

С 345и
Г-524

21/51

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1841



А.А. Глазов, Д.Л. Новиков,
Л.М. Онищенко, Т.П. Кочкина

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЦИКЛОТРОНА

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

2762/3 чг.

А.А. Глазов, Д.Л. Новиков,
Л.М. Овощенко, Т.П. Кочкина

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЦИКЛОТРОНА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

На энергетические и геометрические параметры пучка ускоренных ионов в релятивистском циклотроне большое влияние оказывает выбор конфигурации ускоряющего поля в центральной области. Для обеспечения надежной работы системы стабилизации фазы пролета и уменьшения амплитуды свободных радиальных колебаний ионов, от которых, как показывают расчеты, существенно зависит период обращения, необходимо, чтобы при вступлении в процесс изохронного ускорения фазы ионов не выходили из пределов $-15^\circ < \phi < +15^\circ$ относительно максимума ускоряющего напряжения. Это означает, что ионы с фазами, не входящими в заданный угол $\pm 15^\circ$, необходимо убрать на первых оборотах, что, во-первых, разгрузит высокочастотную систему ускорителя от загрузки паразитным пучком, облегчит решение проблемы охлаждения дуантной системы и, во-вторых, существенно уменьшит активацию оборудования ускорителя и снизит в значительной степени фоновое излучение.

На первых оборотах, где отсутствует аксиальная фокусировка магнитным полем, ионы с фазами $\phi = -15^\circ \pm 0^\circ$ попадают в область дефокусирующего электрического поля и практически выбывают из процесса ускорения на первых оборотах, попадая на дуанты. Задачу об аксиальной фокусировке ионов можно решить подобно задаче о радиальной устойчивости в линейном ускорителе путем введения диафрагм на входе в пространство дрейфа (на выходе из ускоряющего промежутка). Однако, как показывают экспериментальные работы ^{/1,2/}, фокусировка пучка по оси Z сопровождается увеличением радиальных размеров пучка ускоряемых ионов, что весьма нежелательно. Чтобы воспрепятствовать потере пучка с нужными фазами в начале движения, было предложено ^{/1/} на первом полуобороте ввести сдвиг фазы ионов на $\approx 20^\circ$ в положительном направлении, тем самым создавая электрическую фокусировку для всего сгустка частиц протяженностью в 30° (0,523 рад.). Обеспечение фокусировки электрическим полем за счет сдвига всего сгустка на 20° по фазе позволит получить без введения дополнительных элементов системы сфокусированный пучок с малыми вертикальными и радиальными размерами.

Кроме того, так как в области "ионный источник - вытягивающий электрод (пулер)" в момент старта ионов с требуемыми фазами напряженность электрического поля максимальна, автоматически обеспечивается наибольшая эффективность выхода ионов из источника ионов. Если же выбирать для ускорения ионы с фазами $0 \leq \phi \leq 30^\circ$ без введения сдвига на первом полуобороте ускорения, то вследствие большой величины угла пролета в ускоряющем промежутке (на первом полуобороте порядка $50 \div 70^\circ$),

набор энергии для иона $\phi = + 30^\circ$ будет недостаточным и ион будет потерян на пулере при первом обороте. Таким образом значительная часть ионов будет либо потеряна, либо вступит в ускорение с неблагоприятными начальными условиями.

Введенный сдвиг фазы должен быть скомпенсирован в момент выхода пучка на радиус $r_{из}$, соответствующий началу изохронного ускорения. Для поля в центре $V_{з0} = 0,7887$ тл и набора энергии за прохождение ускоряющего промежутка $eV_m = 200$ кэв радиус $r_{из} = 35$ см достигается пучком на десятом обороте, где $V_{з} = 0,7917$ тл. Если спадающее поле $V_{з}$ от центра до $r = 35$ см записать как

$$V_z = V'_0 \cdot (1 - hr^2), \quad (1)$$

где $V'_0 = 0,7985$ тл, $V_{з0} = 0,7917$ тл и $h = 8 \cdot 10^{-2} (\text{м}^{-2})$, то компенсация введенного сдвига фазы составит

$$\phi_k = -\phi_B + \phi_p = -(18 + 7) = -25^\circ.$$

Здесь ϕ_B - компенсация фазы спадающим магнитным полем, ϕ_p - компенсация фазы релятивистским эффектом. Следовательно, если учитывать угол пролета первого ускоряющего промежутка, то фазы частиц в момент выхода на радиус изохронного ускорения займут симметричное положение относительно максимума ускоряющего напряжения ($\phi = 0$).

На первом этапе расчет траекторий ионов был выполнен в предположении однородности электрического поля между ионным источником и пулером (координаты x, y на рис. 1) и между филерами дуантов (координаты x', y' на рис. 1). Магнитное поле принималось неизменным по радиусу со значением $B = 0,7890$ тл. Исходные данные геометрии центральной области ускорения приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

1. Апертура дуанта	D	50 мм
2. Расстояние между кромками дуантов	l_D	120 мм
3. Расстояние между филерами	l_ϕ	60 мм
4. Расстояние между пулером и ионным источником	$l_{ип}$	10 + 25 мм
5. Диаметр ионного источника	$\phi_{и}$	10 мм
6. Высота цели ионного источника	$h_{и}$	20 мм
7. Высота щели пулера	$h_{п}$	10 мм
8. Угол наклона передней кромки пулера к осевой линии дуантов	$\alpha_{п}$	$10^\circ - 20^\circ$

