

6.345,0  
П-383

7.3

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P-1681

Ю.А. Плис

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА  
ШЕСТИПОЛЬНОГО МАГНИТА

1964

P-1681

Ю.А. Плис

ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА  
ШЕСТИПОЛЬНОГО МАГНИТА

2503/1 48

Объединенный институт  
ядерных исследований  
Библиотека

## В в е д е н и е

На движение нейтральных частиц могут оказать влияние только те силы, которые действуют на постоянный или индуцированный дипольный момент и которые могут быть обусловлены неоднородными магнитными или электрическими полями. В настоящее время поляризованные частицы (протоны или дейтроны) получают путем ионизации поляризованных атомов водорода или дейтерия. Атомы не могут обладать постоянным электрическим моментом, а те силы, которые вызваны индуцированным моментом, слишком малы при достижимых на практике электрических полях. Поэтому решающее значение приобретают магнитные поля.

Сила, действующая на этом в магнитном поле, равна

$$\vec{F} = \text{grad} (\vec{\mu} \vec{H}). \quad (1)$$

В сильном магнитном поле, которое необходимо для получения максимального телесного угла захвата атомов, проекция магнитного момента атома  $\mu$  может иметь два значения:  $-\mu_B$  и  $+\mu_B$  ( $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$  дж/тл). В первом случае спин электрона направлен по полю, во втором - против поля.

Для разделения атомов по спиновым состояниям электрона можно использовать квадрупольную или шестипольную магнитную линзу. Абсолютная напряженность поля  $H$  внутри квадрупольа имеет вид:

$$H = H_m \frac{r}{r_m}, \quad (2)$$

а внутри шестипольа:

$$H = H_m \left( \frac{r}{r_m} \right)^2, \quad (3)$$

$r_m$  - радиус круга, вложенного в линзу,  $r$  - радиус точки наблюдения.

Сила, действующая на атомы, направлена по радиусу и равна для квадрупольа

$$\vec{F} = \mu \frac{H_m}{r_m} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (4)$$

для шестипольа

$$\vec{F} = \frac{2\mu}{r_m^2} H_m \vec{r}. \quad (5)$$

При этом предполагалось, что  $r_m = \text{const}$ . Видно, что на атомы с проекцией спина вдоль поля действует возвращающая к оси сила. Для меридианных траекторий получаем уравнения движения при  $\mu = -\mu_B$  для шестипольа:

$$m \frac{d^2 r}{d t^2} + \frac{2 \mu_B H_m}{r_m^3} r = 0 ; \quad \frac{d^2 z}{d z^2} + \frac{2 \mu_B H_m}{m v^2 r_m^2} z = 0 , \quad z = vt ; \quad (8)$$

$v$  - скорость движения атомов вдоль оси линзы;

для квадруполя:

$$\frac{d^2 r}{d z^2} + \frac{\mu_B H_m}{m v^2 r_m} \frac{r}{|r|} = 0 . \quad (7)$$

Траектория атомов в шестиполе имеет вид:

$$r = C \operatorname{Sin} \left( \sqrt{\frac{2 \mu_B H_m}{m v^2 r_m^2}} z + \phi \right) . \quad (8)$$

Для квадруполя получаем параболу

$$r = r_0 + r_0' z - \frac{1}{2} \frac{\mu_B H_m}{m v^2 r_m} z^2 . \quad (9)$$

Пусть атомы вылетают из точки, расположенной на оси, под некоторым углом  $\alpha_1$ . Найдем координаты точки, в которой атомы снова пересекают ось. Для шестиполя получим

$$z_0 = \pi r_m v \sqrt{\frac{m}{2 \mu_B H_m}} , \quad (10)$$

а для квадруполя

$$z_0 = v^2 \alpha_1 \frac{2 r_m m}{\mu_B H_m} . \quad (11)$$

Из этих выражений видно, что во-первых, координата точки пересечения  $z_0$  у шестиполя не зависит от угла  $\alpha_1$ , в то время как у квадруполя - зависит линейно от  $\alpha_1$ ; во-вторых, зависимость от скорости у шестиполя линейная, а у квадруполя - квадратичная.

Таким образом все частицы, которые вышли из источника на ось, собираются шестиполем в одну точку. Это свойство сохраняется и для точек, не лежащих на оси. Если имеется протяженный источник, то шестиполь создает действительное изображение этого источника.

### 1. Вычисление телесного угла шестипольной линзы

Учитывая указанные преимущества шестиполя и меньший телесный угол квадруполя, как это будет показано ниже, детальные вычисления телесного угла захвата атомов водорода делаются только для шестипольной линзы. Рассмотрим два случая:

а)  $r_m = \text{const}$  и б)  $r_m = \alpha z$  (рис. 1). Первый шестиполь называется цилиндрическим, второй - коническим.

Потенциальная энергия, которой обладает атом с проекцией магнитного момента, равной  $\mu_B$ , имеет вид:

$$V = \mu_B H_m \left( \frac{r}{r_m} \right)^2, \quad (12)$$

а функция Лагранжа:

$$L = T - V = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + \dot{z}^2) - \mu_B H_m \left( \frac{r}{r_m} \right)^2. \quad (13)$$

Сохраняющейся величиной является  $\frac{\partial L}{\partial \theta}$ , то есть угловой момент

$$\ell = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = m r^2 \dot{\theta} = m r v_{\theta}. \quad (14)$$

Запишем систему уравнений Лагранжа

$$\begin{aligned} m \ddot{r} - \frac{e^2}{m r^3} + \frac{2 \mu_B H_m}{r_m^2} m r &= 0 \\ m \ddot{z} - \frac{2 \mu_B H_m}{r_m^3} m r^2 &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Пусть начальные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} r(0) = r_1; \quad \frac{dr}{dt}(0) = v_{r_1}; \quad z(0) = z_1; \quad \frac{dz}{dt}(0) = v; \\ \ell = m r_1 v_{\theta}(0) = m r_1 v_{\theta_1}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для цилиндрического шестиполя второе уравнение системы (15) дает  $z = vt$ . Для решения первого уравнения введем новую переменную  $z$ , тогда

$$\frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{p}{r^3} + \omega^2 r = 0; \quad (17)$$

