

С 345.

БИРЮКОВ А.П.

+

Б-649

Б1-13-4482.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

А. П. Бирюков

Б1-13-4482

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЕЙ РЕЗОНАТОРА

с. ф. 2451

14 мая 69.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1965 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

Описывается способ измерения полей в резонаторе-поляризаторе источника поляризованных частиц. В основу положен метод измерения сдвига фазы отраженной волны при возмущении резонансной частоты объемного резонатора.

В В Е Д Е Н И Е

Целью работы являлось измерение как относительного распределения, так и абсолютного значения магнитного поля вдоль траектории атомного пучка. Поскольку длина пути, по которому проходит атомный пучок под действием СВЧ магнитного поля является определенной величиной /1/, был создан резонатор сложной формы, теоретический расчет полей которого труден. В отличие от /2/, можно измерять поля непроходного типа. Измерение полей производится со стороны входа при настроенном резонаторе. Измерения полей можно производить на рабочей частоте и при рабочих величинах полей резонатора, что в некоторых случаях может иметь большое значение.

I. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЯ

На Рис. I показана блок-схема измерения.

В качестве генератора применялся прибор Г4-9. Генератор работал в импульсном режиме, длительность импульса - 10 мксек, частота повторения - 100 гц. В таком режиме уход частоты генератора был небольшим и практически не сказывался на точности измерения. Рабочая частота - 2400 Мгц.

Измерения проводились с резонатором коаксиального типа (Рис. 6) с ненагруженной добротностью (Q_0) - 1200.

На ней помещались два зонда, которые могли свободно перемещаться вдоль линии. Сигналы с зондов поступали на дифференциальный усилитель. Разностный сигнал усиливался усилителем УШ-10. Поскольку выходной сигнал был небольшим (около 1в), усилитель практически не вносил погрешности в измерение.

В соответствии с /3/ находился узел напряжения при расстроенном резонаторе. Далее, изменением глубины погружения зондов в поле в измерительной линии подбирались одинаковая чувствительность детекторных головок по отношению к напряжению в линии.

После уравнивания сигналов зонды помещались в рабочее положение, т.е. на расстояние $\frac{\lambda}{8}$ от пучности напряжения по обе стороны.

Настройка резонатора в резонанс велась по нулю показания индикатора (9), которым являлся осциллограф С1-4. После этого проводилась калибровка измерений, затем через объем резонатора пропусклось возмущающее тело (диэлектрический или металлический

шарик), подвешенное на тонкой однородной диэлектрической нити. Как будет видно в дальнейшем, амплитуда импульса на экране осциллографа пропорциональна величине смещения частоты.

Полярность импульса говорит об увеличении или уменьшении резонансной частоты при возмущении резонатора.

На рис.2 показан способ измерений.

При настроенном резонаторе ($\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega} = 0$) показания детекторов одинаковы, разность равна нулю. При $\delta \neq 0$ картина стоячей волны сдвигается влево или вправо в зависимости от знака δ . При этом показания детекторов не будут скомпенсированы. Разность показаний усиливается и измеряется осциллографом или импульсным вольтметром.

П. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ ФАЗЫ ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАССТРОЙКЕ РЕЗОНАТОРА

Нормированное сопротивление резонатора в пучности при расстройке $|B|$:

$$\dot{Z} = \frac{1 + jY}{\beta}, (1)$$

$$Y = 2Q_0\delta, \quad \delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega},$$

β - коэффициент связи

Q_0 - добротность ненагруженного резонатора,

δ - относительная расстройка,

ω_0 - резонансная частота.

