

420

61



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Б.И. Замолотчиков, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов

СЕРИЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

P-720

**ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ЗАХВАТА
В ШЕСТИМЕТРОВОМ СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ**

Дубна 1961 год

Б.И. Замолодчиков, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов

P-720

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ЗАХВАТА
В ШЕСТИМЕТРОВОМ СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ

1021/5 48-

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Работа была поставлена с целью исследования возможности увеличения интенсивности внутреннего пучка действующего шестиметрового синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем. Выяснено в каком направлении необходимо изменить отдельные параметры синхроциклотрона для получения оптимального режима работы. После частичной корректировки некоторых параметров ток внутреннего пучка протонов на конечном радиусе увеличился в 2-2,5 раза.

Фазовое движение ионов в синхротронной ускорителе как в период захвата их в ускорение, так и в процессе дальнейшего ускорения до конечного радиуса существенным образом определяет ток ускоренных ионов.

Теоретические расчеты^{1/}, выполненные в предположении бесконечно узкой ускоряющей щели, дают следующее выражение для эффективности захвата ξ в синхротронной ускорителе:

$$\xi = \frac{2F}{\dot{\omega}_s} \sqrt{\frac{2eV_0(\omega_0^2 + hc^2)}{\pi E_0}} L(\sin\varphi_s), \quad (1)$$

где F - частота модуляции; ω_0 - частота обращения ионов в центре ускорителя; V_0 - амплитуда ускоряющего высокочастотного напряжения; h - параметр спада магнитного поля по радиусу r ; $H = H_0(1 - \frac{hr^2}{2})$; H_0 - напряженность поля в центре ускорителя; $\dot{\omega}_s$ - скорость изменения частоты ускоряющего высокочастотного поля;

$$L(\sin\varphi_s) = F(\sin\varphi_s) \cdot P(\sin\varphi_s);$$

$$F(\sin\varphi_s) = \sqrt{\cos\varphi_s - (\frac{\pi}{2} - \varphi_s) \sin\varphi_s},$$

$P(\sin\varphi_s)$ - функция, учитывающая долю ионов, возвращающихся в первом фазовом колебании в центр ускорителя, из общего числа ионов, имеющих фазовые скорости в диапазоне, определяемом областью фазовой устойчивости; e - заряд иона; E_0 - энергия покоя иона.

Оптимальная скорость изменения частоты ускоряющего напряжения (или соответствующее ей значение равновесной фазы φ_s) будет зависеть от того, какой параметр ускорителя изменяется:

а) Если V_0 и $F/\dot{\omega}_s$ остаются постоянными, а изменяется частоты модуляции F , то оптимальные условия соответствуют значению $\sin\varphi_s = 0,5$;

б) Если $\dot{\omega}_s$ и F остаются постоянными, а изменяется амплитуда ускоряющего напряжения V_0 , то оптимальные условия соответствуют значению $\sin\varphi_s = 0,34$;

в) Если остаются неизменными F и V_0 , а изменяется $\dot{\omega}_s$ на захвате, то оптимальные условия захвата соответствуют оптимуму функции $\frac{L(\sin\varphi_s)}{\sin\varphi_s}$, что имеет место при $\sin\varphi_s = 0,21$.

При выборе частотной программы для синхротрона необходимо учитывать, что в процессе ускорения фазовые колебания затухают и возможен рост значения $\sin \varphi_s$ по мере увеличения энергии ионов без потерь ионов из-за сужения области фазовой устойчивости. Затухание фазовых колебаний можно оценить, используя инвариантность интеграла действия \mathcal{J} при адиабатических изменениях параметров системы. В данном случае интеграл действия имеет вид ^{1/2/}:

$$\mathcal{J} = \oint I \dot{\varphi} d\varphi, \quad (2)$$

где

$$I = \frac{E_s}{\omega_s^2 \kappa_s};$$

$$\dot{\varphi} = \sqrt{\frac{2eV_0 \omega_s^2 \kappa_s}{\pi E_s} \sqrt{\cos \varphi + \varphi \sin \varphi_s + g}};$$

g - постоянная интегрирования фазового уравнения;

$$\kappa_s = 1 + \frac{n}{1-n} \cdot \frac{c^2}{v_s^2}; \quad n = -\frac{z}{H} \cdot \frac{dH}{dz};$$

ω_s , v_s , E_s - частота обращения, скорость и полная энергия равновесного иона.

Для границы области фазовой устойчивости (сепаратриса решения фазового уравнения), зависимость $\psi_s = \oint \dot{\varphi} d\varphi$ от $\sin \varphi_s$, полученная численным интегрированием, представлена на рис. 1. Используя эту зависимость, можно определить допустимый рост значения $\sin \varphi_s$ с таким расчетом, чтобы все ионы, находящиеся в устойчивой области фазовой плоскости $(\dot{\varphi}, \varphi)$ в начале ускорения, не выходили из нее в процессе ускорения до конечного радиуса r_k . Время ускорения τ в таком режиме в зависимости от значения $\sin \varphi_{s \text{ нач.}}$ в начале ускорения определяется из выражения:

$$\tau(\varphi_{s \text{ нач.}}) = \frac{\pi}{cV_0} \int_0^{r_k} \frac{H(r) r [1-n(r)]}{\sin \varphi_s(r, \varphi_{s \text{ нач.}})} dr, \quad (3)$$

если учесть допустимый рост $\sin \varphi_s$ для различных $\sin \varphi_{s \text{ нач.}}$.

На рис. 2 представлена зависимость частоты модуляции F от начального значения $\sin \varphi_{\text{нач.}}$ для шестиметрового синхроциклотрона в таком режиме. Коэффициент использования высокочастотного цикла принят равным 0,35, а V_0 - равным 10 кв. На этом же графике приведена зависимость эффективности захвата от $\sin \varphi_{\text{нач.}}$ (кривая б), из которой видно, что оптимальные условия захвата соответствуют $\sin \varphi_{\text{нач.}} = 0,275$ при очень слабой зависимости в диапазоне $\sin \varphi_{\text{нач.}}$ 0,2 - 0,5.