где

$$p = \frac{\ell^2}{m^2 v^2} = \frac{v_{\theta_1}^2 r_1^2}{v^2} = \phi_1^2 r_1^2; \quad \phi_1 = \frac{v_{\theta_1}}{v}; \quad (18)$$

$$\omega^2 = \frac{2 \mu_B H_m}{m v^2 r_m^2} = \frac{\alpha_0^2}{r_m^2}; \quad \alpha_0 = \sqrt{\frac{2 \mu_B H_m}{m v^2}}; \quad (19)$$

начальные условия:

$$r(0) = r_1, \quad \frac{dr}{dz}(0) = \frac{v r_1}{v} = a_1. \quad (20)$$

При отсутствии углового момента уравнение (17) принимает особенно простую форму:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \omega^2 r = 0. \quad (21)$$

Для конического шестиполя сделаем ту же замену переменных  $y = vt$ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dy^2} - \frac{p}{r^3} + S \frac{r}{z^2} &= 0 \\ \frac{d^2 z}{dy^2} - S \frac{r}{z^3} &= 0, \\ S &= \frac{\alpha_0^2}{a^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

Начальные условия

$$r(0) = r_1; \quad \frac{dr}{dy}(0) = \alpha_1; \quad z(0) = z_1; \quad \frac{dz}{dy}(0) = 1 \quad (23)$$

соответствуют источнику атомов, расположенному непосредственно перед магнитом.

Если же он находится на расстоянии  $L$  от магнита, то начальные условия будут такими:

$$r(0) = \sqrt{(r_1 + \alpha_1 L)^2 + (\phi_1 L)^2},$$

$$\frac{dr}{dy}(0) = \frac{\alpha_1 r_1 + (\alpha_1^2 + \phi_1^2) L}{r(0)}. \quad (24)$$

Телесный угол захвата равен площади эллипса, который образует концы векторов скоростей фокусируемых атомов, деленной на  $v^2$ . Эта величина зависит от координат точки вылета атомов  $L$  и  $r_1$ . Окончательный результат получается после усреднения по площади источника. При  $L = 0$  получаем телесный угол

$$\Omega(r_1) = \pi \frac{v_{r_1}^m v_{\theta_1}^m}{v^2} = \pi \alpha_{1m}(r_1) \phi_{1m}(r_1). \quad (25)$$

При  $L > 0$   $\omega(r_1)$  вычисляется иначе, поскольку направление вылета атомов вдоль оси ( $\alpha_1 = 0, \phi_1 = 0$ ) не образует центра эллипса в пространстве скоростей (рис. 2). Одна из его полуосей равна

$$\frac{\alpha'_{1m} + \alpha''_{1m}}{2}, \quad (26)$$

где  $\alpha'_{1m}$  ( $\alpha''_{1m}$ ) - максимальный захватываемый угол, когда атом движется от оси (к оси).

Вторая полуось равна  $\phi_{1m}$ , вычисленному для случая, когда имеется радиальное движение к оси:

$$\alpha_1 = \frac{\alpha''_{1m} - \alpha'_{1m}}{2}. \quad (27)$$

Прежде чем решать систему уравнений (22), используем закон сохранения энергии:

$$E = T + V = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + \dot{z}^2) + \mu_B H_m \left( \frac{r}{r_m} \right)^2$$

$$= \frac{m v^2}{2} \left[ \left( \frac{dr}{dy} \right)^2 + \frac{\ell^2}{m^2 r^2 v^2} + \left( \frac{dz}{dy} \right)^2 + \alpha_0^2 \left( \frac{r}{r_m} \right)^2 \right]. \quad (28)$$

Вычислим полную энергию атома на входе в магнит и приравняем ее энергии атома, когда он достигнет радиуса  $r_{m_2}$  по касательной траектории. При  $L = 0$  получим

$$\alpha_1^2 + \phi_1^2 + \alpha_0^2 \left( \frac{r_1}{r_{m_1}} \right)^2 + 1 = \alpha^2 + \phi_1^2 \left( \frac{r_1}{r_{m_2}} \right)^2 + \alpha_0^2 + \left( \frac{dz}{dy} \right)_2^2, \quad (29)$$

$$\left( \frac{dz}{dy} \right)_2^2 - 1 = \frac{2\Delta v}{v}, \quad (30)$$

где  $\Delta v$  - приращение скорости вдоль оси в коническом шестиполе. В результате получаем соотношение

$$a_1^2 + \phi_1^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2 \right] = a_0^2 + a_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2 \right] + \frac{2 \Delta v}{v}. \quad (31)$$

Для цилиндрического шестиполя

$$a_1^2 + \phi_1^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2 \right] = a_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2 \right] \quad (32)$$

или

$$\frac{a_1^2}{a_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2 \right]} + \frac{\phi_1^2}{a_0^2} = 1. \quad (33)$$

Это есть уравнение эллипса в координатах  $a_1$  и  $\phi_1$  с полуосями

$$a_{1m} = a_0 \sqrt{1 - \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2} \quad (34)$$

и

$$\phi_{1m} = a_0.$$

Если  $L > 0$  и  $\phi_1 = 0$ , то при движении от оси получим:

$$(a'_{1m})^2 + a_0^2 \left( \frac{r_1 + a'_{1m} L}{r_m} \right)^2 - a_0^2 = 0, \quad (35)$$

а при движении к оси:

$$(a''_{1m})^2 + a_0^2 \left( \frac{r_1 - a''_{1m} L}{r_m} \right)^2 - a_0^2 = 0. \quad (36)$$