Коэффициент отражения в пучности при расстройке:

$$\dot{\Gamma}_0 = \frac{\dot{Z} - 1}{\dot{Z} + 1} (2)$$

Подставляя значение (1) в (2), получим:

$$\begin{aligned}\dot{\Gamma}_0 &= \frac{\sqrt{(1-\beta^2+y^2)^2 + (2\beta y)^2}}{(1+\beta)^2 + y^2} \cdot e^{j \arctg \frac{2\beta y}{1-\beta^2+y^2}} = |\dot{\Gamma}_0| e^{j\varphi}, \\ |\dot{\Gamma}_0| &= \frac{\sqrt{(1-\beta^2+y^2)^2 + (2\beta y)^2}}{(1+\beta)^2 + y^2}; \quad \varphi = \arctg \frac{2\beta y}{1-\beta^2+y^2}\end{aligned}\quad (3)$$

Коэффициент отражения в линии

$$\dot{\Gamma} = |\dot{\Gamma}_0| \cdot e^{j(\varphi - 2k\ell)}, \quad \text{где}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda \text{ — длина волны в линии.}$$

Нормированное напряжение в линии:

$$u' = 1 + \dot{\Gamma} = 1 + |\dot{\Gamma}_0| \cdot e^{j(\varphi - 2k\ell)} \quad (4)$$

Ненормированное напряжение:

$$u = u' \cdot u_0 \cdot e^{j(\omega t + k\ell)} = u_0 \cdot e^{j\omega t} \cdot \left[e^{jk\ell} + \frac{|\dot{\Gamma}_0|}{1} e^{j(\varphi - k\ell)} \right]$$

Напряжение на выходе детектора при линейном детектировании:

$$A_d^2 = \alpha_d \cdot u_0 \cdot \sqrt{1 + |\dot{\Gamma}_0|^2 + 2|\dot{\Gamma}_0| \cos(\varphi - 2k\ell)}, \quad \text{где:}$$

α_d — коэффициент преобразования

При квадратичном детектировании:

$$A_{кв} = \alpha_k U_0^2 [1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos(\varphi - 2k\ell)] \quad (5)$$

α_k - коэффициент, учитывающий преобразование напряжения и связь детектора с волноводом.

Из (5) видно, что при $\ell = const$ напряжение на детекторе меняется от изменения φ . В свою очередь, из (3) видно, что φ меняется в зависимости от расстройки резонатора. Это дает возможность измерять возмущения со стороны входа резонатора.

Производная $\frac{\partial A}{\partial \varphi}$ определяет чувствительность измерения, если $\frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} = 0$, то чувствительность максимальна.

$$\frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} = -\alpha_k U_0^2 \cdot 2|\Gamma_0| \cos(\varphi - 2k\ell) = 0$$

$$\varphi - 2k\ell = \pm \frac{\pi}{2} \pm n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Вблизи резонанса $\varphi \approx 0$; $\ell = \mp \frac{\lambda}{8} \mp \frac{\lambda}{4} n$

Максимальная чувствительность будет на расстоянии $\frac{\lambda}{8}$ от пучности напряжения при расстройке.

Если возьмем два детектора, разнесенные друг от друга на $\frac{\lambda}{4}$, причем один детектор помещен в точку $\ell_1 = -\frac{\lambda}{8}$, второй - в точку $\ell_2 = +\frac{\lambda}{8}$, то напряжения на них будут:

$$\begin{aligned} A_1 &= \alpha_{k1} U_0^2 [1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos(\varphi + \frac{\pi}{2})] = \\ &= \alpha_{k1} U_0^2 [1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \sin \varphi] \quad (5') \end{aligned}$$

$$A_2 = \alpha_{k2} U_0^2 [1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \sin(\varphi + \pi)] \quad (5'')$$

При расстройке резонатора напряжение на детекторах изменяется следующим образом:

$$dA_1 = d\kappa U_0^2 \left[(|\dot{\Gamma}_0|^2)' + 2|\dot{\Gamma}_0|' + 2\Gamma_0 \cos \varphi \frac{d\varphi}{dy} \right] dy \quad (6)$$

$$dA_2 = d\kappa_2 U_0^2 \left[(|\dot{\Gamma}_0|^2)' + 2|\dot{\Gamma}_0|' \sin(\varphi + \pi) - 2|\dot{\Gamma}_0| \cos \varphi \frac{d\varphi}{dy} \right] dy, \quad (7)$$

где $(|\dot{\Gamma}_0|^2)'$, $|\dot{\Gamma}_0|'$ - первые производные $|\dot{\Gamma}_0|^2$ и $|\dot{\Gamma}_0|$ по y .

