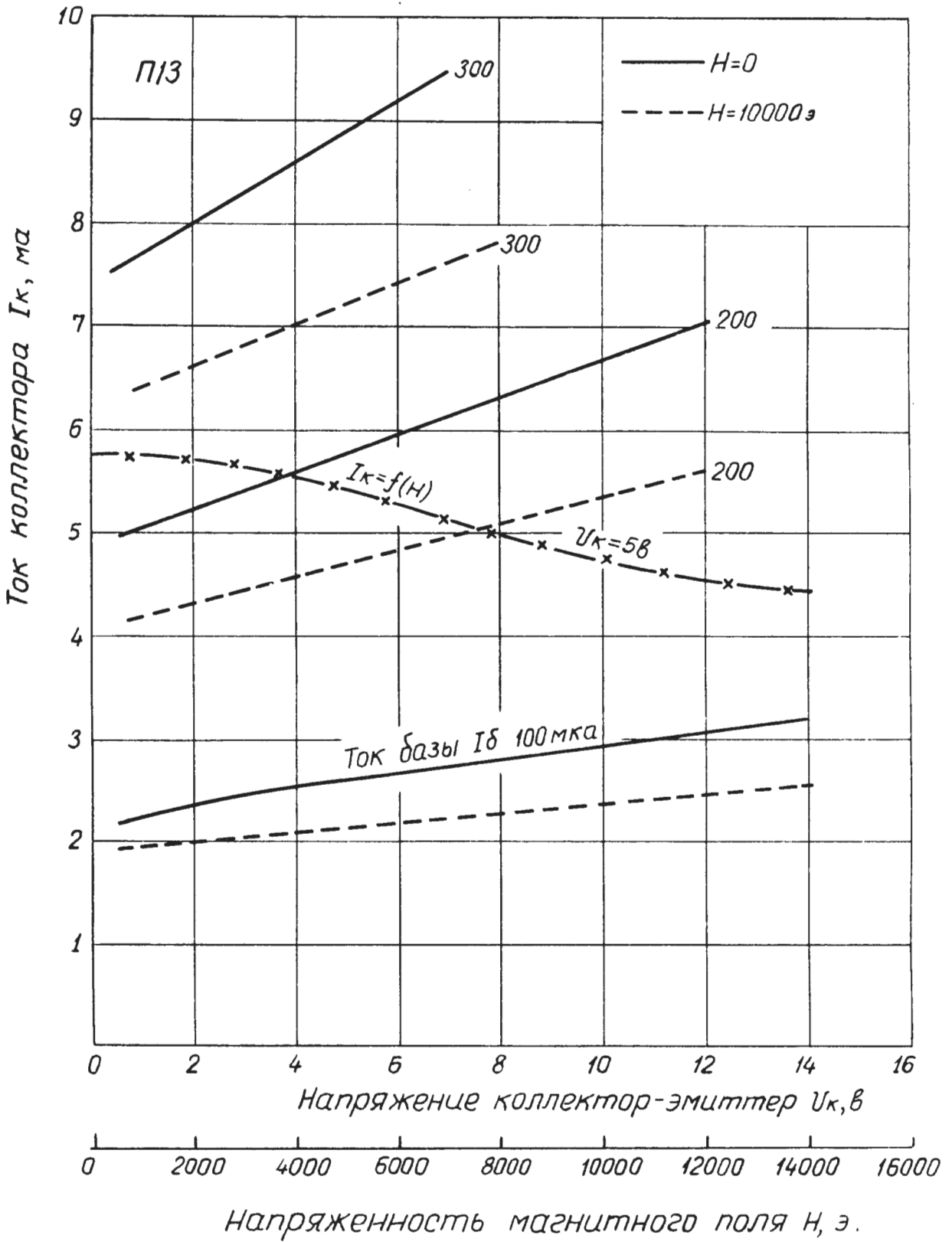


Рис. 6