Решением (35) является

$$a'_{1m} = \frac{-\frac{r_1 L}{r_m^2} + \sqrt{\left( \frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^2} \right) - \frac{1}{a_0^2} \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2}}{\left( \frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^2} \right)}, \quad (37)$$

а (36):

$$a''_{1m} = \frac{\frac{r_1 L}{r_m^2} + \sqrt{\left( \frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^2} \right) - \frac{1}{a_0^2} \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2}}{\left( \frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^2} \right)}. \quad (38)$$

Одна из полуосей равна

$$\frac{a'_{1m} + a''_{1m}}{2} = \frac{\sqrt{\left( \frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^2} \right) - \frac{1}{a_0^2} \left( \frac{r_1}{r_m} \right)^2}}{\left( \frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^2} \right)}. \quad (39)$$

Другая полуось  $\phi_{1m}$  находится из трансцендентного уравнения, полученного рассмотрением эллипса в пространстве скоростей,

$$a_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{L}{r_m} \right)^2 \right] \phi_{1m}^2 + \left( \frac{r_1}{r_m} - a_1 \frac{L}{r_m} \right)^2 \cos^2 \left( \arctg \frac{a_1}{\phi_{1m}} + \arctg \frac{r_1 - a_1}{L \phi_{1m}} \right) + a_0^2 \sin^2 \left( \arctg \frac{a_1}{\phi_{1m}} + \arctg \frac{r_1 - a_1}{L \phi_{1m}} \right) = \phi_{1m}^2 + a_1^2 \quad (40)$$

при 
$$a_1 = \frac{a''_{1m} - a'_{1m}}{2} = \frac{\frac{r_1 L}{r_m^2}}{\left(\frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^4}\right)} . \quad (41)$$

Численный расчет показывает, что с достаточной точностью

$$\phi_{1m} = \frac{a_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{a_0 L}{r_m}\right)^2}} . \quad (42)$$

Эта величина совпадает со значением  $a_{1m}$ , вычисленным при  $r_1=0$  из (27) или (38).

Таким образом, телесный угол захвата

$$\Omega(r_1) = \pi \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^4}\right) - \frac{1}{a_0^2} \left(\frac{r_1}{r_m}\right)^2}}{\left(\frac{1}{a_0^2} + \frac{L^2}{r_m^4}\right)^{3/2}} . \quad (43)$$

Пусть радиус равномерно испускающего атомы кругового источника равен  $r_m$ .

Тогда

$$\bar{\Omega} = 2/3 \pi a_0^2 \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{a_0 L}{r_m}\right)^2}{\left[1 + \left(\frac{a_0 L}{r_m}\right)^2\right]^{3/2}} \right\} . \quad (44)$$

При 
$$\frac{a_0 L}{r_m} \ll 1 \quad \Omega = 2/3 \pi a_0^2 \left[ 1 - \left(\frac{a_0 L}{r_m}\right)^2 \right] , \quad (45)$$

при 
$$\frac{a_0 L}{r_m} \gg 1$$

$$\bar{\Omega} = \pi \left(\frac{r_m}{L}\right)^2 . \quad (46)$$

Аналогичные вычисления, проделанные для квадрупольа, дают при  $L=0$   $\bar{\Omega} = 0,43 \pi a_0^2$ . Самая нижняя кривая на рис. 6 изображает зависимость телесного угла захвата шестиполя от расстояния  $L$  при  $a_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ .

При расчете телесного угла для конического шестиполя в исходной системе уравнений (22) считаем сначала скорость постоянной. Остается только одно уравнение:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{p}{r^3} + s \frac{r}{z^2} = 0 , \quad (47)$$

$$z = z_1 + vt .$$

Для меридианных траекторий получим

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + S \frac{r}{z^2} = 0 ; \quad (48)$$

$$r(z_1) = z_1 , \quad \frac{dr}{dz}(z_1) = a_1 .$$

При  $s > 1/4$  и  $r_1 = 0$  решением (48) являются: 
$$r = \frac{a_1 \sqrt{z z_1}}{\sqrt{S - 1/4}} \sin\left(\sqrt{S - 1/4} \ln \frac{z}{z_1}\right) . \quad (49)$$



Подставляя этот результат во второе уравнение системы (22), можно приближенно найти приращение скорости на пути от  $z_1$  до произвольного  $z_2$ .

$$\frac{2\Delta v}{v} = \frac{a_1^2}{2} \left[ \frac{z_1}{z_2} \left[ -\sin^2(\sqrt{S - \frac{1}{2}} f_n \frac{z_2}{z_1}) - \sqrt{S - \frac{1}{2}} \sin(2\sqrt{S - \frac{1}{2}} f_n \frac{z_2}{z_1}) - \right. \right. \quad (50)$$

$$\left. \left. - 2S + \frac{1}{2} \right] + 2S - \frac{1}{2} \right] = \frac{a_1^2}{2} f(S, \frac{z_2}{z_1}).$$

Необходимые для расчета  $\Omega(r_1)$  величины  $a_1$  и  $\phi_{1m}$  были вычислены на электронной счетной машине путем решения системы уравнений (22). Значения параметров  $S$  и  $a$  были приняты следующими:

S	0,4	0,7	1	1,5
$a$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
	$3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$

Система уравнений не меняется при умножении всех геометрических размеров и времени на один множитель, то есть обладает свойством подобия. Следовательно, достаточно провести вычисления для одного значения  $r_{m1}$ . Было выбрано  $r_{m1} = 0,1$  см. Расстояние от источника до начала магнита  $L$  равнялось: 2 и 8 см. При больших расстояниях ( $L \geq 8$  см) телесный угол захвата практически равен телесному углу, стягиваемому кругом, вложенным в профиль шестиполя. На рис. 3 и 4 представлены кривые зависимости  $a_{1m} = a_{1m}(\frac{r_1}{r_{m1}})$  при  $L=0$ , проведенные через расчетные точки, которые помечены кружками. Значения  $r_1$  брались с шагом в 0,02 см.