Положение центра кривизны траектории ионов в пространстве дрейфа (внутри пулера), расположенного на оси y , и значение радиуса кривизны R определялись по формулам /2/

$$Y = \frac{0.467}{B_0} \sqrt{V_0} \frac{\eta(r, \alpha)}{\sqrt{\chi(r, \alpha)}}$$

$$R = 18.28 \sqrt{w} \quad (2)$$

где

$$\eta = -\sin \alpha + \sin(r + \alpha),$$

$$\chi = -\sin \alpha \sin r + r \sin(r + \alpha),$$

$$w = \frac{0.01275 V_0^2}{B_0^2 \ell^2} \{ [\nu(r, \alpha)]^2 + [\chi(r, \alpha)]^2 \}, \quad (3)$$

$$\nu = -\sin \alpha \cos r + \sin(r + \alpha) + r \cos(r + \alpha).$$

Здесь α — фаза вылета иона из источника по отношению к максимуму ускоряющего напряжения, r — угол пролета между ионным источником и пулером, V_0 — амплитуда ускоряющего напряжения /кв/, B_0 — магнитная индукция в центре /тл/, w — кинетическая энергия ионов /Мэв/.

Траектории ионов при пролете в поле филеров рассчитывались при помощи выражений

$$x' = \sqrt{R^2 - \ell^2} \sin \omega t + \ell \cos \omega t + \frac{E}{2\omega^2} [\omega t \sin(\omega t + \alpha_1) - \sin \omega t \sin \alpha_1] + x_0,$$

$$y' = \sqrt{R^2 - \ell^2} \cos \omega t + \ell \sin \omega t - \frac{E}{2\omega^2} [\omega t \cos(\omega t + \alpha_1) - \sin \omega t \cos \alpha_1] - (4)$$

$$- 2 \frac{E}{2\omega^2} \sin \alpha_1 (1 - \cos \omega t) + y_0,$$

где $2\ell = 10$ см — предполагаемая протяженность электрического поля по x' , α_1 — фаза иона в момент попадания в ускоряющее поле, ω — круговая частота обращения, E — напряженность электрического поля (в/м).

Траектории ионов с фазами $\alpha = -20; 0; +10^\circ$, полученные по уравнениям (2-4), показаны на рис. 1. Из рис. 1 видно, что при выбранной геометрии центра ионы входят в зазор между филерами при фокусирующем электрическом поле.

Детальный анализ движения и выбор окончательной геометрии центральной области ускорения проведен на электронной счетной машине. Рассчитывалось движение ионов на первых десяти оборотах при учете реального распределения магнитного и электрического полей. Магнитное поле задавалось аналитическим выражением, конфигурация электрического поля определялась на электролитической ванне.

В общем случае уравнения движения иона в электромагнитном поле в плоскости xz можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= -\frac{e}{m_0} (1 - \beta^2)^{1/2} \left[A_x \left(1 - \frac{\dot{x}^2}{c^2}\right) - A_y \left(\frac{\dot{x}\dot{y}}{c^2}\right) \right], \\ \ddot{y} &= -\frac{e}{m_0} (1 - \beta^2)^{1/2} \left[A_y \left(1 - \frac{\dot{y}^2}{c^2}\right) - A_x \left(\frac{\dot{x}\dot{y}}{c^2}\right) \right],\end{aligned}\quad (5)$$

где

$$A_x = E_x \cos(\omega_0 t + \alpha) - \dot{y}^1 B_z,$$

$$A_y = E_y \cos(\omega_0 t + \alpha) + \dot{x}^1 B_z,$$

m_0 - масса покоя протона, $\beta = \frac{v}{c}$ - относительная скорость иона, ω_0 - частота ускоряющего поля, $B_x = B_y = E_z = 0$.

В случае изохронного поля $B_{1z} = B_0 [1 - b_1(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)]^{-1/2}$ уравнения (5) запишутся как

$$\ddot{x} = A \left[(1 - b_1 \dot{x}^2) E_x \cos(\tau + \alpha) - b_1 \dot{x} \dot{y} E_y \cos(\tau + \alpha) \right] - \dot{y}, \quad (6)$$

$$\ddot{y} = A \left[(1 - b_1 \dot{y}^2) E_y \cos(\tau + \alpha) - b_1 \dot{x} \dot{y} E_x \cos(\tau + \alpha) \right] + \dot{x},$$

где

$$A = a_1 \sqrt{1 - b_1(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)},$$

$$a_1 = \frac{e}{m_0} \frac{E_0}{\omega_0^2} = 16.78167 \cdot 10^{-2} \text{ м},$$

$$E_0 = 10 \text{ в/м},$$

$$b_1 = \frac{\omega_0^2}{c^2} = 6.35132 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-2},$$

точкой обозначено дифференцирование по $\tau = \omega_0 t$.