В реальном ускорителе на высокую энергию (несколько сотен Мэв) эффективная ширина ускоряющей щели соизмерима с радиусом первого фазового колебания и приращение энергии иона за оборот в начале ускорения составляет:

$$\Delta E = 2eV_0 \frac{D}{r} \left(\sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{r^2}{D^2}} - \frac{1}{r} \right) \sin \varphi \quad (4)$$

вместо $\Delta E = 2eV_0 \sin \varphi$ при бесконечно узкой ускоряющей щели. Здесь D - апертура дуанта; φ - фаза высокочастотного напряжения, при которой ион пересекает середину ускоряющей щели. При этом распределение напряженности ускоряющего поля вдоль оси y , перпендикулярной ускоряющей щели, представлено выражением:

$$E(y) = \frac{V(t)}{D} \frac{1}{1 + \frac{r^2}{D^2} y^2} \quad (5)$$

Как видно из (4), при заданной амплитуде ускоряющего напряжения на дуанте V_0 прирост энергии за оборот при одинаковых фазовых условиях в этом случае в начале ускорения значительно меньше, чем в случае щелевого набора энергии.

Фазовое уравнение в синхроциклотроне для малых радиусов при этом принимает вид:

$$\ddot{\varphi} + \frac{eV_0 \omega_c^2}{rE_0} \frac{D}{r} \left(\sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{r^2}{D^2}} - \frac{1}{r} \right) \sin \varphi = -\dot{\omega}_s \quad (6)$$

Решение и анализ этого уравнения с целью выяснения оптимальных условий захвата представляют значительные трудности. Так как прирост энергии иона за оборот ΔE и изменение частоты его обращения $\Delta \omega$ связаны соотношением:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = - \kappa \frac{\Delta E}{E}, \quad (7)$$

то можно предположить, что скорость изменения частоты ускоряющего напряжения $\dot{\omega}_s$ для оптимальных условий захвата в этом случае будет меньше, чем следует из теории Бома и Фолди^{/1/}.

Экспериментально на шестиметровом синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем выяснялось влияние эффективной ширины ускоряющей щели на эффективность захвата, а также определялось значение $\dot{\omega}_s$, соответствующее оптимальным условиям захвата ионов в ускорение при заданной геометрии ускоряющей щели. Анализ зависимости тока протонов на малых радиусах и на конечном радиусе в шестиметровом синхроциклотроне от частоты модуляции показал, что для получения оптимальных условий захвата необходимо увеличить значение $\dot{\omega}_s$ на захвате. Однако повышение скорости вращения вариатора не приводило к повышению интенсивности на конечных радиусах из-за того, что область фазовой устойчивости сужается в процессе ускорения быстрее, чем затухают фазовые колебания.

Как следует из выражения (4) и (7), можно было ожидать приближения к оптимальным условиям захвата при прежнем значении $\dot{\omega}_s$ на захвате, если увеличить эффективную ширину ускоряющей щели. Такое увеличение эффективной ширины ускоряющей щели можно было осуществить удалением противодуантной рамки, при этом условия отсоса ионов из ионного источника практически не изменяются.

На рис. 3 показаны конфигурация и размеры ускоряющей щели при наличии противодуантной рамки и без нее, а также картина электрического поля для этих случаев, полученная с помощью электролитической ванны.

На рис. 4 представлена зависимость интенсивности синхроциклотрона для этих случаев от скорости вращения вариатора. Эффективность захвата после удаления противодуантной рамки повысилась примерно на 70%.

Характеристика высокочастотной системы $\omega_s = f(\alpha)$, где α - угол поворота ротора вариатора, при которой производились эти измерения, представлена на рис. 5.

Экспериментальное определение оптимального значения $\dot{\omega}_s$ на захвате производилось путем измерения тока на радиусе 30 см. При этом $\dot{\omega}_s$ на захвате в широком диапазоне варьировалось изменением напряженности магнитного поля в центре Но. Эффективность захвата в этом случае для щелевого набора энергии определяется выражением:

$$\varepsilon = \frac{4F\sqrt{\pi E_0}}{\sqrt{\omega_0^2 + kc^2} \sqrt{2eV_0}} \cdot \frac{L(\sin\varphi_s)}{\sin\varphi_s} \quad (7)$$

Оптимальные условия захвата соответствуют оптимуму функции $\frac{L(\sin\varphi_s)}{\sin\varphi_s}$ (множитель $\frac{1}{\sqrt{\omega_0^2 + kc^2}}$ изменяется незначительно, F и V_0 остаются неизменными). Радиус измерения в 30 см выбран, чтобы исключить влияние изменения фазовых условий и условий фокусировки при изменении напряженности магнитного поля в области средних и конечных радиусов.

Величина тока на мишень, устанавливаемую внутри камеры на соответствующем радиусе, определялась двумя способами:

- а) по нагреву мишени. Температура мишени измерялась термисторами;
- б) гальванометром, подключенным к мишени.

Результаты измерений двумя способами совпадают, точность измерений составляет $\pm 10\%$.

Характеристика высокочастотной системы $\omega_s = f(\alpha)$, при которой производились измерения, представлена на рис. 6^{х)}.

Зависимость тока ионов на радиусах 30 см от напряженности магнитного поля приведена на рис. 7. После замены H_0 соответствующим значением $\dot{\omega}_s$ из частотной характеристики (рис. 6) получается график, представленный на рис. 8.

х) Эта характеристика отличается от представленной на рис. 1 из-за дополнительных элементов, внесенных в высокочастотную систему синхротрона для обеспечения ускорения дейтронов.

Максимум в эффективности захвата при значении $\dot{\omega}_s$, близком к нулю, вызывается, по-видимому, уменьшением числа возвращающихся в центр нонов из-за большого относительного изменения $\dot{\omega}_s$ (и, следовательно, равновесного угла) в течение первого фазового колебания, имеющего место, как видно из рис. 6, в этом случае.