Значения  $a''_{1m}(\frac{r_1}{r_{m1}})$  при  $L=2$  и 8 см были получены следующим преобразованием

$$a''_{1m} = f\left(\frac{r_1 - a''_{1m} L}{r_{m1}}\right) = f\left(\frac{r_1}{r_{m1}} - a''_{1m} \frac{L}{r_{m1}}\right), \quad (51)$$

$$\frac{r_1}{r_{m1}} - a''_{1m} \frac{L}{r_{m1}} = F(a''_{1m}), \quad (52)$$

$F(a''_{1m})$  есть функция обратная  $a_{1m}(\frac{r_1}{r_{m1}})$ . Угол  $\phi_{1m}$  был вычислен только для  $L=0$ . Оказалось, что он не зависит от радиуса и равен  $a_{1m}(r_1=0)$ . На рис. 5 изображены кривые, дающие усредненный телесный угол захвата. Видно, что при увеличении  $\frac{L}{r_{m1}}$  кривые идут более полого. На рис. 6 показан телесный угол захвата в зависимости от расстояния между источником и магнитом. Рис. 7 изображает телесный угол  $\bar{\Omega}$  в зависимости от  $S$  при разных значениях  $a$  для  $L/r_{m1}=0$  и  $L/r_{m1}=20$ . По существу здесь дана зависимость  $\bar{\Omega}$  от магнитного поля  $H_m$ . На рис. 8 представлена зависимость  $\bar{\Omega}$  от  $a$  - угла раствора конуса, вложенного в шестиполь. При  $a \rightarrow 0$

телесный угол  $\Omega$  стремится к значению, получаемому для цилиндрического шести-поля.

Вычислим теперь длину конического шестиполя, необходимую для того, чтобы атомы, пройдя далее цилиндрический шестиполь, могли сфокусироваться вблизи оси. Для этого используем выражением (50). Очевидно, что если атомы, вылетающие из точки на оси, не задевают полюсов линзы, то для остальных атомов это будет с необходимостью выполняться, поскольку на больших расстояниях от оси действует большая отклоняющая сила. Получаем следующее условие:

$$a_{1m}^2 = a_0^2 + \frac{2\Delta v}{v} = a_0^2 + \frac{a_{1m}^2}{2} f(S, \frac{z_2}{z_1}). \quad (53)$$

Далее находим

$$f(S, \frac{z_2}{z_1}) = 2 - 2S \frac{a_0^2}{a_{1m}^2}. \quad (54)$$

Величина  $a/a_{1m}$  находится из рис. 3 и 4. Она не зависит от  $S$ . На рис. 9 изображена функция  $f(S, \frac{z_2}{z_1})$  для значений  $S = 0,4; 1; 1,5$ . Значения  $\frac{z_2}{z_1}$ , при которых выполняется соотношение (54), определяют минимальную длину шестиполя. Для  $S < 1$  соотношение (54) не может выполняться ни при каких  $z_2/z_1$ , поэтому линзы с  $S < 1$  использовать невыгодно. Эффективный телесный угол будет мал.

Длина конического шестиполя

$$L_1 = z_2 - z_1 = z_1 \left( \frac{z_2}{z_1} - 1 \right) = \frac{r_{m1}}{a} \left( \frac{z_2}{z_1} - 1 \right), \quad (55)$$

при  $S = 1$   $L_1 = 12 \frac{r_{m1}}{a}$ ,

при  $S = 1,5$   $L_1 = 2 \frac{r_{m1}}{a}$ .

Длину цилиндрического шестиполя можно взять с запасом из условия  $\omega L_2 = \pi/2$ :

$$L_2 = \frac{1,57 r_2}{a_0} = 1,57 \frac{r_{m1}}{a_0} \left( \frac{z_2}{z_1} \right). \quad (56)$$

### Пример 1

При  $S = 1$ ,  $a = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $r_{m1} = 0,15$  см получаем

$$L_1 = 90 \text{ см}, \quad L_2 = 153 \text{ см}, \quad L_1 + L_2 = 243 \text{ см}.$$

### Пример 2

При  $S = 1,5$  и тех же остальных параметрах

$$L_1 = 15 \text{ см}, \quad L_2 = 35 \text{ см}, \quad L_1 + L_2 = 50 \text{ см}.$$

Таким образом увеличение магнитного поля в полтора раза приводит к уменьшению длины всего магнита в 5 раз, а телесный угол увеличивается в 1,25 раза.

## 2. Расчет интенсивности

В заключение получим общую формулу для интенсивности атомов на выходе шестипольного магнита. Для малого кольцевого элемента площади абшелера доля атомов, захватываемых шестиполем, равна  $1/4$

$$\frac{1}{4} \left[ \int \int e^{-\frac{m}{2kT}(v_r^2 + v_\theta^2)} dv_r dv_\theta \right] \left[ \int \int e^{-\frac{m}{2kT}(v_r^2 + v_\theta^2)} dv_r dv_\theta \right] =$$

по эллипсу  
скоростей

$$= \frac{m}{4kT} v_r(r_1) v_\theta(r_1) = \frac{m v^2}{4\pi k T} \Omega(r_1). \quad (57)$$

Поток поляризованных атомов на выходе шестиполя равен потоку через абшелер, умноженному на усредненную по площади абшелера долю захватываемых атомов

$$j = N_0 a_0 S_1 \frac{M}{1 + 1/3M^2} \frac{m \bar{\Omega}}{4\pi k T_0} \frac{M^2 a_0^2}{1 + 1/3M^2}. \quad (58)$$

Здесь  $T_0$  - температура атомов,  $N_0$  - их плотность ( $1/\text{см}^3$ ),  
 $a_0$  - скорость звука в области перед соплом ( $\text{см}/\text{сек}$ ),  
 $M$  - число Маха в потоке перед абшелером,  
 $S_1$  - площадь абшелера ( $\text{см}^2$ ).