При движении в спадающем магнитном поле $B_{2z} = B'_0 [1 - h(x^2 + y^2)]$ уравнения (5) принимают вид:

$$\ddot{x} = A \left\{ (1 - b_1 \dot{x}^2) E_x \cos(\tau + \alpha) - b_1 \dot{x} \dot{y} E_y \cos(\tau + \alpha) - \frac{a_2}{a_1} [1 - h(x^2 + y^2)] \dot{y} \right\}, \quad (7)$$

$$\ddot{y} = A \left\{ (1 - b_1 \dot{y}^2) E_y \cos(\tau + \alpha) - b_1 \dot{x} \dot{y} E_x \cos(\tau + \alpha) + \frac{a_2}{a_1} [1 - h(x^2 + y^2)] \dot{x} \right\},$$

где $B'_0 = 0,7995 \text{ тл}$, $a_2 = 1,0137 \text{ н}$ и $h = 8,10^{-2} \text{ (м}^{-2}\text{)}$. Начальные условия x_0 , y_0 задавались в зависимости от расположения ионного источника относительно центра магнитного поля, а $\dot{x}_0 = \dot{y}_0$ принимались равными нулю.

Распределение электрического поля в центральной области снималось на электролитической ванне. Макет ионного источника, пулера и дуантной системы изготавливался в масштабе 1 : 2, 1 : 1, 2 : 1. Было снято 10 различных конфигураций электрического поля при сохранении постоянными параметров таблицы 1. Угол наклона рабочей кромки пулера к осевой линии дуантов и его форма определились в предварительных расчетах траектории ионов по формулам (2,3). Как выяснилось при расчетах траекто-

рий по формулам (6,7), определяющим для движения иона является поле, сформированное в области конный источник - пулер, при первом прохождении ускоряющего промежутка. Поэтому было тщательно снято распределение поля в этой области для трех типов пулера: 1) открытый пулер (рис. 2,3), 2) пулер с колонной и 3) пулер со стенкой толщиной в 10 мм (рис. 4-5). Распределение электрического поля в случае открытого пулера (1) практически не отличалось от распределения поля в случае пулера с колонной (2), поэтому расчеты траекторий проводились лишь для двух типов пулера.

Расстояние между пулером и ионным источником l ип изменялось в пределах от 10 до 25 мм. Оценка величины тока, который при этом может быть отобран из ионного источника, выполненная по формуле Чайльда-Ленгмюра,

$$I = 0,445 \epsilon_0 S (2e/m_0)^{1/2} \cdot (V_0^{3/2}/l^2) \quad (a) \quad (8)$$

где $S = 20 \times 2 \text{ мм}^2$ - площадь щели ионного источника, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ (ф/м), $V_0 = 100$ кв, показывает, что даже при максимальном $l = 25$ мм ток I должен составлять ≈ 100 ма, в то время как для обеспечения среднего тока 1 ма при тридцатиградусном угле захвата импульс тока из источника должен составлять 6 - 12 ма.

Уравнения (6-7) решались на электронной счетной машине методом Рунге-Кутты с автоматическим выбором шага интегрирования. Значения напряженности электрического поля E_x , E_y определялись методом квадратичной интерполяции. Расчет траекторий ионов на первых десяти оборотах был проведен для шести различных случаев распределения электрического поля в центральной области ускорения. Программа счета предусматривала вывод через каждые $\tau = 30^\circ$ следующих данных: x , y - положения иона с заданной начальной фазой α ; \dot{x} , \dot{y} - его скорости и w - кинетической энергии. Энергия w определялась уравнением $w = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$ 1) при $E_0 = 838,05149$ Мэв, $\omega_0 = 7,55532 \cdot 10^{+7}$ рад/сек, $c = 2,99792 \cdot 10^8$ м/сек.

Из расчетов следовало, что оптимальное расстояние между ионным источником и пулером составляет 17,5-20 мм. Уменьшение расстояния l приводит к чрезмерному фазовому сдвигу на первом полуобороте (рис. 4), увеличение - к большому энергетическому разбросу и увеличению радиальных размеров сгустка ускоряемых ионов.

На рис. 6 показаны траектории ионов с фазами $\alpha = +10^\circ, 0^\circ, -20^\circ$ при электрическом поле E_2 в изокронном магнитном поле B_1 . Для сравнения на рис. 7 показаны траектории при том же распределении электрического поля E_2 , но в сналающем магнитном поле B_2 , обеспечивающем требуемую компенсацию сдвига фазы. По траекториям рис. 6 можно проследить движение центров орбит для каждой фазы. Это движение по характеру напоминает сворачивающуюся спираль с обратным направлением к движению ионов. На десятом обороте, в момент выхода на радиус $r = 35$ см, максимальное расстояние между центрами орбит ионов с фазами

-20° и 10° составляет 6 мм. Движение центров орбит при спадающем поле V_2 происходит по более сложной траектории, расстояние между центрами для тех же фаз на десятом обороте порядка 4 мм. В таблице 2 приводятся сравнительные данные энергетической неоднородности в пучке при поле V_1 и V_2 в зависимости от номера оборота.

Т а б л и ц а 2

№об		1	3	6	9
$\Delta w \%$	V_1	32,5	26,5	23,4	22,3
	V_2	29	18	9,4	5,8

Подбирая тщательно геометрию центральной области и коэффициент спада магнитного поля, можно получить разброс по энергии в пучке на радиусе $r = 35$ см порядка 2 - 3%. На рис. 8 показаны кривые набора энергии ионами с фазами $\alpha = +10^\circ$, 0° и 20° при поле V_1 и V_2 в зависимости от номера оборота. На рис. 9 представлена характеристика изменения шага спирали траектории иона от номера полуоборота. Если изменение шага спирали траектории определять по известной формуле

$$\Delta r = \frac{r e V_m \overline{\cos \alpha}}{(1-n) \beta^2 E} \quad (9)$$

то значение Δr , вычисленное по (9), из-за менее точного учета набора энергии $e V_m \overline{\cos \alpha}$ превышает соответствующее Δr , полученное при решении уравнений (7) на 10 - 15%.