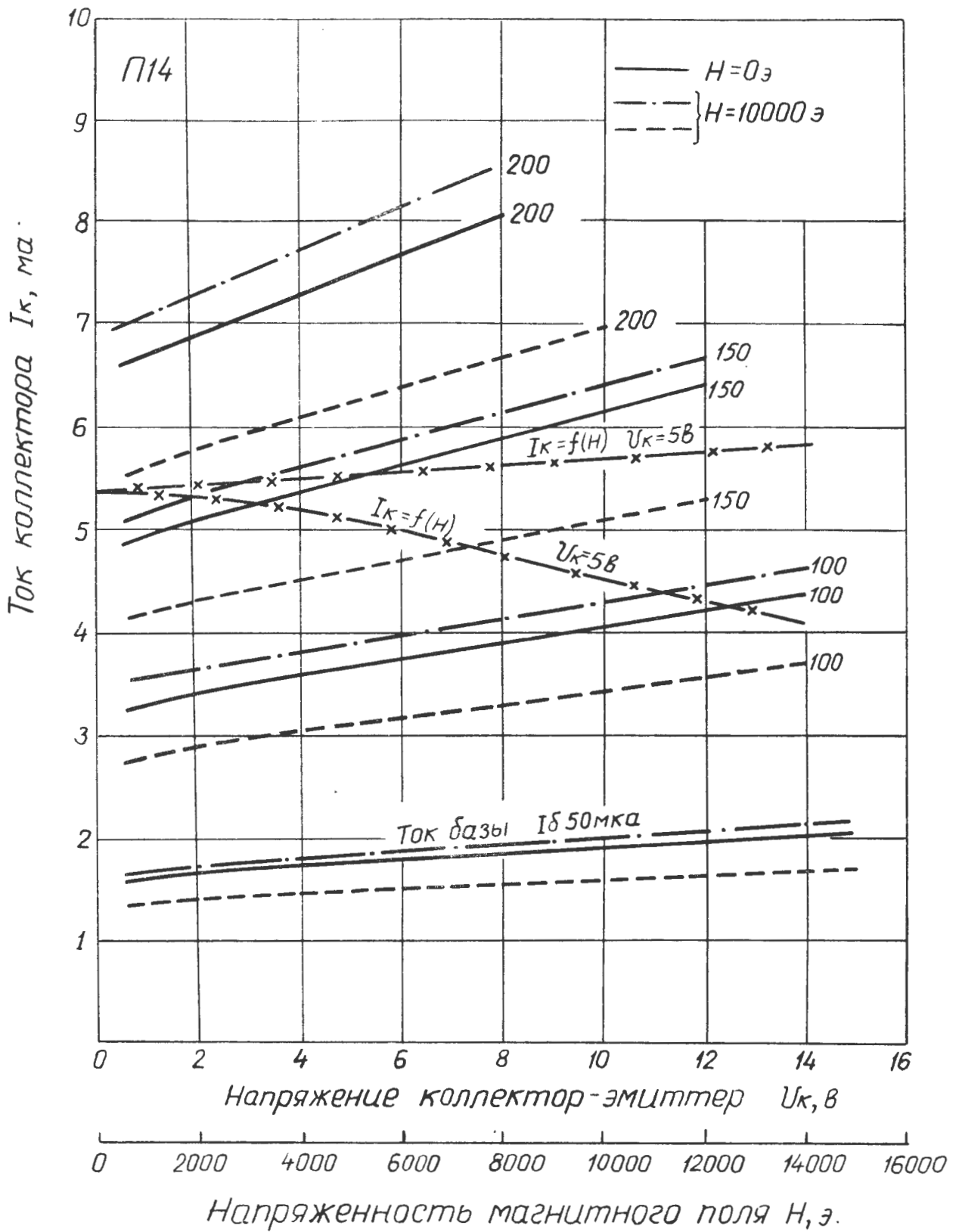


Рис. 7

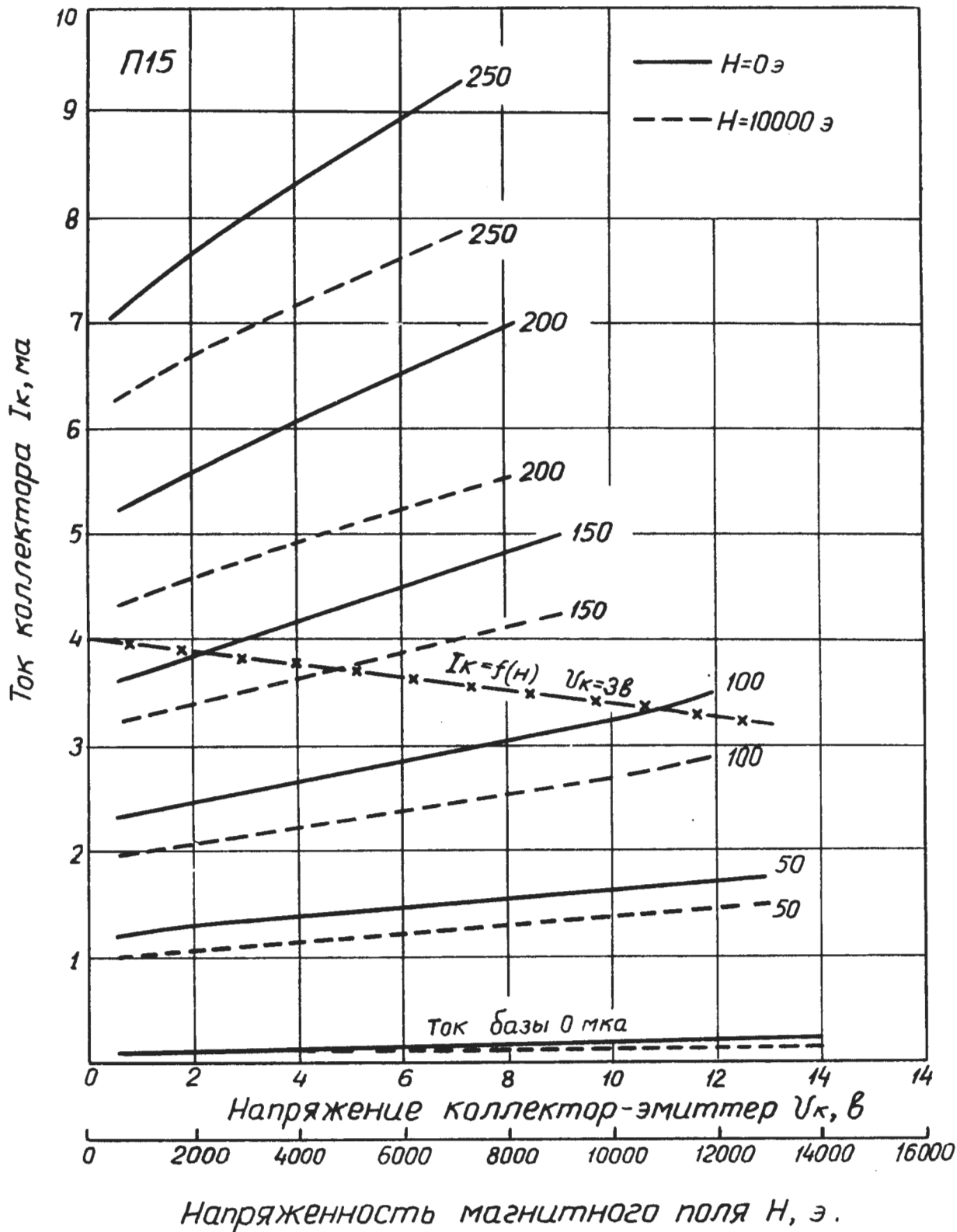