Подставляя  $a_0^2 = \frac{\gamma k T_0}{m}$ , получим

$$j = N_0 a_0 S_1 \frac{\gamma \bar{\Omega}}{4\pi} \frac{M^3}{(1 + 1/3M^2)^2}; \quad (59)$$

Например, при  $T_0 = 400^\circ\text{K}$ ,  $M = 9$ ,  $\gamma = 1,667$ ,  $S_1 = 0,01 \text{ см}^2$ ,  $\bar{\Omega} = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $j = 1,4 \cdot 10^{16} 1/\text{сек}$ .  
 Получаем результат, практически не отличающийся от оценки, сделанной в работе <sup>1/</sup>.

Автор выражает признательность Л.М.Сороко за ценные указания и Л.В.Корнейчук за проведение вычислений на электронной счетной машине.

### Л и т е р а т у р а

1. Ду Сюе-жень, Ю.А.Плис, Л.М.Сороко, В.М.Сороко. Препринт ОИЯИ, Р-1439, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 мая 1964 г.

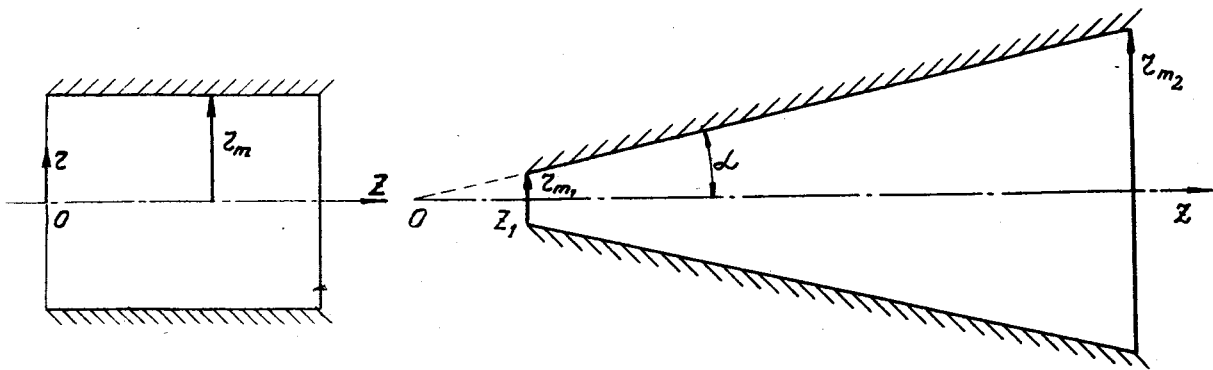


Рис. 1. Схема шестиполя.

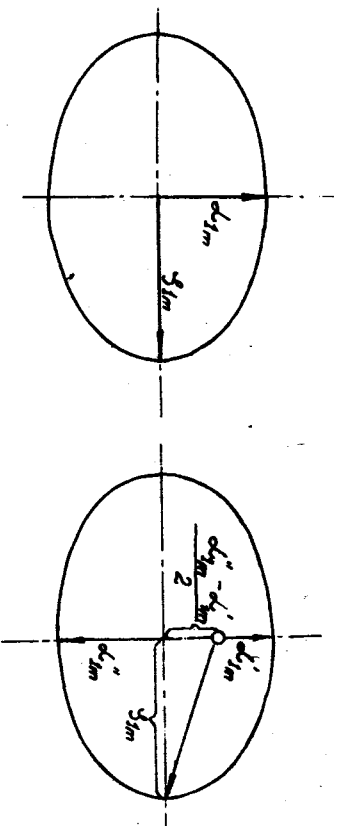


Рис. 2. Эллипс скоростей фокусирующихся атомов.