В предварительных расчетах траекторий ионов считалось, что для создания фазового сдвига необходимо сдвинуть ионный источник и пулер относительно осевой линии дуантов на 20-25 мм (см. рис. 1). Однако детальный анализ движения на основе уравнений (6,7) показал, что такой сдвиг не улучшает характеристик пучка, а лишь приводит к дополнительным трудностям при конструировании ионного источника.

Окончательно выбранная геометрия центральной области ускорения и траектории ионов в этой системе показаны на рис. 10. Введенная боковая стенка служит для уменьшения провисания электрического поля в пулер и перехвата ионов с непригодными для ускорения фазами, совершивших первый оборот. На рис. 10 показаны траектории ионов с фазами $\alpha = +30^\circ, 10^\circ, 0^\circ, -20^\circ, -45^\circ$. Ионы с фазами $+30^\circ$ и -45° должны быть выведены из ускорения на первых двух оборотах. Благодаря малому набору энергии на ускоряющем промежутке, ион с фазой $+30^\circ$ терется на пулере при первом его прохождении. Ион с фазой -45° можно убрать либо при втором прохождении пулера, выбирая соответствующую высоту щели ΔZ_1 в его стенке, либо при помощи щелевой

диафрагмы, установленной за источником ионов, на втором полуобороте иона. Энергетические характеристики пучка в зависимости от номера оборота приведены в таблице 3.

На рис. 10 видно, что при движении ионов в поле E_6 V_2 происходит их фазировка. Если в момент старта протяженность сгустка ионов составляла 30° , то к моменту выхода на радиус изохронного ускорения ионы занимают пространство с азимутальной протяженностью 18° . Это, видимо, позволит увеличить угол захвата ионов в момент старта до $40-50^\circ$.

Таким образом, проведенный расчет позволил выбрать требуемую геометрию центральной области. Предлагаемая геометрия центра обеспечивает в момент выхода пучка на радиус изохронного ускорения симметричное расположение крайних фаз относительно максимума ускоряющего напряжения; пучок на радиусе 35 см обладает хорошими геометрическими и энергетическими параметрами. Формирование пучка на первых оборотах облегчает трудности, возникающие при прохождении резонансов, а также упрощает задачу о выводе полного пучка из ускорителя.

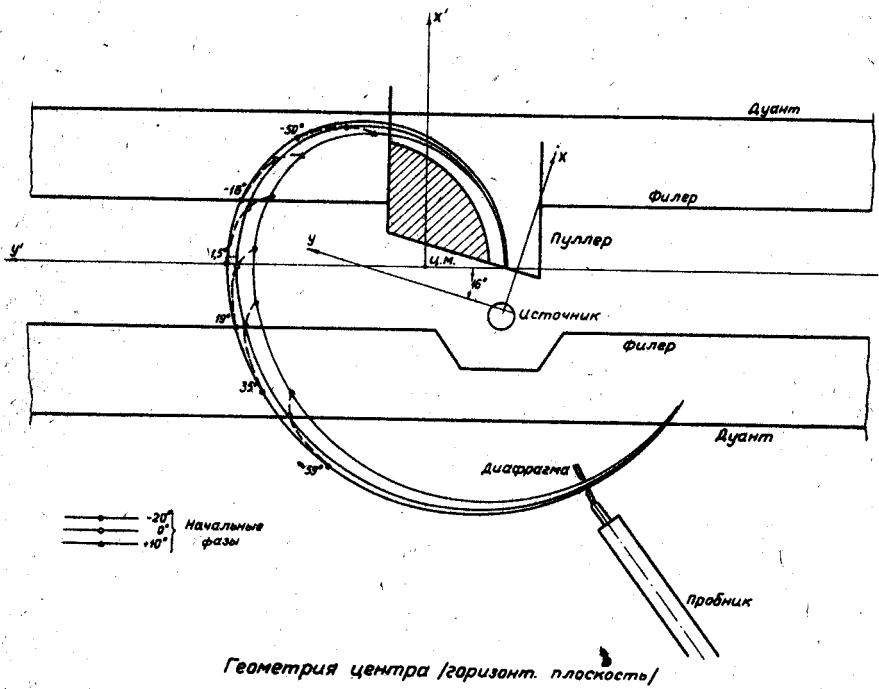
Л и т е р а т у р а

1. W.I.B.Smith. Nucl. Instr., 9, 49 (1960).
2. H.A.Willax, A.A.Garren. Nucl. Instr., 18-19, 347 (1962).
3. В.С. Панасюк. А.Э., 10, 341 (1957).
4. Tinta. Nucl. Instr., 12, 138 (1961).
5. D.A.Lind. Proc. Inform. Conf., Georgia, 1959, p. 76.