Регулируя связь детектора с волноводом, можно получить

$$d\kappa_1 = d\kappa_2 = d\kappa$$

Разность (6) и (7):

$$D = dA_1 - dA_2 = 4|\dot{\Gamma}_0| \cos \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dy} \cdot \frac{d\varphi}{dy} \cdot d\kappa U_0^2 \cdot dy \quad (8)$$

Из (3) получаем значение $\frac{d\varphi}{dy}$:

$$\frac{d\varphi}{dy} = 2\beta \frac{1 - \beta^2 - y^2}{(1 - \beta^2 + y^2)^2 + (2\beta y)^2}; \quad \text{при } y \ll 1: \quad (9)$$

$$\frac{d\varphi}{dy} \approx \frac{2\beta}{1 - \beta^2}; \quad |\dot{\Gamma}_0| \approx \frac{1 - \beta^2}{(1 + \beta)^2}$$

При $y \ll 1$, $D = D_0$

$$D_0 \approx 8d\kappa U_0^2 \frac{\beta}{(1 + \beta)^2} \cdot \text{sign}(1 - \beta^2) dy \quad (10)$$

$$S_0 = 8\beta / (1 + \beta)^2$$

Величина S_0 определяет чувствительность измерения.

$$\frac{dS_0}{d\beta} = 0; \beta = 1 \quad \text{При } \beta = 1, S_0 \text{ -максимальна.}$$

Оценим погрешность измерения.

Подставляя в (8) значения (3) и (9), получим:

$$\begin{aligned} D &= 8d_k U_0^2 \beta \frac{1 - \beta^2 - y^2}{[(1 + \beta)^2 + y^2] \sqrt{(1 - \beta^2 + y^2)^2 + (2\beta y)^2}} \cdot \cos y \cdot dy \\ Z &= \frac{D}{D_0} = \frac{(1 - \beta^2 - y^2)(1 + \beta)^2 \operatorname{Sign}(1 - \beta^2)}{[(1 + \beta)^2 + y^2] \cdot \sqrt{(1 - \beta^2 + y^2)^2 + (2\beta y)^2}} \cdot \cos y \quad (\text{II}) \end{aligned}$$

При $y = 0; Z = 1$.

Для $y \ll 1$

$$\frac{dZ}{dy} \approx -2y \left[\frac{2 + 4\beta^2 \operatorname{Sign}(1 - \beta^2)}{(1 - \beta^2)^2} + \frac{1}{(1 + \beta)^2} \right] \quad (12)$$

Отсюда погрешность:

$$\Delta Z \approx -(\Delta y)^2 \left[\frac{2 + 4\beta^2 \operatorname{Sign}(1 - \beta^2)}{(1 - \beta^2)^2} + \frac{1}{(1 + \beta)^2} \right] \quad (13)$$

Из (13) вытекает, что при $\beta \approx 1$ измерения проводить нецелесообразно из-за большой погрешности.

Погрешность возрастает пропорционально $(\Delta y)^2$, в то время как сигнал пропорционален Δy (10), поэтому выгоднее работать при небольших Δy .

При $\beta > 1$ погрешность весьма мала по сравнению с $\beta < 1$.

Например, при $\Delta y = 0,1$; погрешность при $\beta = 0,30$ равна около 3,5% при $\beta = 3$, погрешность равна около 0,5%.

На рис. (3) показана зависимость погрешности от β при разных Δy .

III. ИЗМЕРЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ

Введем в (10) относительную расстройку:

$$D_0 = \alpha_k U_0^2 \frac{16\beta Q_0}{(1+\beta)^2} \operatorname{sign}(1-\beta^2) d\delta \quad (14)$$

Для определения $d\delta$ необходимо знать значение $\alpha_k U_0^2$. Оно определяется калибровкой.