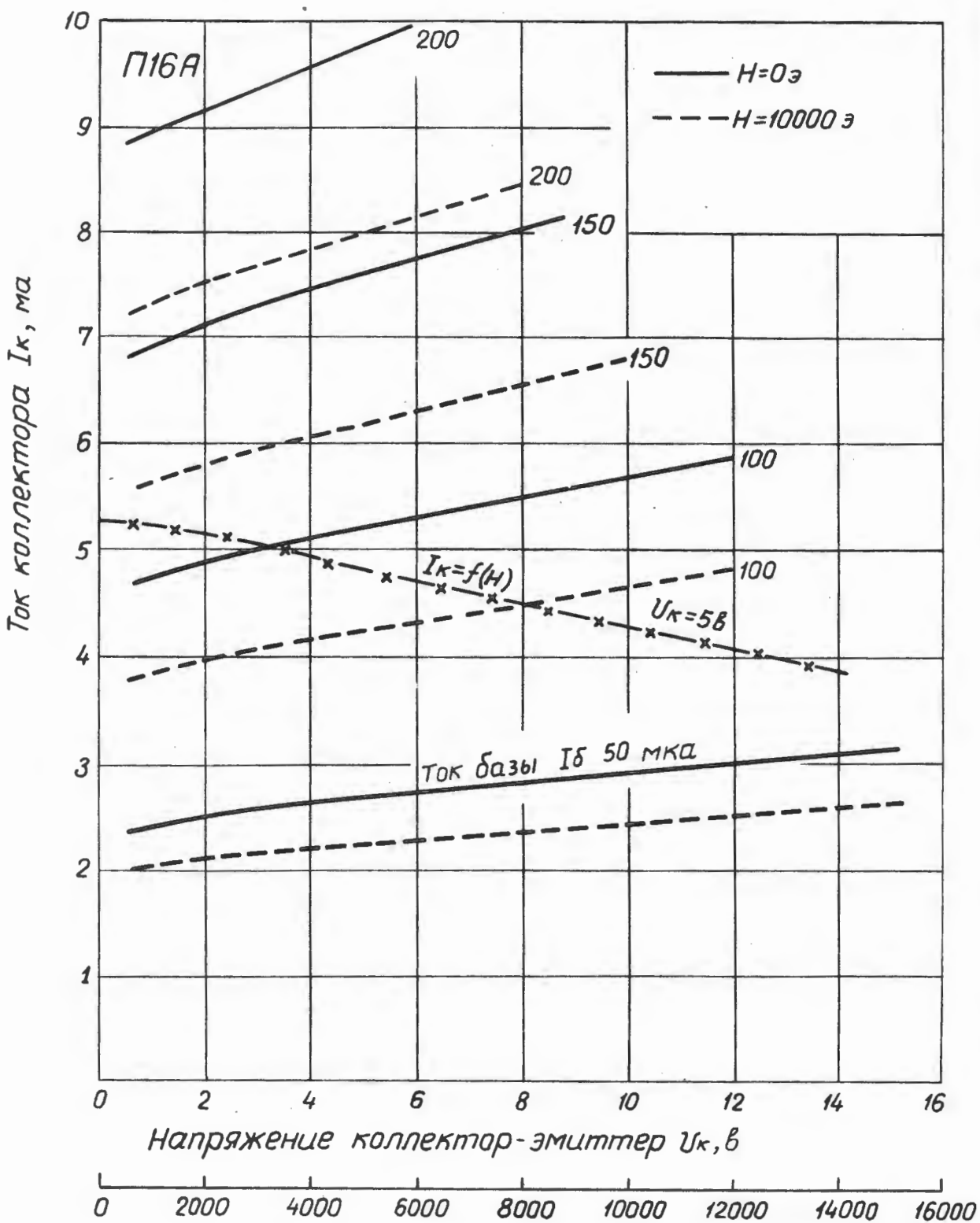