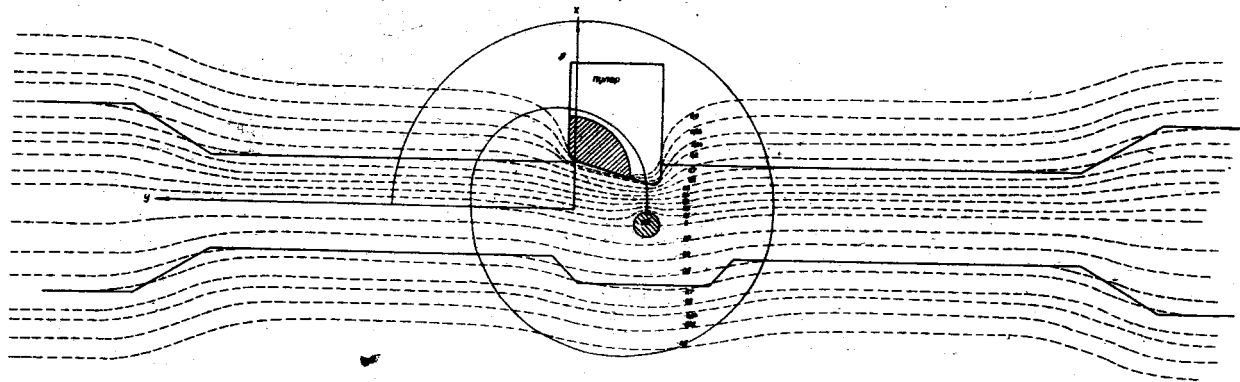
Рукопись поступила в редакционный отдел
14 октября 1964 г.

Таблица 3

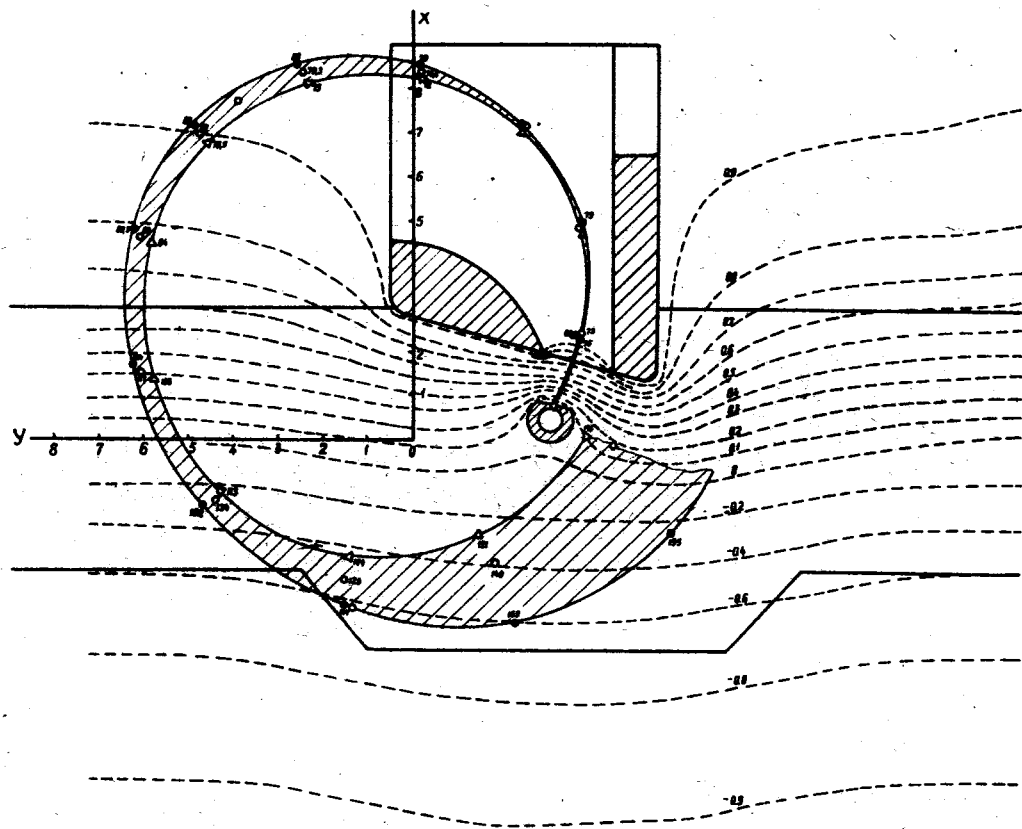
Фаза	$\alpha = +10^{\circ}$			$\alpha = 0^{\circ}$			$\alpha = -20^{\circ}$			$\Delta W\%$
	W кэВ	eV_m кэВ	$2eV_m$ кэВ	W кэВ	eV_m кэВ	$2eV_m$ кэВ	W кэВ	eV_m кэВ	$2eV_m$ кэВ	
I. 3	67,4	67,4		76,5	76,5		86,5	86,5		
2. 9	181,5	114,1		210	133,5		241	154,5		
3. 15	327	145,5	259,6	363	153	286,3	414	173	327,5	23,5
4. 21	496	169		533	170		595	181		
5. 27	663	167	336	708	175	345	779	184	365	16,38
6. 33	841	178		890	182		970	191		
7. 39	1020	179	357	1076	186	368	1170	201	392	14,00
8. 45	1203	183		1262	186		1364	193		
9. 51	1387	184	367	1445	183	369	1561	197	390	12,00
10. 57	1577	190		1636	191		1756	195		
11. 63	1766	189	379	1833	197	388	1950	194	389	10,00
12. 69	1955	189		2022	189		2149	199		
13. 75	2145	190	379	2218	196	385	2349	200	399	9,19
14. 81	2348	203		2410	192		2556	207		
15. 87	2543	195	398	2606	196	388	2747	191	398	7,67
16. 93	2736	193		2812	206		2939	192		
17. 99	2935	199	392	3012	200	406	3153	214	406	7,16
18. 105	3131	196		3201	189		3343	190		
19. 111	3318	187	383	3384	183	372	3486	143	333	4,94
20. 117	3523	205		3575	191		3679	193		4,33