Второй максимум в эффективности захвата наблюдается при $\dot{\omega}_s = 2,25 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-2}$. Это значение в 1,65 раз меньше, чем получается из расчетов в предположении бесконечно-узкой ускоряющей щели.

Такой же результат получен при другой характеристике высокочастотной системы.

При оптимальных условиях захвата на радиусе 30 см был зарегистрирован ток нонов в $2,5 \mu\text{A}$, однако при существующих характеристиках высокочастотной системы ускорителя эти условия не являются оптимальными для дальнейшего ускорения.

Для осуществления ускорения при оптимальных условиях захвата и без фазовых потерь до конечного радиуса нужно было бы иметь для шестиметрового синхротрона высокочастотную характеристику $\omega_s = f(\alpha)$, представленную на рис. 9 (характеристика рассчитана для $V_0 = 10 \text{ кв}$). При этом значение $\dot{\omega}_s$ на захвате принято равным $2,65 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-2}$ из кривой "в" рис. 2, которая представляет зависимость эффективности захвата с учетом экспериментальной зависимости \mathcal{E} от $\dot{\omega}_s$, полученной при постоянных V_0 и F (рис. 8).

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В.П.Дмитриевскому за ценные замечания при постановке задачи и обсуждении результатов, А.Л. Савенкову - за активное содействие работе и А.Н.Сафонову - за дискуссию.

Л и т е р а т у р а

1. Bohm and Foldy L.L. Phys. Rev., 72, 649 (1947).
2. Henrich L.R. et al. Rev. Sci. Inst., 20, 887 (1949).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1961 года.

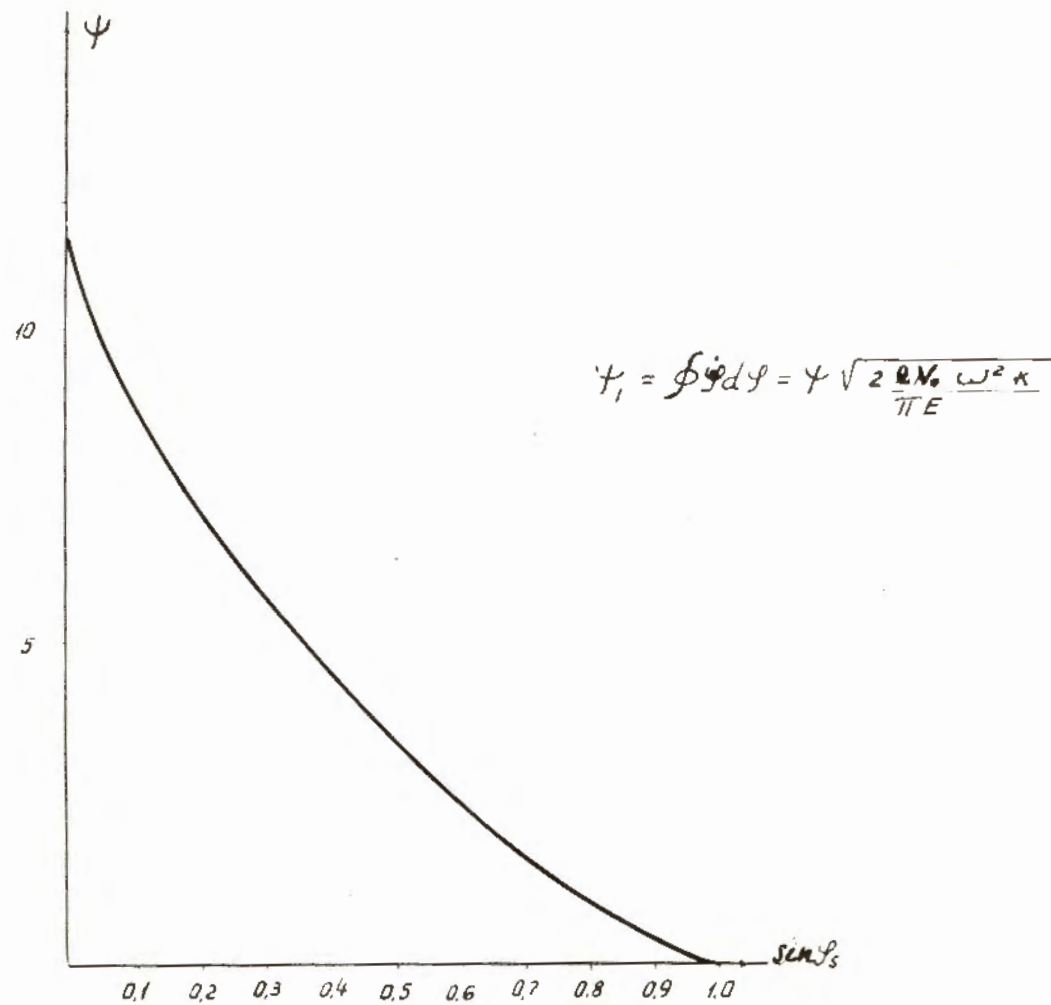


Рис. 1. Зависимость $\Psi = \int \sqrt{\cos \varphi + \cos \varphi_2 - (\pi - \varphi - \varphi_2) \sin \varphi_2} d\varphi$ от $\sin \varphi_2$