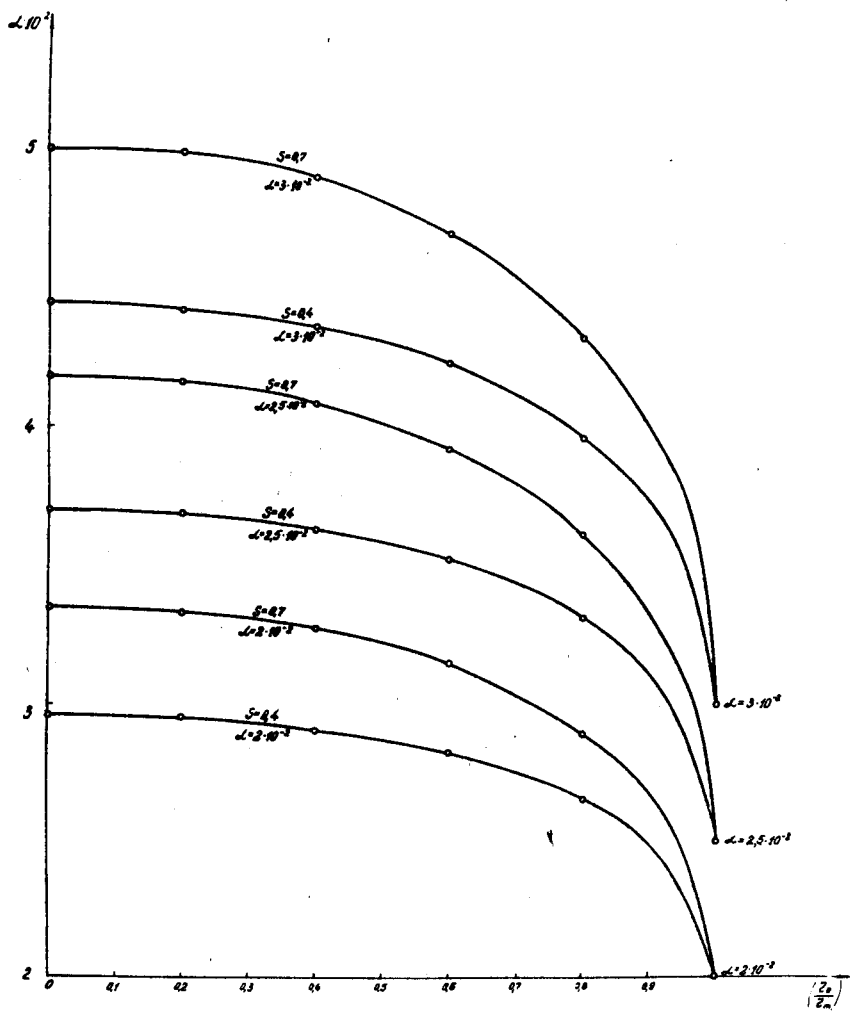


Рис 3.

Рис. 3. Зависимость  $\alpha_{1m} \left( \frac{r_1}{r_{m1}} \right)$  при  $S = 0,4$  и  $S = 0,7$ .

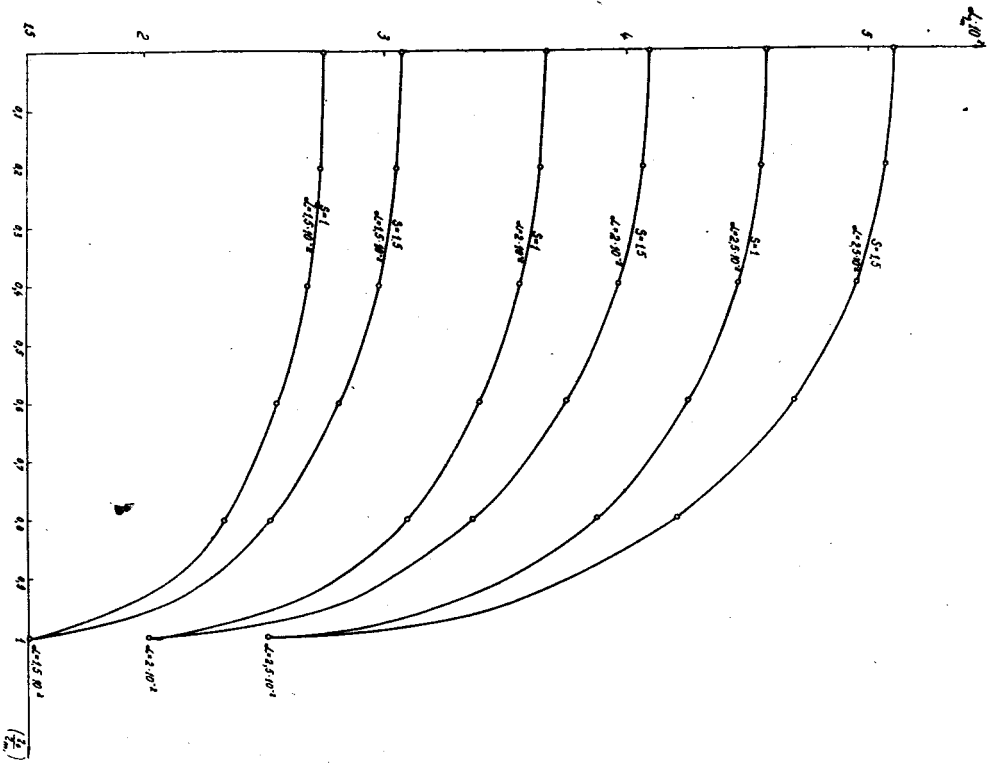


Рис. 4. Зависимость  $\alpha$  от  $\left(\frac{\tau_1}{\tau_m}\right)$  при  $S=1$  и  $S=1,5$ .

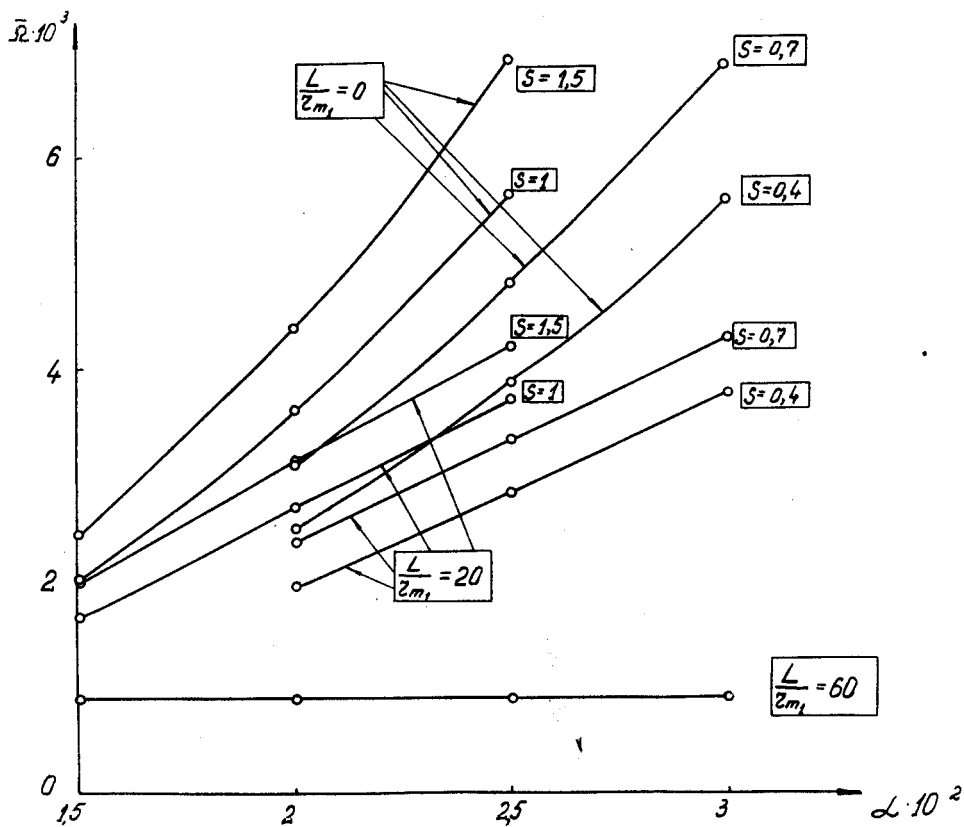


Рис. 5. Зависимость телесного угла  $\bar{\Omega}$  от угла наклона профиля шестигля  $\alpha$  при параметрах  $s$  и  $L/z_{m1}$ .