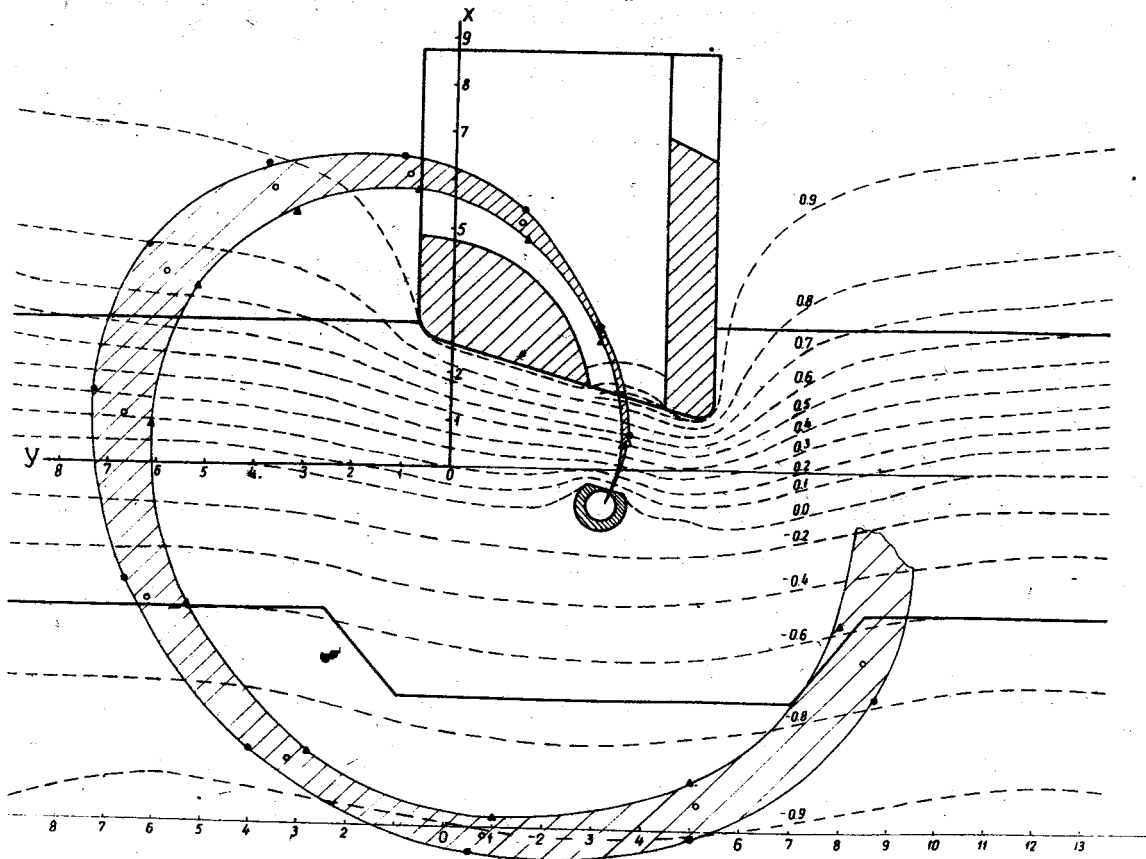
Р и с. 1. Траектории ионов в предположении однородности электрического и магнитного полей.



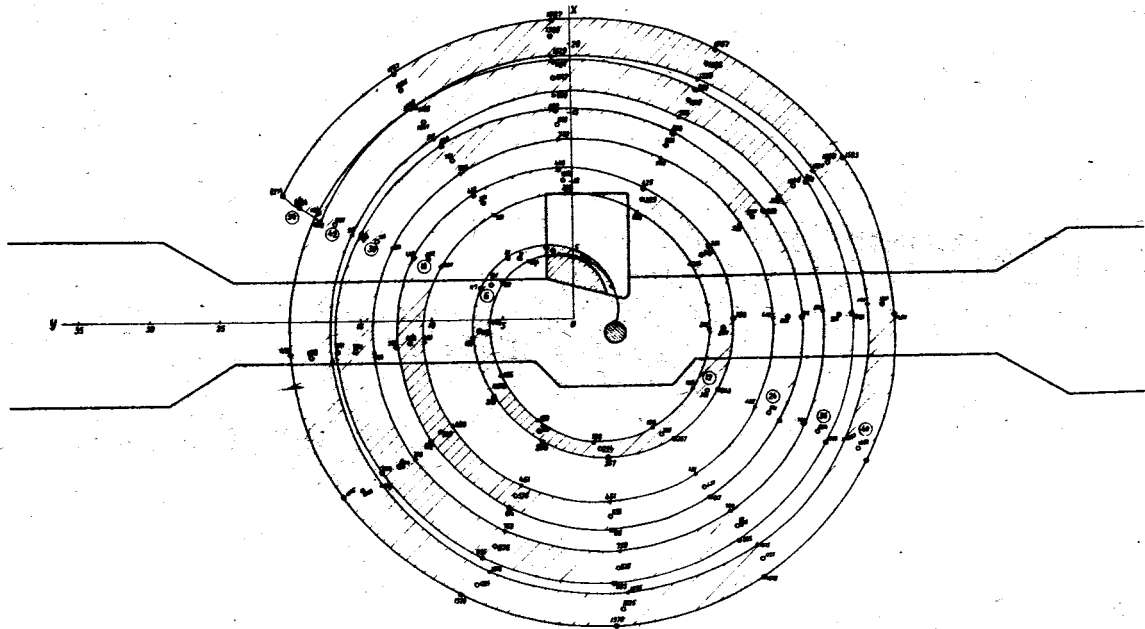
Р и с. 3. Распределение электрического поля E_2 .