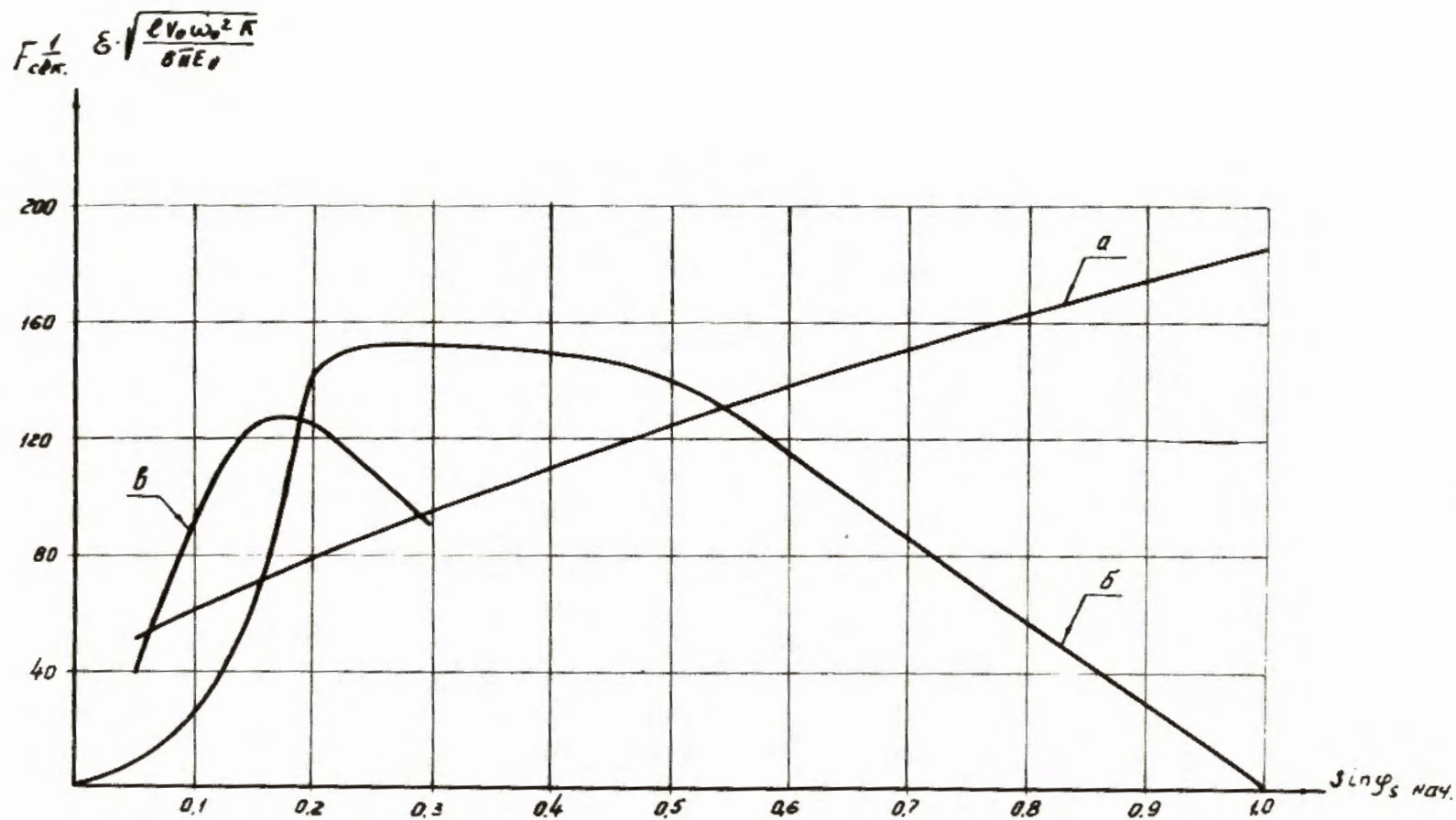


Рис. 2. Зависимость частоты модуляции F (кривая a) и эффективности захвата ε (кривые b, b') от $\sin \varphi_s \text{ нач.}$

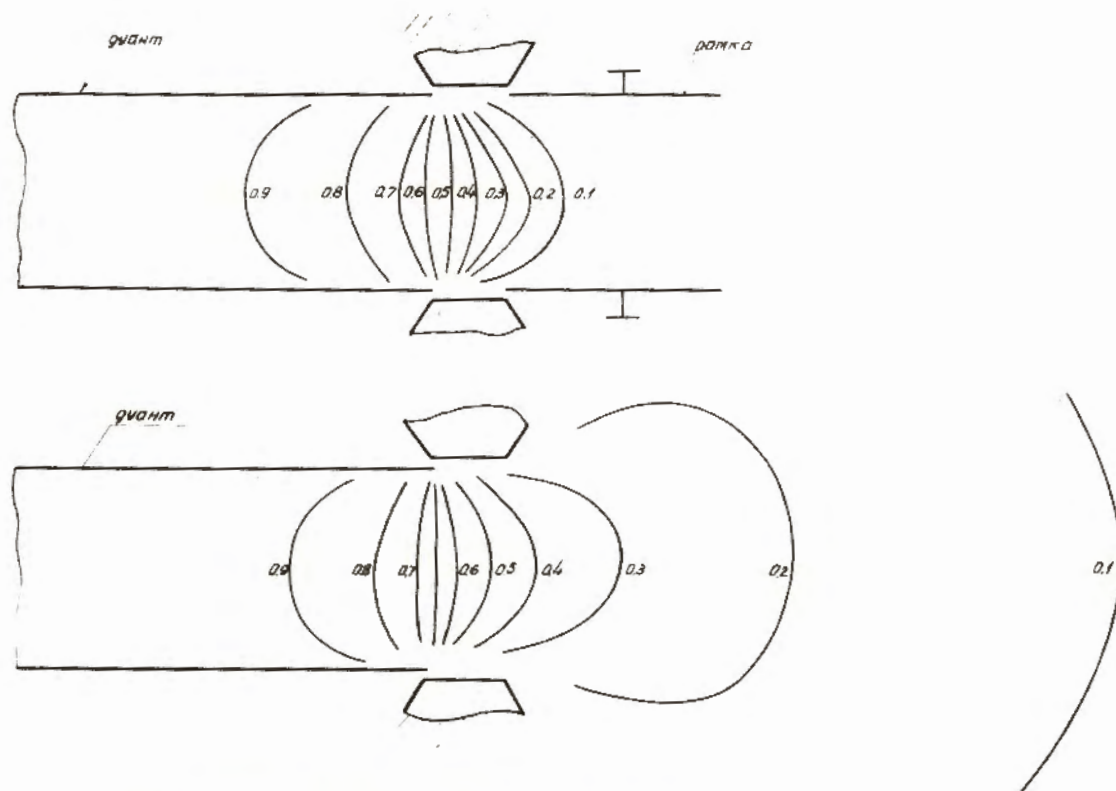


рис. 3. Электрическое поле в ускоряющей щели синхроциклотрона.