Рис. 8



Напряженность магнитного поля H , э.
 Рис. 9

Ток коллектора I_k , ма

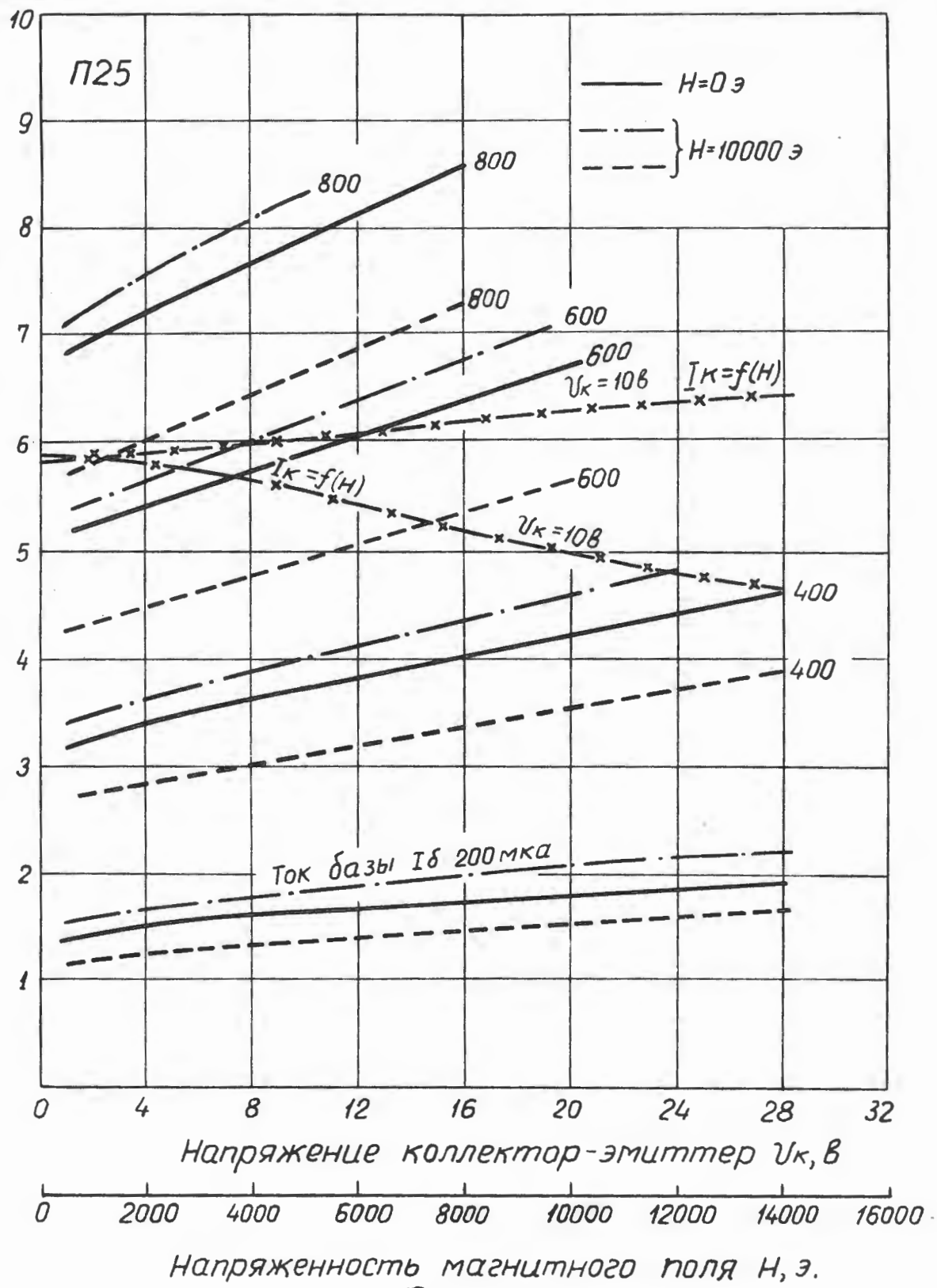


Рис. 10