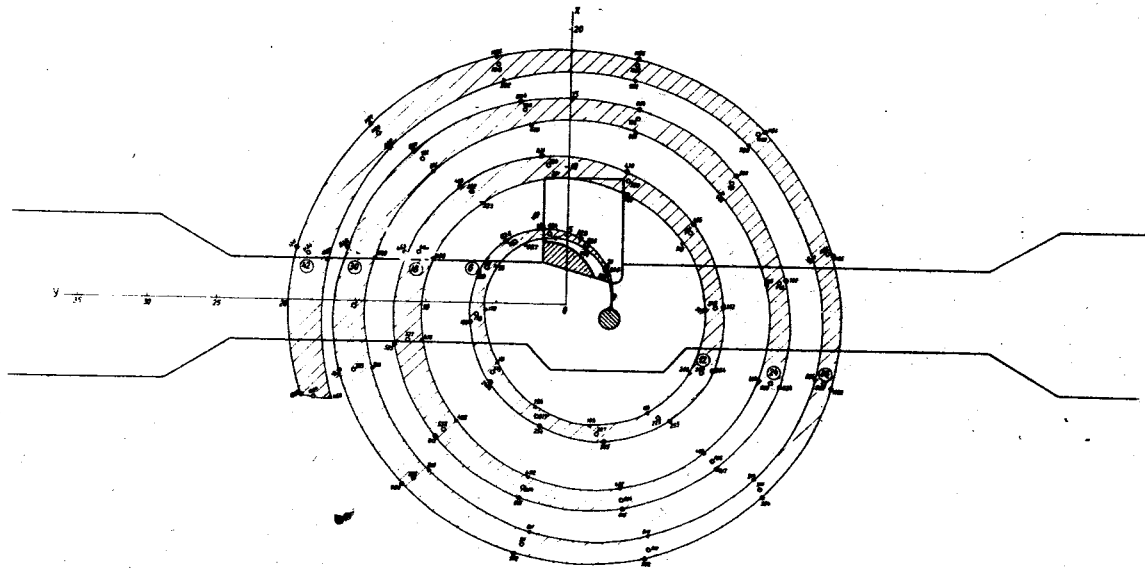
Р и с. 4. Распределение электрического поля E_4 .



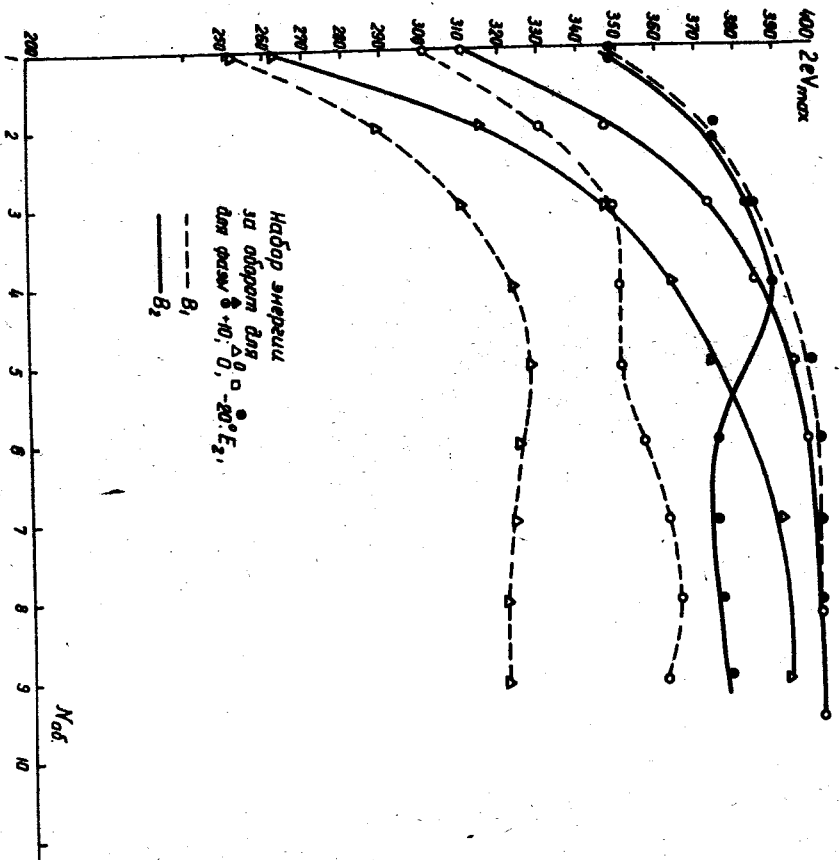
Р и с. 5. Распределение электрического поля E_6 .