Используем (5), (5'), (5''). При резонансе: $\Delta A_0 = A_1 - A_2 = 0$

Если зонды сдвинуть в положительном направлении на расстояние Δl , то при $\varphi \approx 0$:

$$A_{1\Delta l} = \alpha_k U_0^2 [1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \sin(2\kappa \Delta l)]$$

$$A_{2\Delta l} = \alpha_k U_0^2 [1 + |\Gamma_0|^2 - 2|\Gamma_0| \sin(2\kappa \Delta l)]$$

$$\Delta A_{\Delta l} \approx 4\alpha_k U_0^2 |\Gamma_0| \sin(2\kappa \Delta l); \quad 2\kappa \Delta l \ll 1$$

$$\alpha_k U_0^2 = \frac{\Delta A_{\Delta l}}{8|\Gamma_0| \kappa \Delta l} = \frac{\Delta A_{\Delta l} (1+\beta)^2 \Lambda}{8\pi \cdot |1-\beta^2| \cdot \Delta l} \quad (15)$$

Следовательно, для измерения возмущений необходимо произвести калибровку показаний D_0 , знать добротность резонатора и коэффициент связи β .

Подставляя (15) в (14), получим:

$$d\delta = \pi \frac{(1-\beta^2) \Delta l}{\beta Q_0 \Lambda} \cdot \frac{D_0}{\Delta A_{\Delta l}} \quad (16)$$

Эта формула является основной для определения смещения частоты.

При возмущении резонансной частоты металлическим шариком смещение частоты ¹²⁾: $\Delta \delta = - (E_0^2 - \frac{1}{2} H_0^2) \cdot 2\pi a^3$,

где: $E_0^2 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2V}$; $H_0^2 = \frac{\mu H^2}{2V}$; a - радиус шарика,

E, H - значения полей.

Добротность выражается: $Q = \frac{\omega U}{W}$

где: W - мощность потерь в резонаторе, U - запасенная энергия

$$U = \frac{Q \cdot W}{\omega} .$$

Отсюда значение магнитного поля в резонаторе запишется следующим образом:

$$M_0 H^2 = -2\epsilon_0 E^2 + \frac{2\Delta\delta \cdot Q \cdot \omega}{\pi \cdot \omega \cdot a^3} \quad (17)$$

Для определения магнитного поля необходимо знать электрическое. Для этого можно возмущать частоту резонатора диэлектрическим шариком.

Если a_1 - радиус шарика, ϵ - его диэлектрическая проницаемость, то $|2|$:

$$\Delta\delta_1 = 2 \frac{\epsilon-1}{\epsilon-2} \cdot E_0^2 \cdot \pi a_1^3; \quad E_0 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2U};$$

$$\epsilon E^2 = \frac{\Delta\delta_1 (\epsilon+2) \cdot Q \cdot \omega}{(\epsilon-1) \cdot \omega \cdot \pi \cdot a_1^3}$$

(18)

Подставляя (18) в (17), получим:

$$M_0 H^2 = \frac{2Q \cdot \omega}{\pi \omega} \left[\frac{\Delta\delta}{a^3} - \frac{\Delta\delta_1 (\epsilon+2)}{a_1^3 (\epsilon-1)} \right]; \quad Q = \frac{Q_0}{1+\beta};$$

$$H = \sqrt{\frac{Q_0 \cdot \omega}{(1+\beta) M_0 \cdot \pi^2 \cdot f} \left[\frac{\Delta\delta}{a^3} - \frac{\Delta\delta_1 (\epsilon+2)}{a_1^3 (\epsilon-1)} \right]} \quad (19)$$

где: $\Delta\delta$ - возмущение от металлического шарика,
 $\Delta\delta_1$ - возмущение от диэлектрического шарика.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерялось поле прямоугольного коаксиального резонатора (рис. 4). В центре резонатора - пучность магнитного поля.

По сравнению с прямоугольным резонатором с волной H_{01} применение коаксиального резонатора дает возможность уменьшить зазор постоянного магнита в 2,5 раза, габариты коаксиального резонатора значительно меньше прямоугольного с волной H_{01} . Все это позволило сделать СВЧ поляризатор атомов более компактным и экономичным.

Атомы в резонаторе движутся по траектории АВ. Длина пути атомов в СВЧ магнитном поле - 35 мм.

Необходимая точность определения магнитного поля - около 10%.