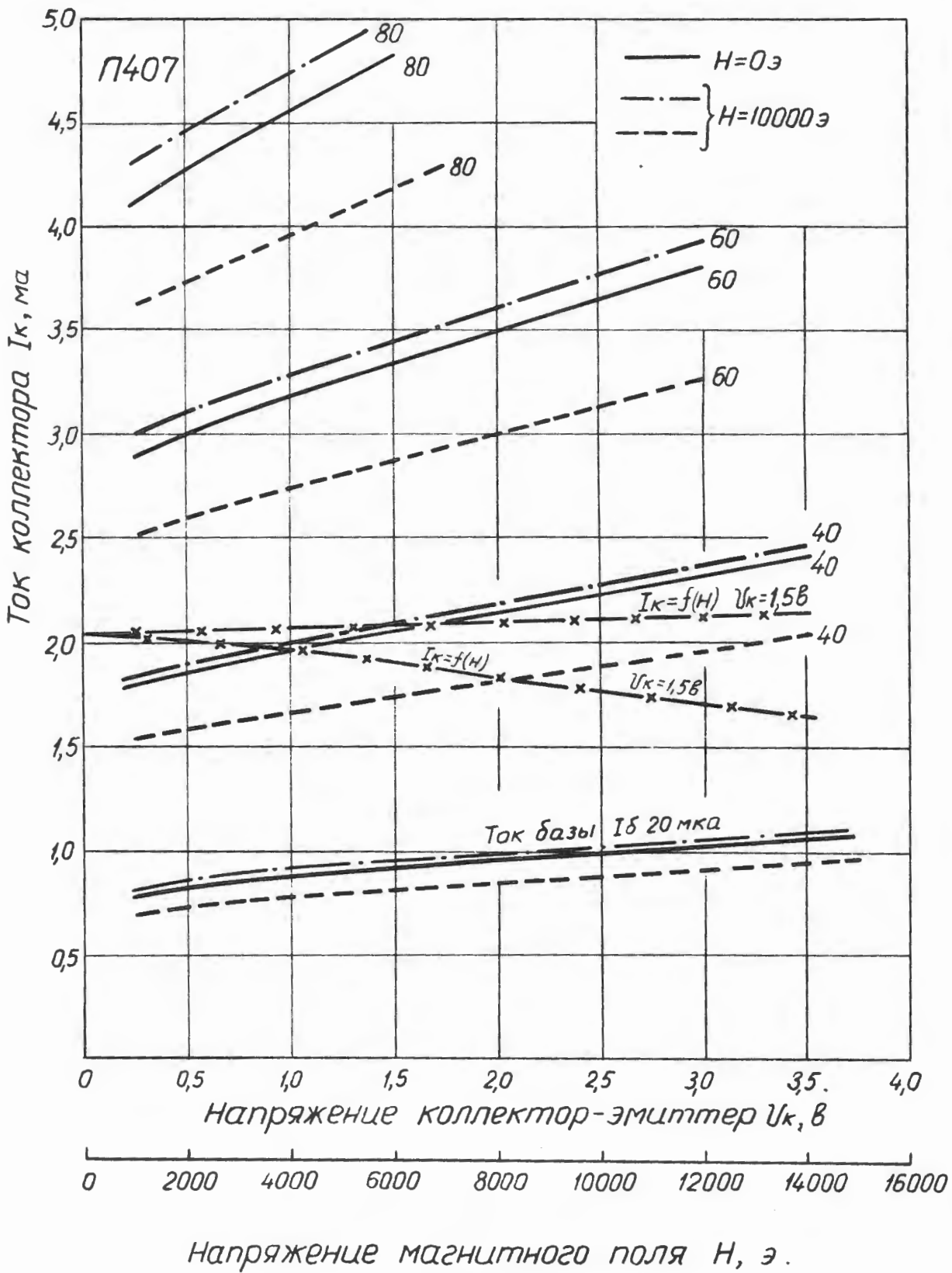
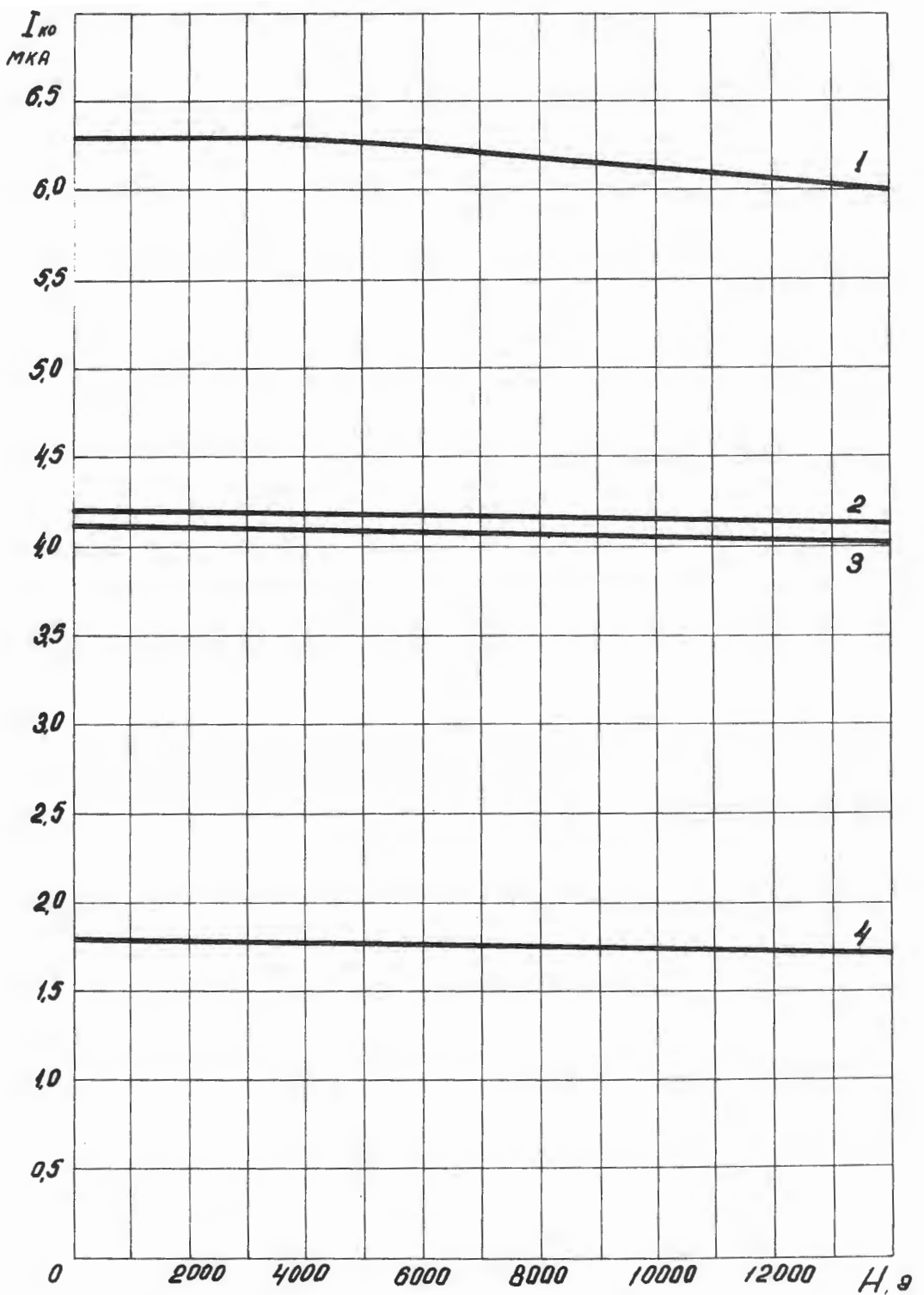