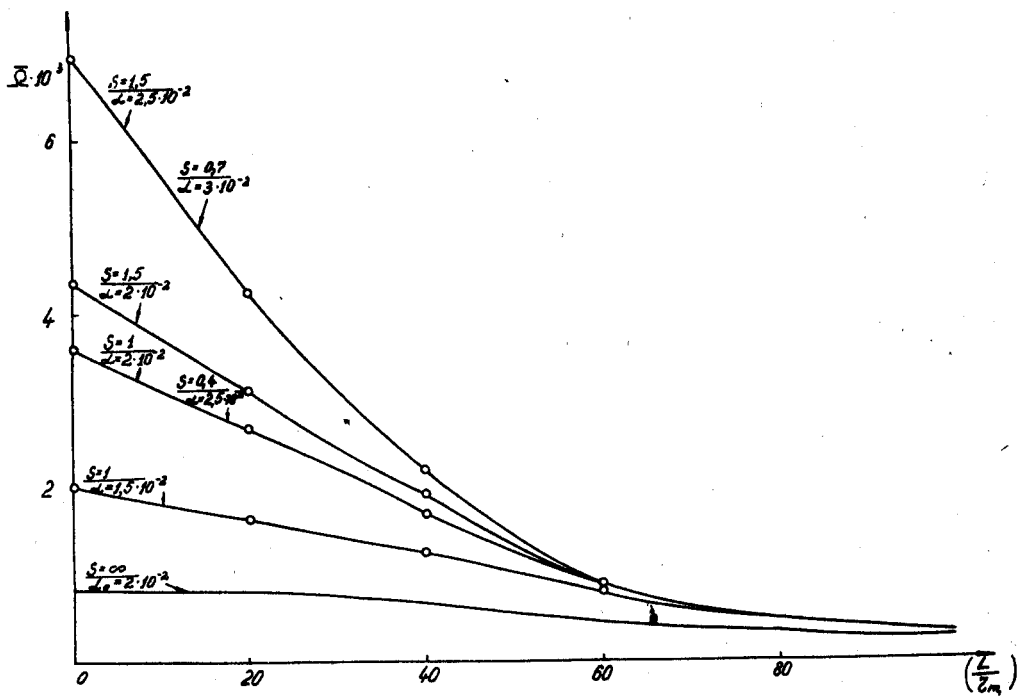


Рис. 6. Зависимость телесного угла  $\bar{\Omega}$  от расстояния между источником и магнитом  $L/l_m$ .

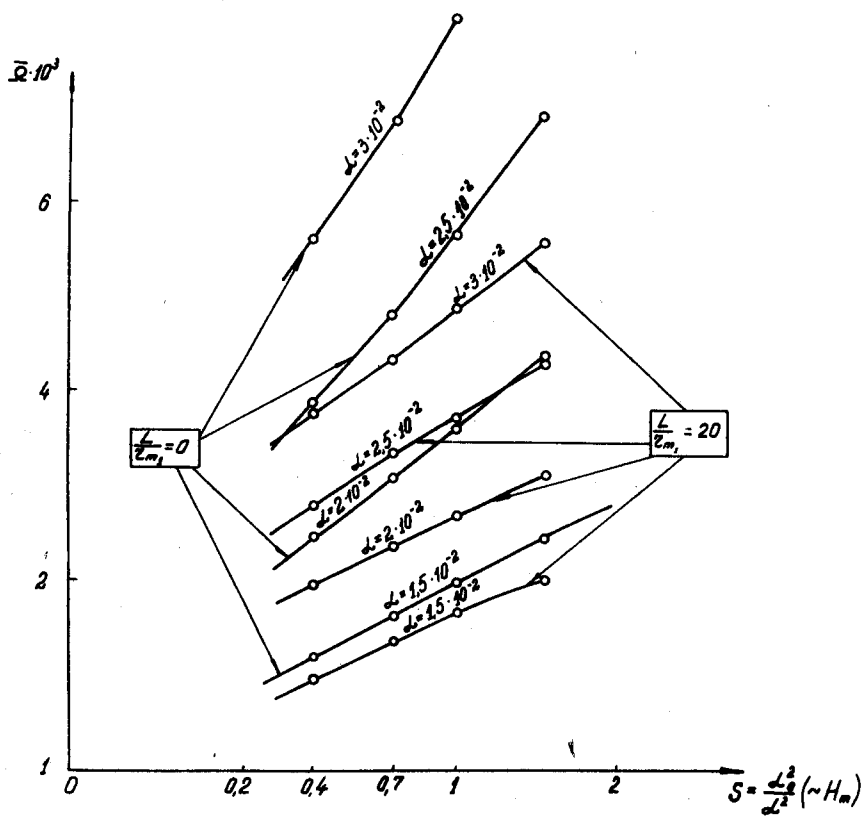


Рис. 7. Зависимость телесного угла  $\bar{\Omega}$  от максимального магнитного поля внутри шестиполя  $H_m$ , пропорционального параметру  $S$ .