Переменное магнитное поле измерялось возмущением частоты резонатора металлическим шариком диаметром 3 мм и полистироловым диаметром 4 мм.

На рис. 5 показано смещение частоты в разных точках линии при возмущении резонатора. Нелинейность измерения по (13) составляла 5,5%.

На рис. 6 показано распределение магнитного поля по линии АВ при мощности питания резонатора 20 вт. Погрешность измерения магнитного поля - около 8%, что меньше предельно допустимой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данный метод измерения дает возможность измерять поля резонаторов любых типов. Применение балансной схемы на входе позволит увеличить точность измерения. Это говорит о целесообразности применения этого метода.

Автор выражает свою благодарность Л.М.Сороко за помощь в работе и обсуждение результатов, а также А.Н.Синаеву за предоставленную измерительную аппаратуру.

Л и т е р а т у р а

- I. J. Thirion, R. Benrtey et A. Papineau
Helvetica Physica Acta, Supplementum VI, 1960
p.p. 108 ÷ 121
2. С.П.Калица, Ю.М.Ципенюк. "Измерение высокочастотных полей
в резонаторах. "Электроника больших мощностей". Сб.2, изд.
АН СССР 1963 г., Москва.
3. Э.Л.Гинзтон. "Измерения на сантиметровых волнах".
Ст. 512 + 518. Изд.Ин.лит. 1960, Москва.

Гинзтон

ПОДПИСИ К РИСУНКУ №1

- 1 - Генератор
- 2 - Атенкватор 15 дб.
- 3 - Измерительная линия
- 4 - Резонатор
- 5,6-Детекторы
- 7 - Дифференциальный усилитель
- 8 - Усилитель УШ-10
- 9 - Индикатор

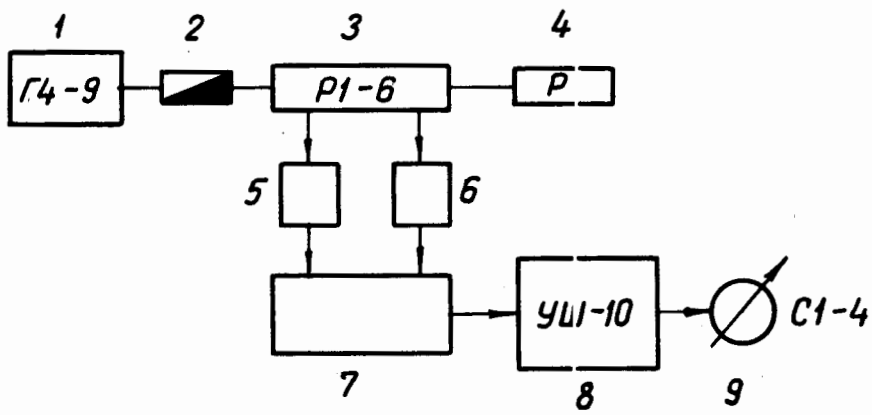


Рис. 1.

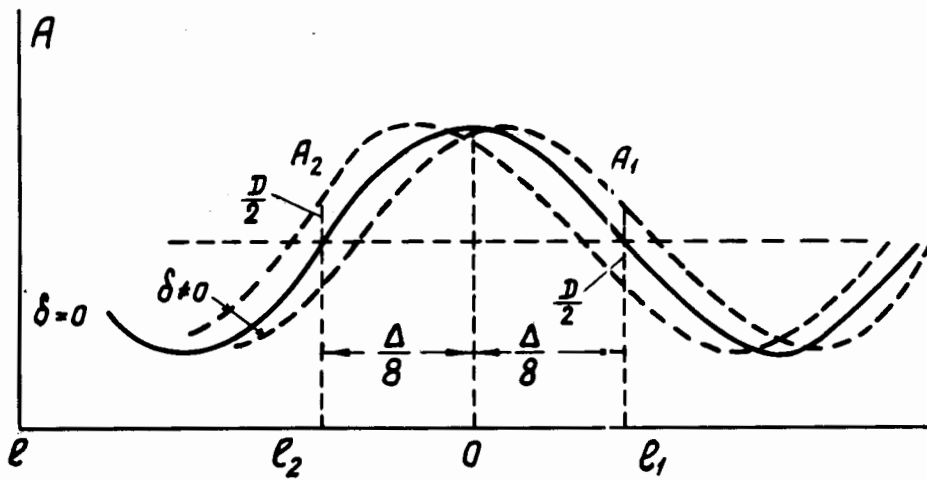


Рис. 2.