— эквипотенциальные линии.

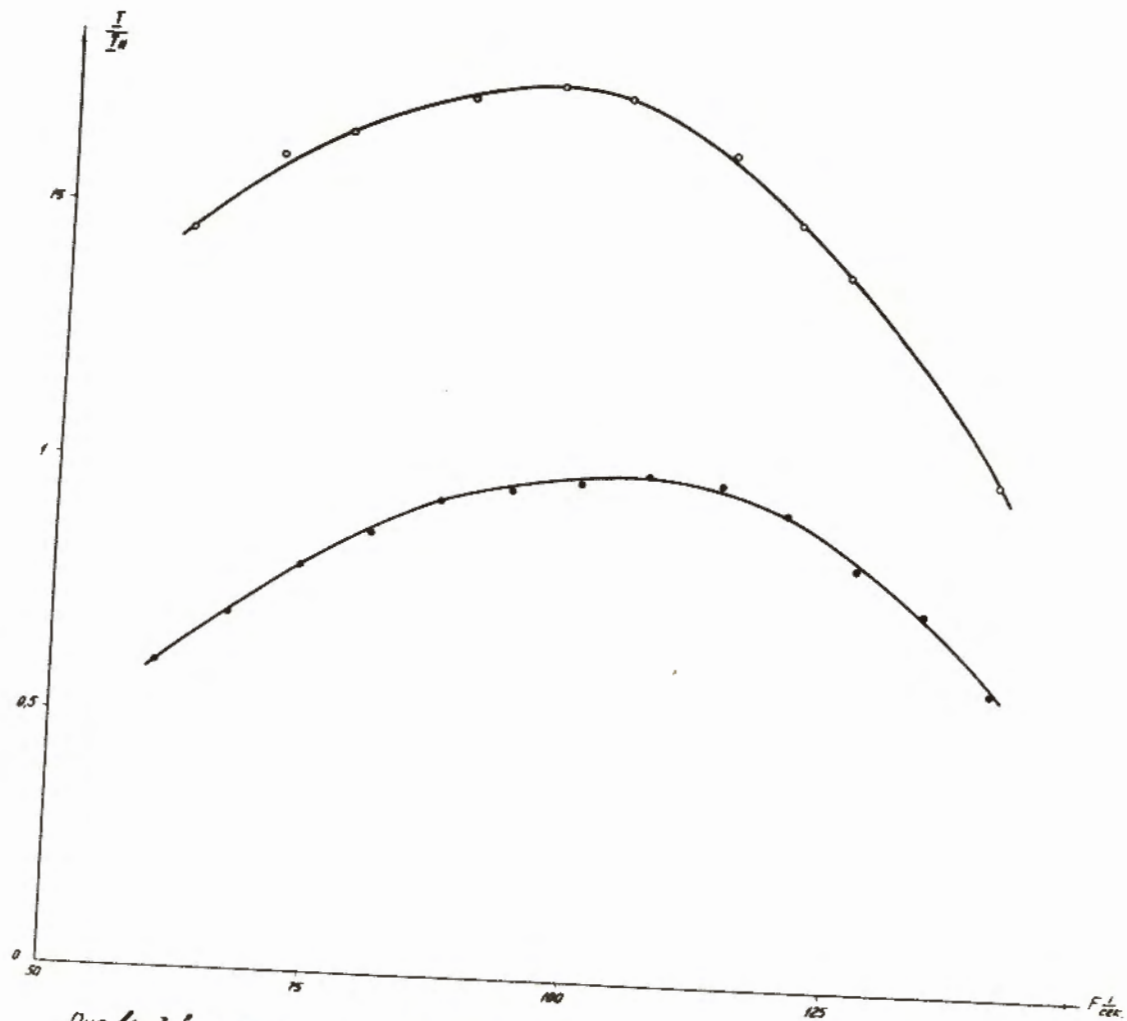


Рис. 4. Зависимость тока ускоренных ионов на радиусе 274,5 см. от частоты модуляции F .

- ускорение с противоразнотной рамкой
- ускорение без рамки.