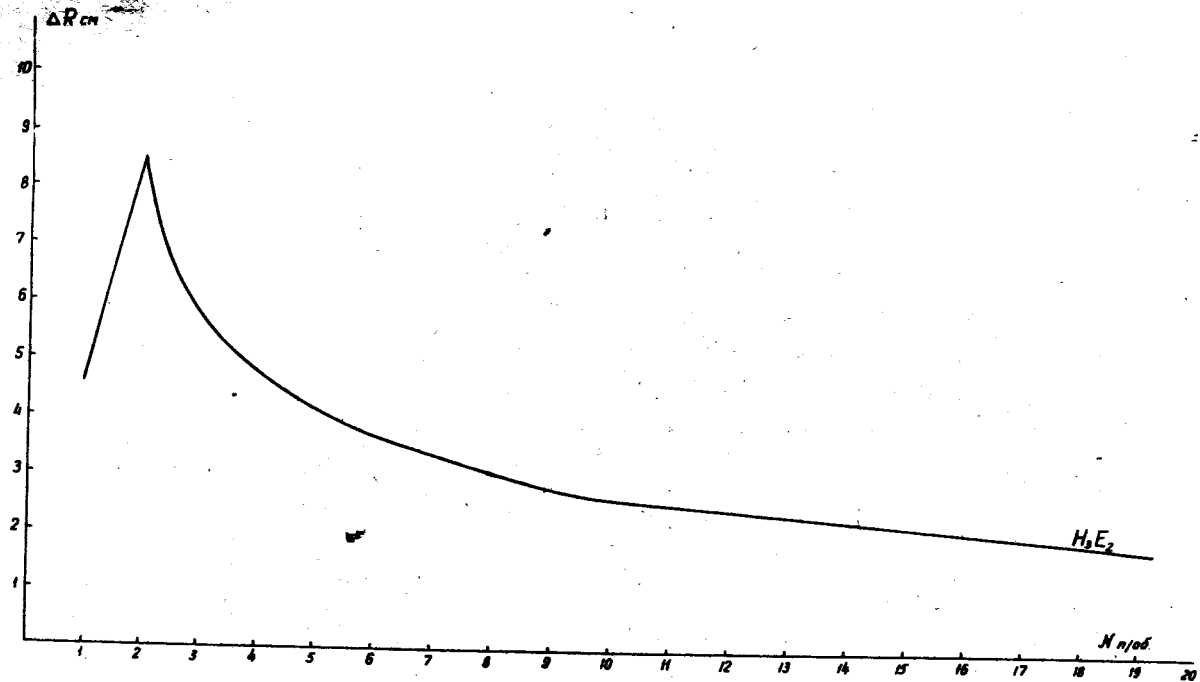
Р и с. 6. Траектории ионов в поле $E_2 V_1$.



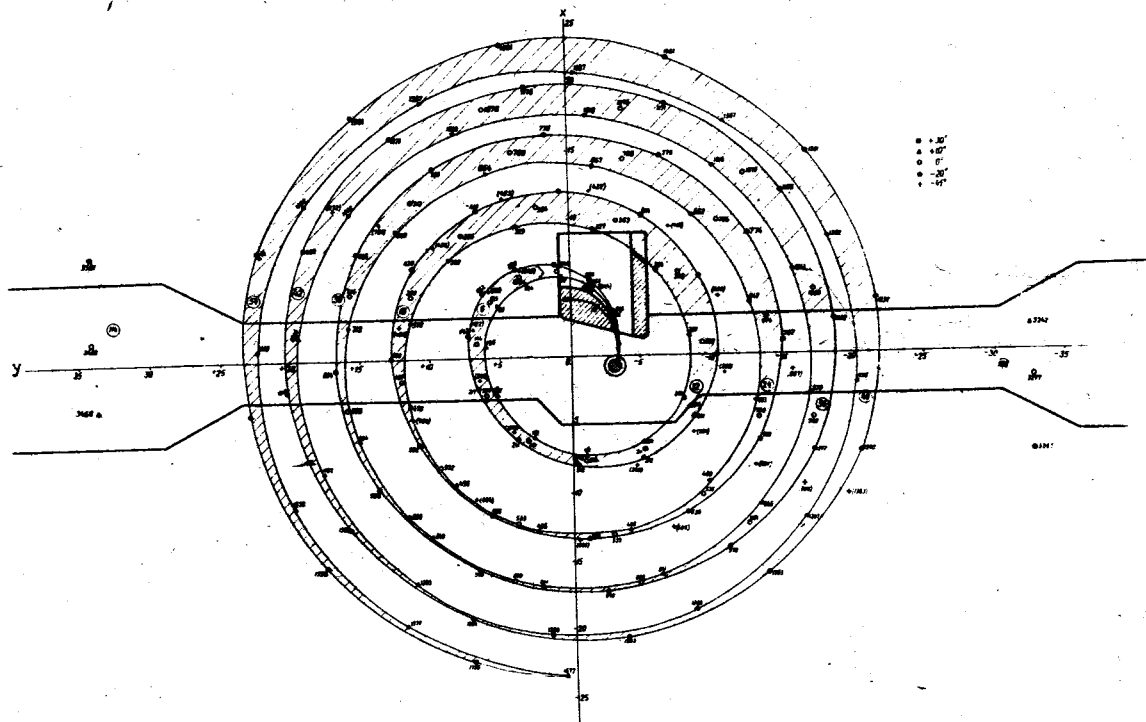
Р и с. 7. Траектории ионов в поле $E_2 B_2$.



Р и с. 8. Набор энергии за оборот для E_2 (B_1, B_2).



Р и с. 9. Изменение шага спирали в зависимости от номера полуоборота.



Р и с. 10. Траектории ионов в поле $E_6 B_2$.