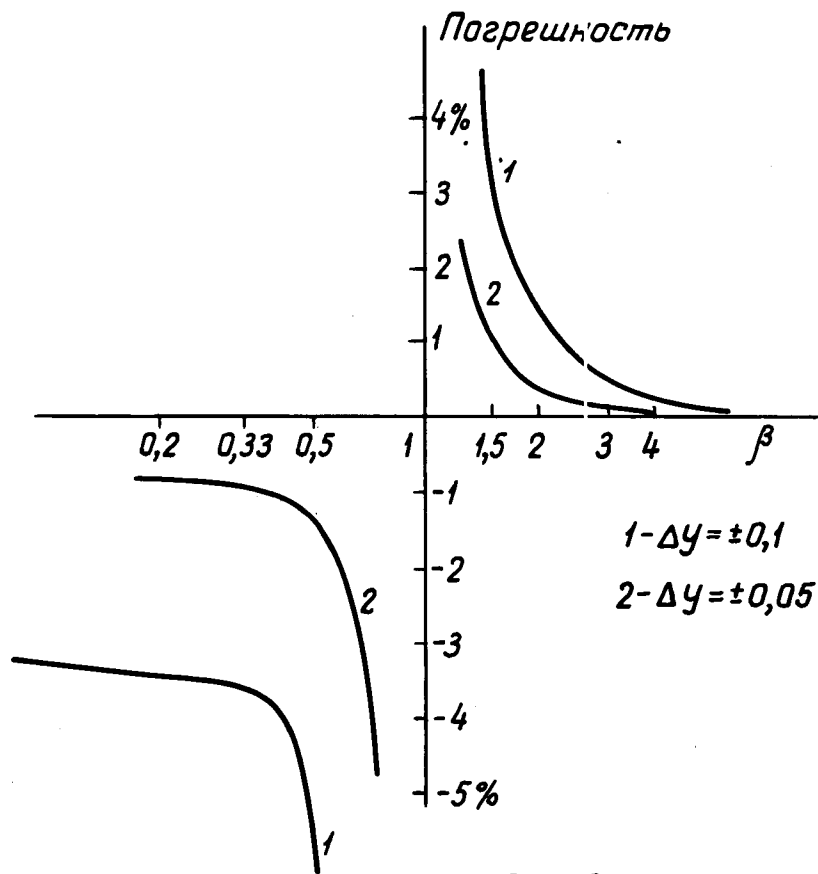
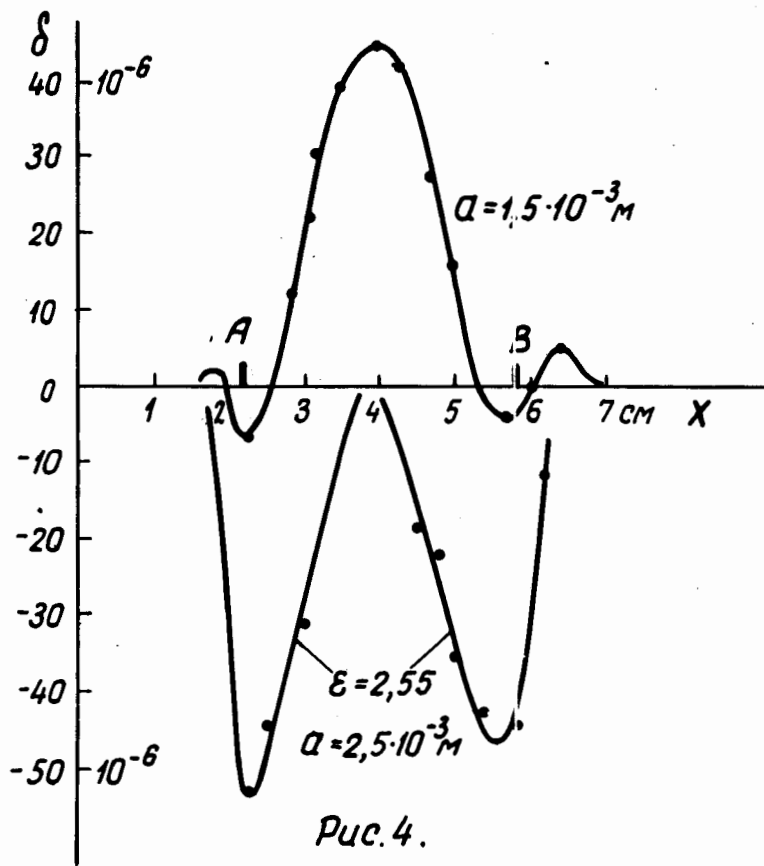