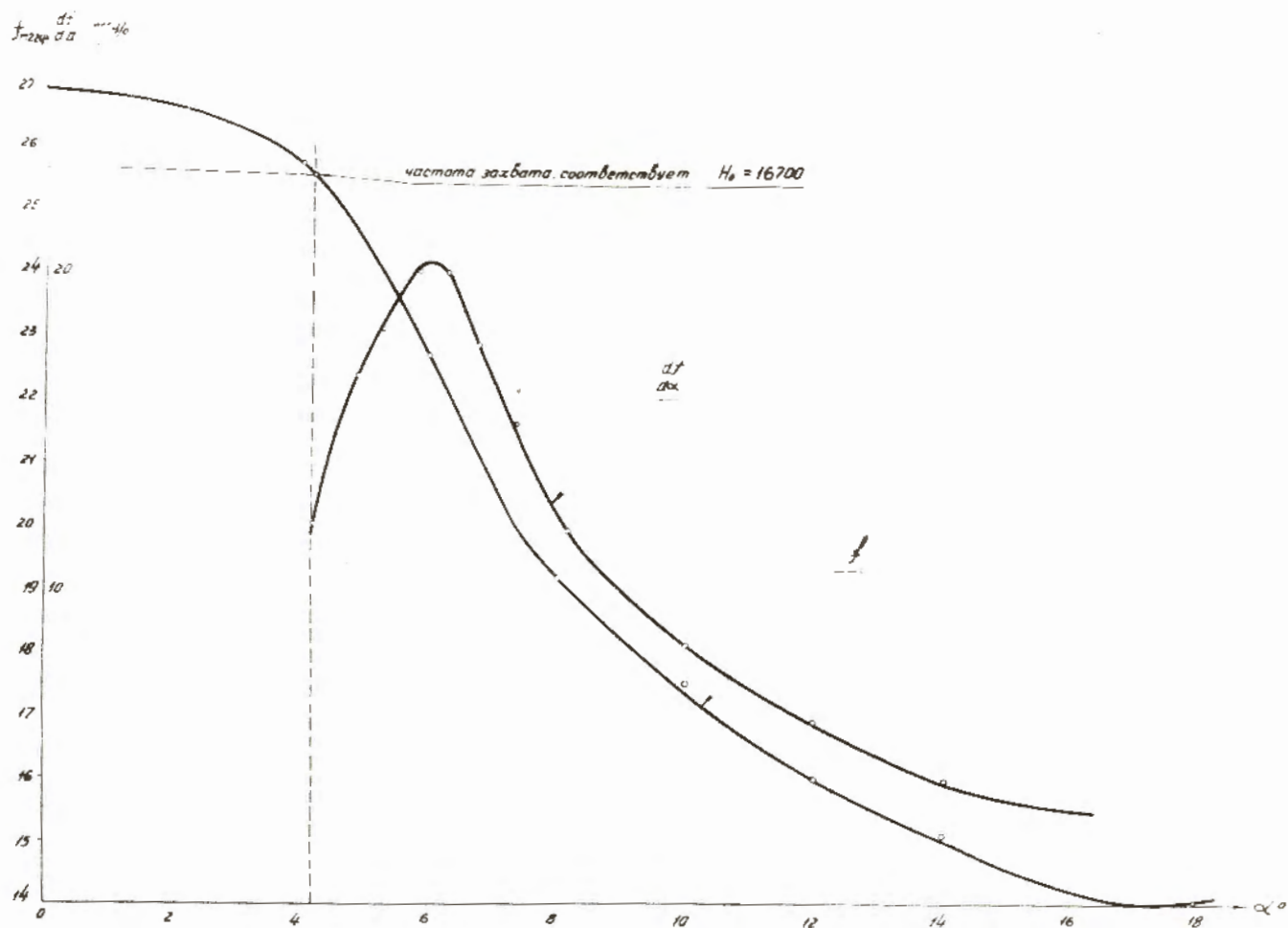


Рис 5. Частотная характеристика резонансной системы синхротронного вариатора (α° - угол поворота ротора вариатора)

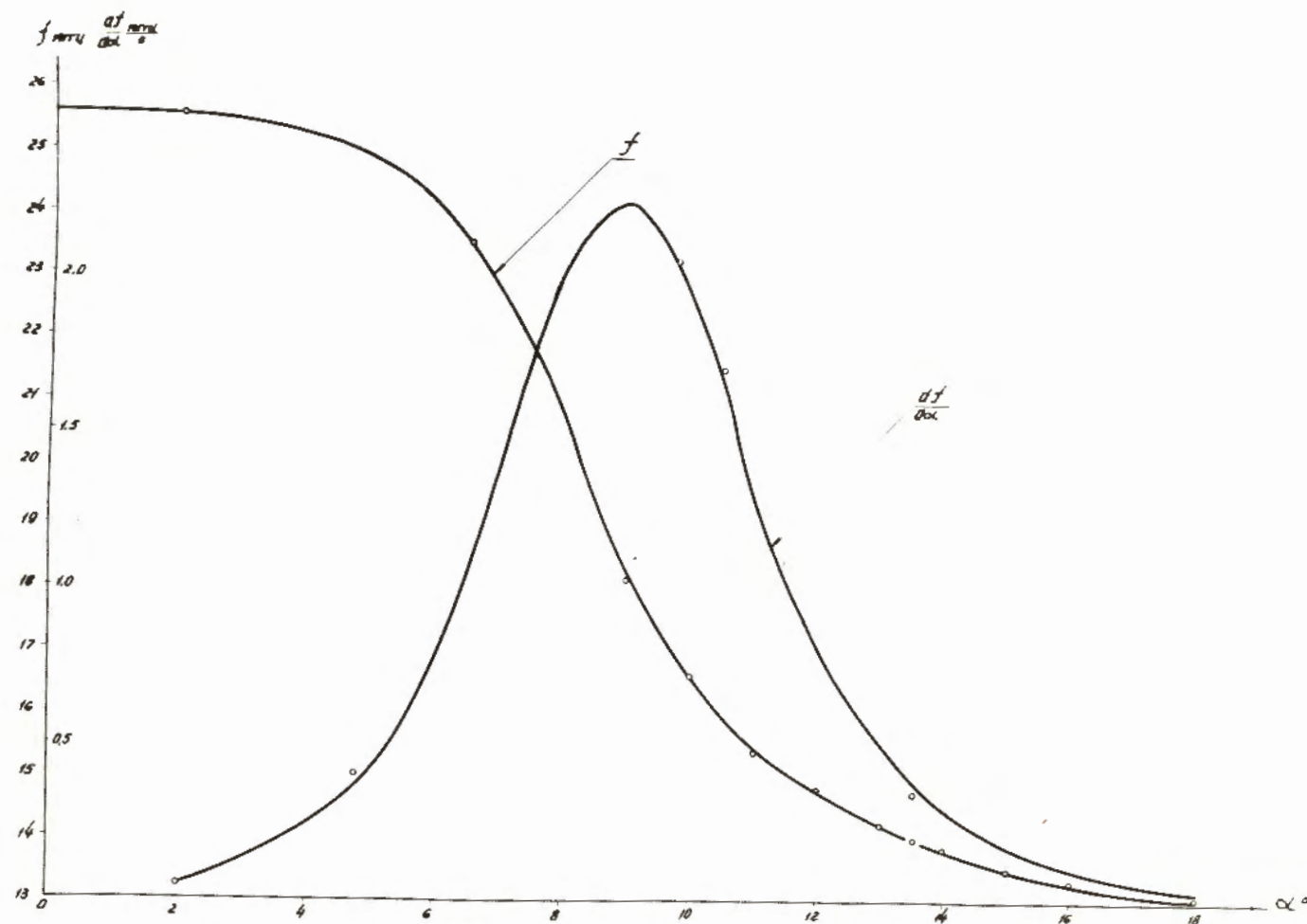


Рис. 6. Частотная характеристика резонансной системы синхротрона (α° - угол поворота ротора вариатора частоты).