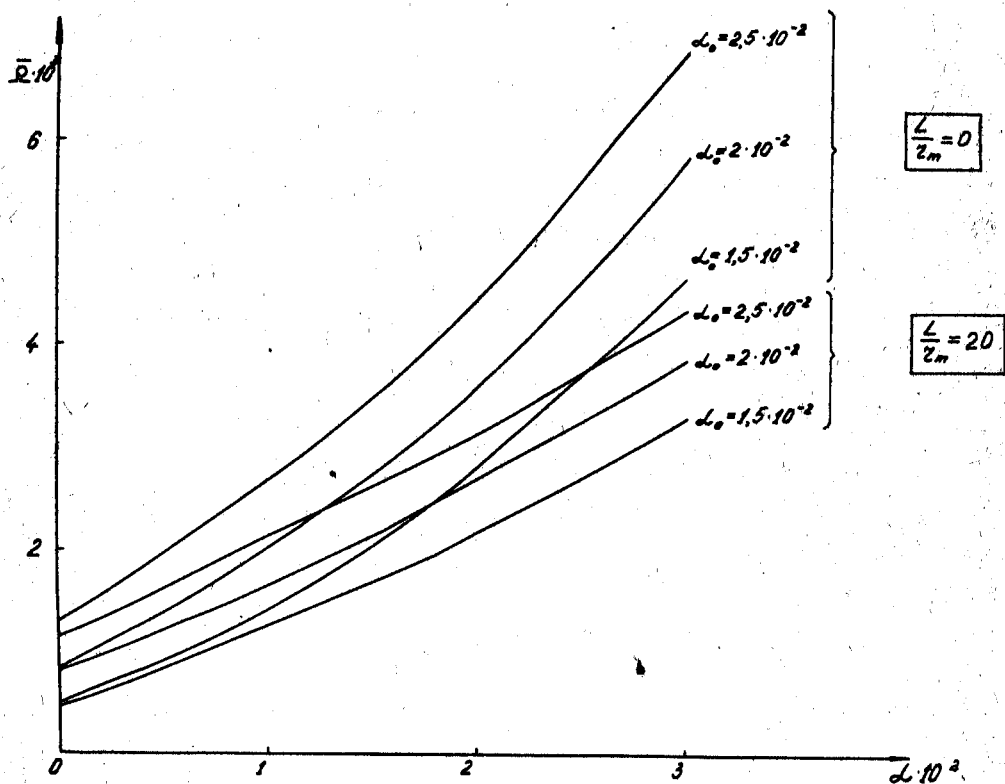


Рис. 8. Зависимость телесного угла  $\bar{\Omega}$  от угла наклона профиля шестиполя  $\alpha$  при параметрах  $a_0$  и  $L/\gamma_{m1}$ .

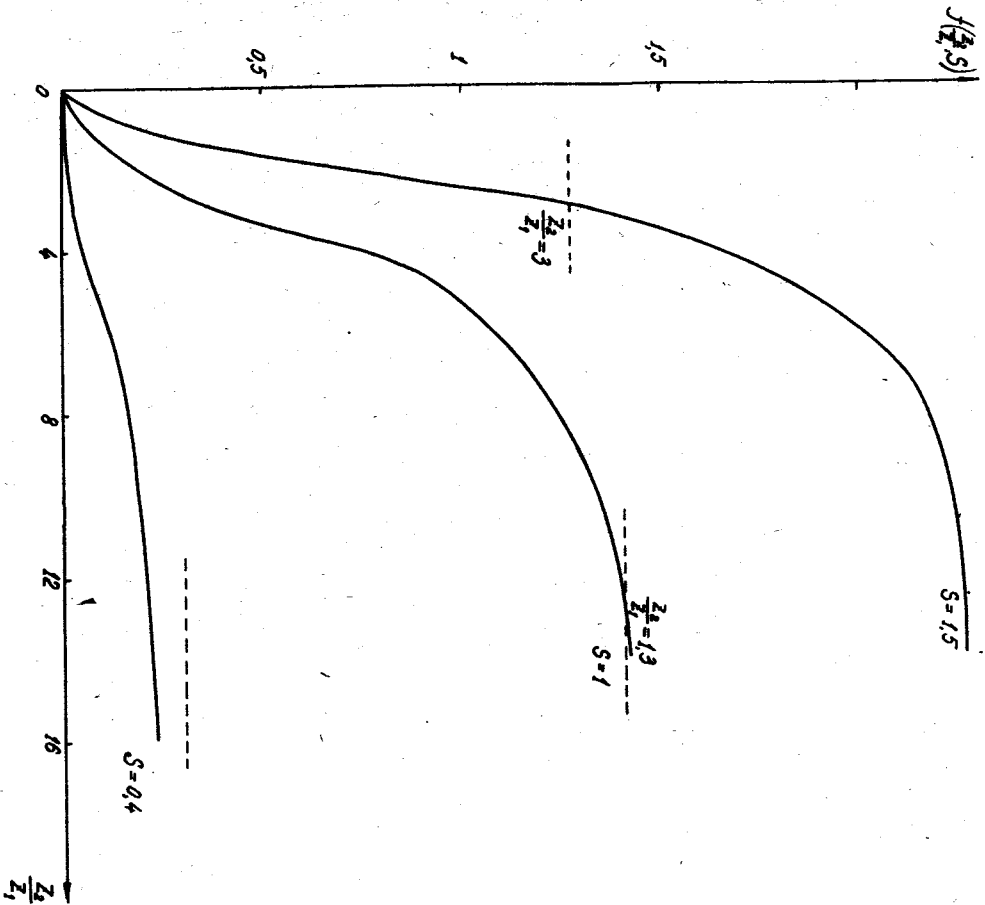


Рис. 9. Графическое решение трансцендентного уравнения для вычисления  
 минимальной длины конического шестиполя.