Рис. 3.



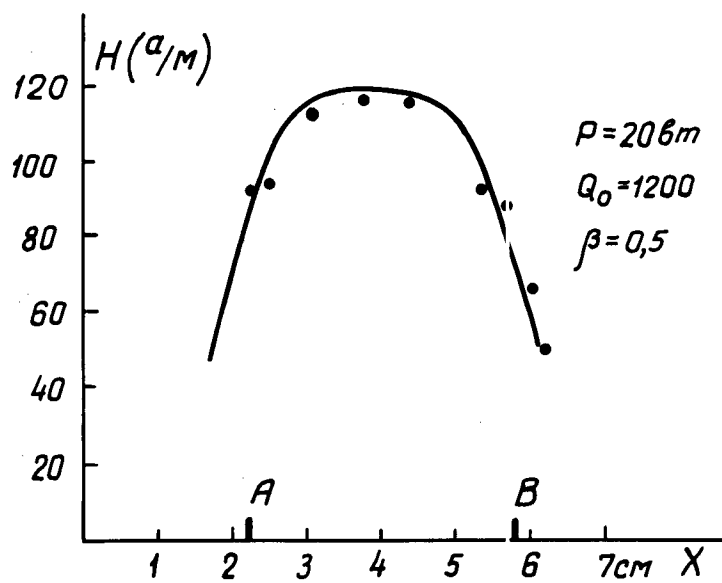


Рис. 5.

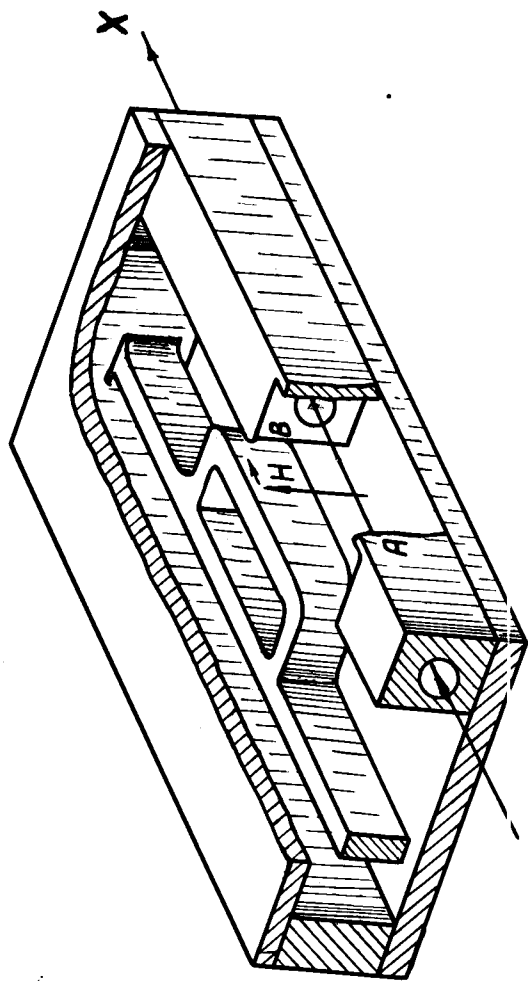


Рис. 6.