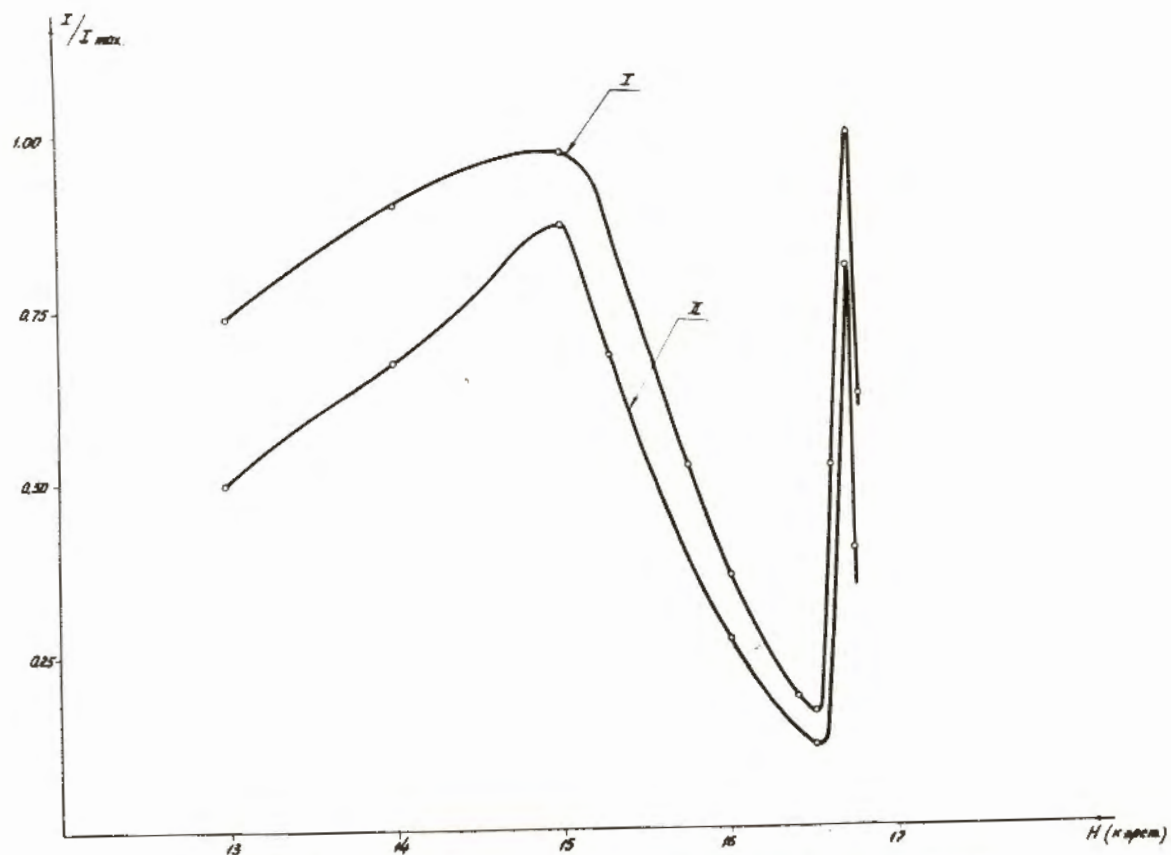


Рис. 7. Зависимость анодного тока от напряженности магнитного поля в центре синхроциклотрона.

I - на радиусе 30 см.

II - на радиусе 86 см.