Рис. 11



1- труппа ПВ , 2- труппа П10.
 3 - труппа П13 , 4- труппа П13.

Рис. 12

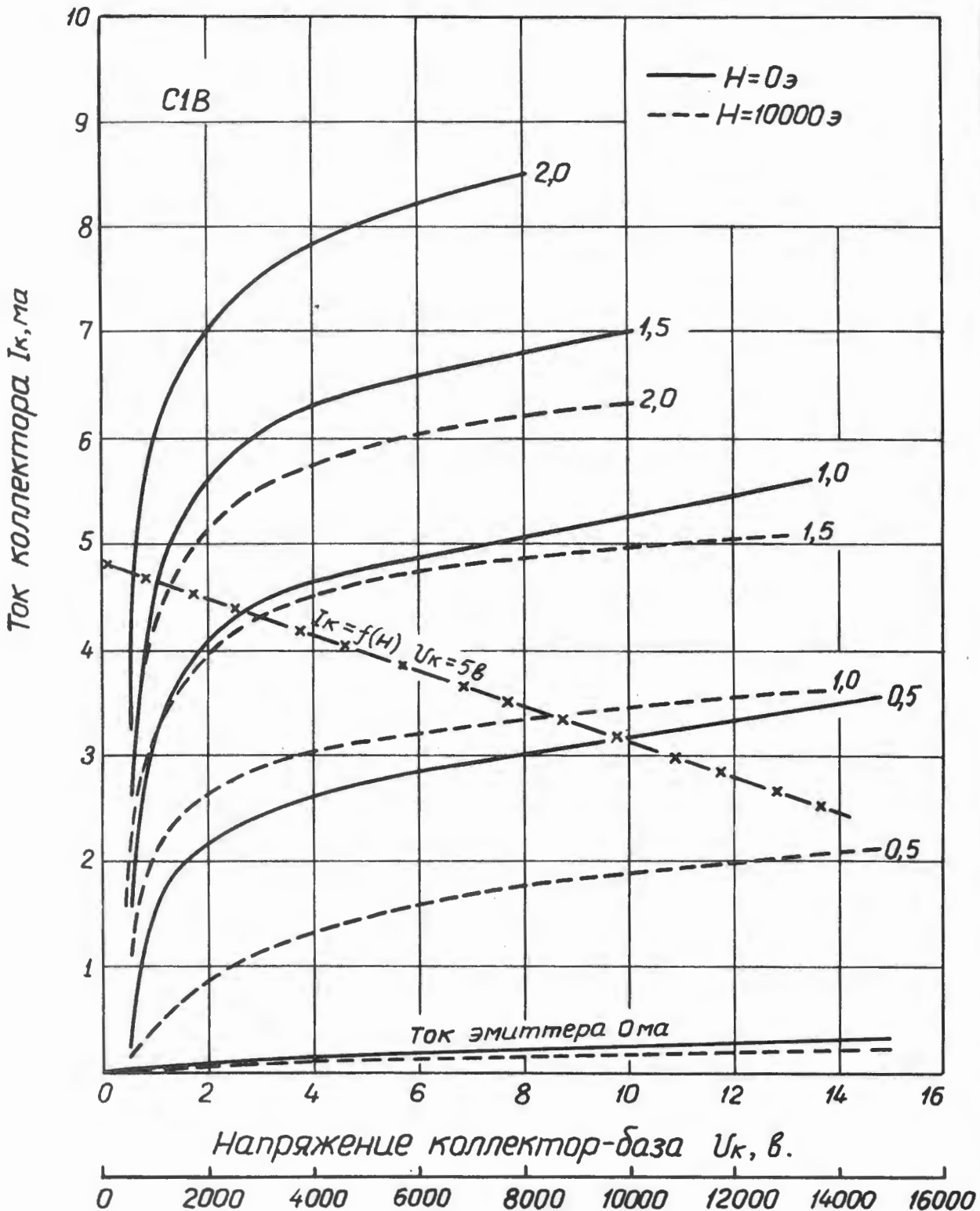


Рис. 13

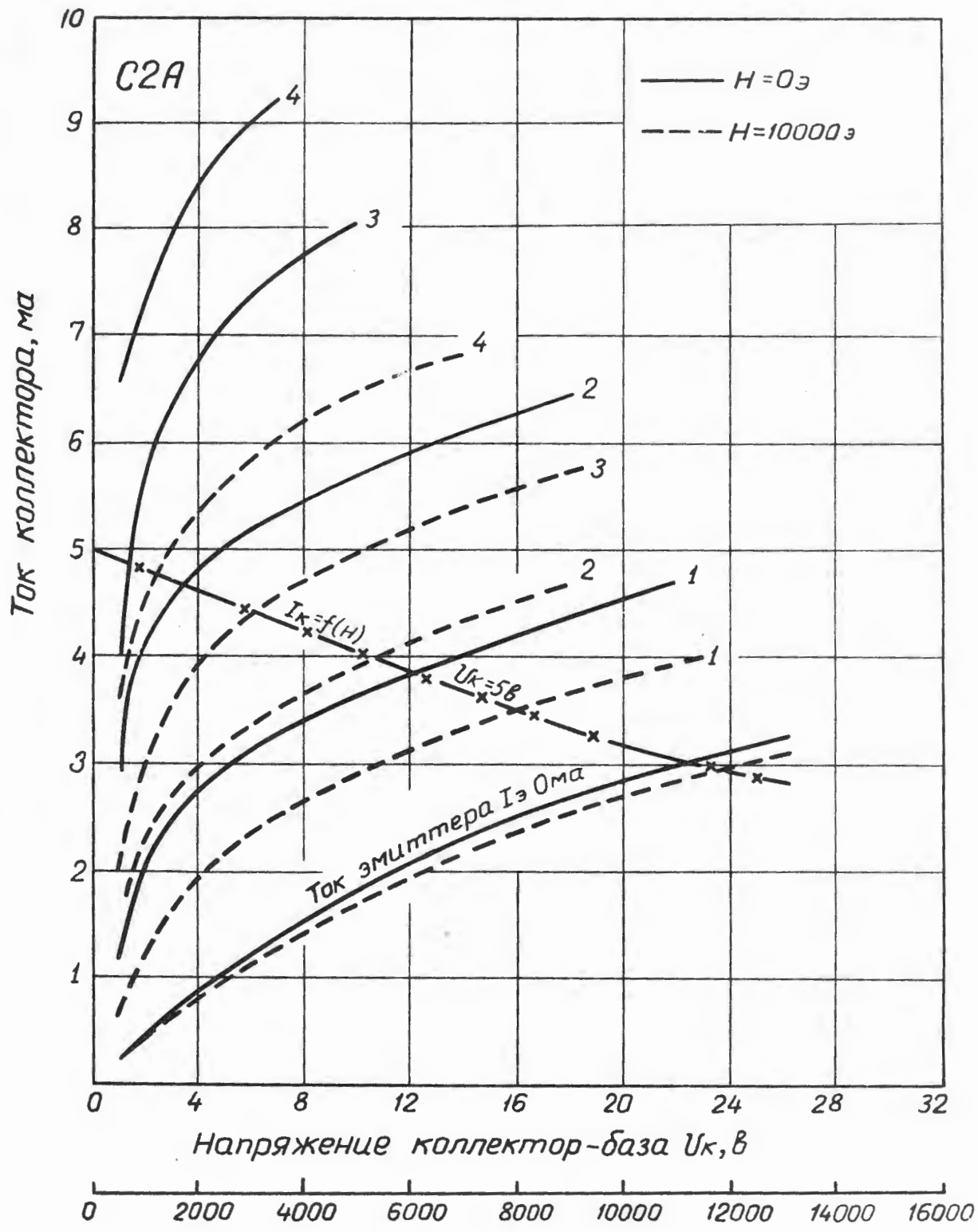


Рис. 14