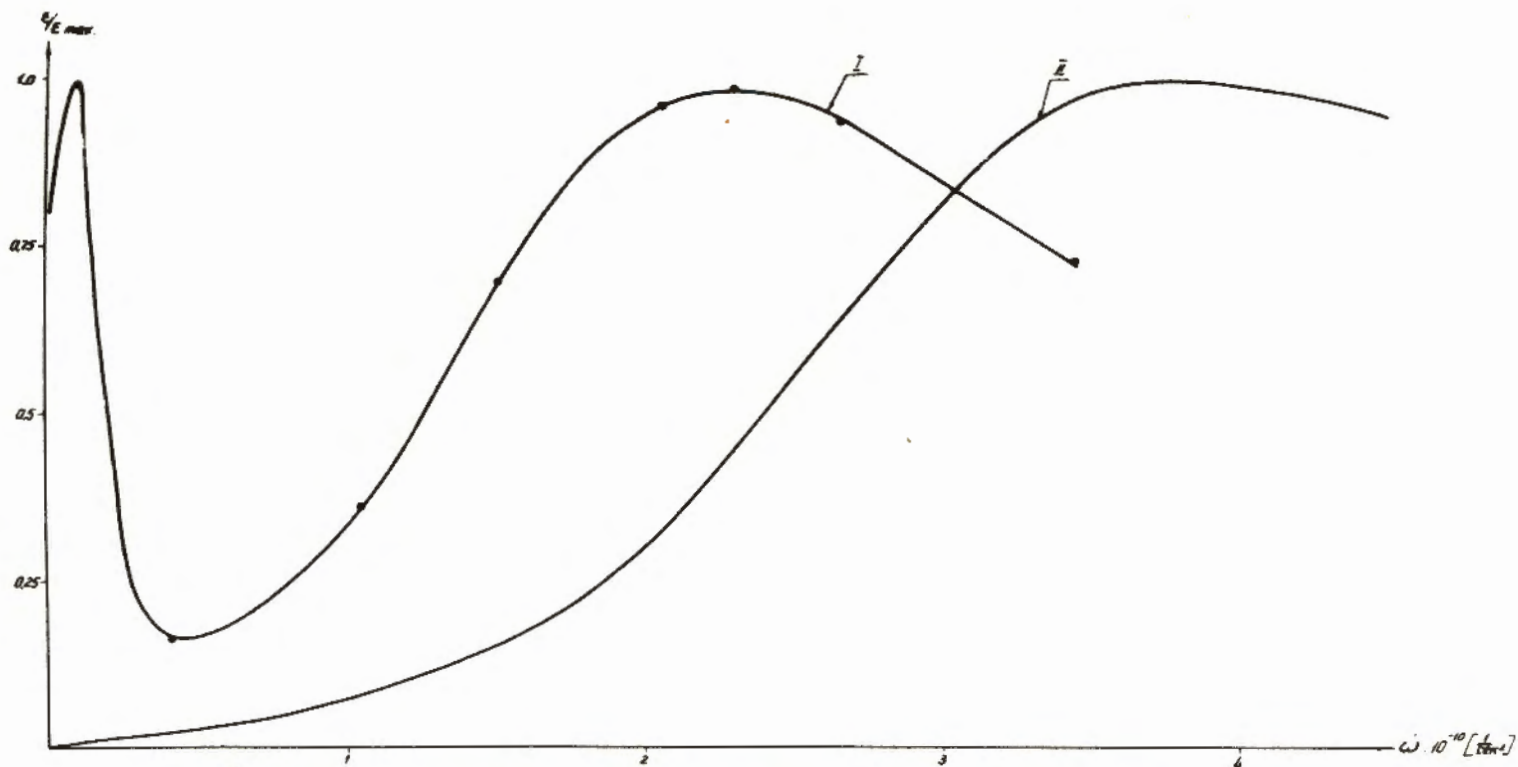


Рис. 8. Зависимость эффективности захвата в синхrocиклотроне от скорости изменения частоты (при постоянной частоте модуляции)

I - экспериментальная зависимость.

II - расчетная кривая.

0.24/1. 2

5/1401

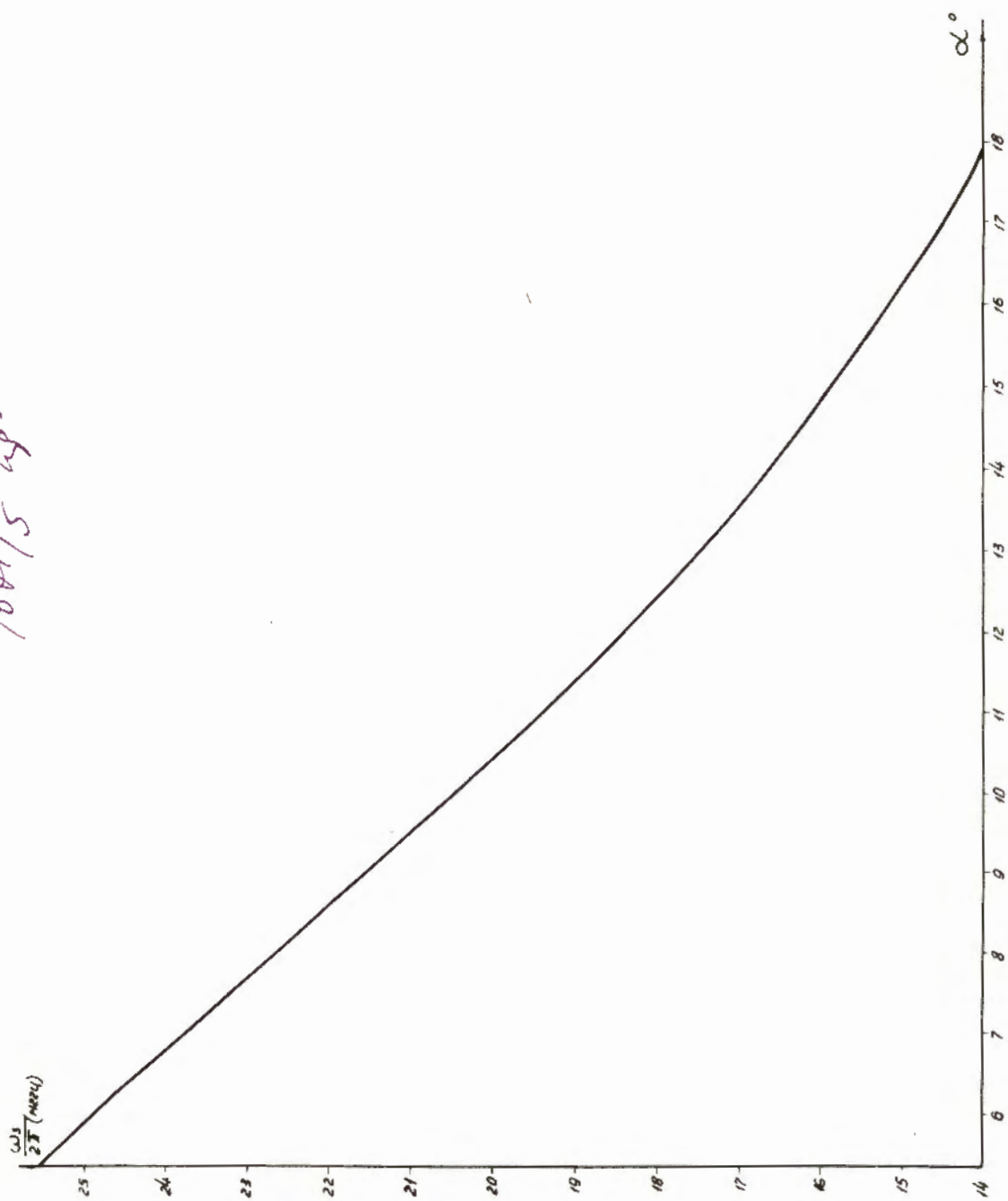


Рис. 9. Расчетная высокочастотная характеристика шестиметрового синхротрона для оптимального режима ускорения ($V = 10 \text{ пВ}$.)