

С 3459  
М-345

ЖТФ, 1967, т. 37, в. 9, с. 1662-1670

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2708



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

И.М. Матора, Л.А. Меркулов, И.И. Шелонцев

РАСЧЕТ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДО 30 МЭВ  
ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ  
В МИКРОТРОНЕ

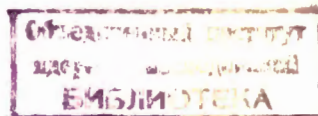
1966

P - 2708

И.М. Матора, Л.А. Меркулов, И.И. Шелонцев

РАСЧЕТ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДО 30 МЭВ  
ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ  
В МИКРОТРОНЕ

Направлено в ЖТФ



42931/2 нр.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
I. В в е д е н и е . . . . .	3
II. Т е о р и я . . . . .	4
III. С х е м а р а с ч е т а . . . . .	8
IV. Р е з у л ь т а т ы р а с ч е т а . . . . .	9
1. П р о в е р к а р е з о н а т о р а с п р я м о у г о л ь н ы м с е ч е н и е м п о л о с т и ( $\kappa = 0,56$ ) . . . . .	9
2. Р е з о н а т о р с к в а д р а т н ы м с е ч е н и е м п о л о с т и ( $\kappa = 0,7$ ) . . . . .	9
3. Р а з м е р ы к а т о д а и п р о л е т н ы х о т в е р с т и й . . . . .	11
4. Д е й с т в и е м и к р о в о л н о в о г о м а г н и т н о г о п о л я н а д р е й ф п е н т р о в к р и в и з н ы о р б и т . . . . .	12
5. К о л е б а н и я ф а з . . . . .	14
Л и т е р а т у р а . . . . .	15

## 1. Введение

Процесс ускорения электронов в микротроне исследован в работах Коломенского<sup>/1/</sup>, Aitken'a и др.<sup>/2/</sup> и в особенности подробно и эффективно — Капицей, Мелехиным и Быковым<sup>/3-8/</sup>. В последних работах были предложены методы введения горячего катода внутрь резонатора простой формы, допускающие точный численный расчет как начального периода, так и ускорения по всем орбитам. Это позволило повысить ток ускоренных электронов на 1-2 порядка, и в настоящее время микротроны обеспечивают импульсные токи электронов на выходе в несколько десятков миллиампер. Упомянутые методы, кроме этого, обусловили ряд других важных преимуществ. В частности, ускорение в так называемом 2-м режиме<sup>/3/</sup> должно происходить при напряженности магнитного поля в микротроне вдвое большей, чем в обычном случае, за счет чего вес электромагнита снижается в несколько раз. Не меньший интерес представляет также возможность регулировки энергии выведенных электронов в широких пределах без ухудшения монохроматичности пучка.

В микротроне Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ<sup>/7/</sup> используется 2-й режим ускорения. Первые работы по ускорению электронов проводились на прямоугольном резонаторе, размер которого вдоль общего диаметра орбит существенно превосходил оба других размера. Экспериментально было найдено, что в нем значительная часть резонансных электронов поглощается на 2-м обороте углом резонатора и выпадает из ускорения.

В связи с этим были выполнены излагаемые ниже расчеты 2-го режима ускорения прямоугольными резонаторами до энергии электронов на выходе 30 Мэв и выбрана оптимальная форма сечения резонатора. На рассчитанных резонаторах получено устойчивое ускорение электронов с током 60 ма в импульсе. Одновременно был выяснен вопрос о влиянии переменного магнитного поля резонатора на вывод электронов; результаты теоретического исследования подтверждены экспериментально.

Численный расчет в предположении однородности постоянного магнитного поля в рабочей области производился по всем 30 орбитам. Это дало возможность уточнить некоторые данные о процессе ускорения, полученные другими авторами.

## И. Т е о р и я

Резонатор с прямоугольной формой сечения полости (рис. 1) помещен в постоянное магнитное поле  $\vec{H}$ , имеющее только одну  $Z$ -компоненту. В резонаторе возбуждается  $E_{101}$  тип колебаний, имеющий следующие компоненты электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} E_Y &= E \cos k_Z Z \cdot \cos k_X X \cdot \cos \omega t, \\ H_X &= -\frac{k_Z}{k} E \sin k_Z Z \cdot \cos k_X X \cdot \sin \omega t, \\ H_Z &= \frac{k_X}{k} E \cos k_Z Z \cdot \sin k_X X \cdot \sin \omega t, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad k_X = \frac{\pi}{X_p}; \quad k_Z = \frac{\pi}{Z_p}; \quad k^2 = k_X^2 + k_Z^2;$$

$X_p$  и  $Z_p$  - размеры сторон резонатора вдоль соответствующих осей координат. Размер резонатора вдоль оси  $OY$  обозначим через  $L$ .

Уравнение движения электрона в электромагнитном поле резонатора запишется в виде:

$$\frac{d}{dt} \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} = -e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}\vec{H}] \right\}, \quad (2)$$

где  $F_X = F_Z = 0; \quad E_Y = E \cos k_X X \cdot \cos \omega t;$

$$H_X = H_Y = 0 \text{ (рассматриваем движение в средней плоскости);}$$

$$H_Z = H + E \frac{k_X}{k} \sin k_X X \cdot \sin \omega t; \quad H = \text{const} < 0; \quad E = \text{const} < 0;$$

Введем безразмерные переменные:

$$\phi = \omega t \quad \text{- фаза;}$$

$$\xi = kL \quad \text{- толщина резонатора;}$$

$$\left. \begin{aligned} x &= kX \\ y &= kY \\ z &= kZ \end{aligned} \right\} \text{- координаты;}$$

$\kappa = \frac{kX}{k}$  - параметр формы резонатора, связанный с его размерами выражением

$$\kappa = \frac{z_p}{\sqrt{x_p^2 + z_p^2}} ;$$

$\epsilon = \frac{E}{H_0}$  - амплитуда напряженности электрического поля в резонаторе<sup>x/</sup>;

$\Omega = \frac{H}{H_0}$  - напряженность магнитного поля;

$H_0 = \frac{m_0 \omega c}{e}$  - напряженность "циклоotronного поля".

Тогда уравнение движения электрона в проекциях на оси  $ox$  и  $oy$  примет вид

$$\begin{cases} \frac{d}{d\phi} (yx') = y' [\Omega + \kappa \cdot \epsilon \cdot \sin \kappa x \cdot \sin \phi] ; \\ \frac{d}{d\phi} (yy') = \epsilon \cdot \cos \kappa x \cdot \cos \phi - x' [\Omega + \kappa \cdot \epsilon \cdot \sin \kappa x \cdot \sin \phi] ; \\ y = \frac{1}{\sqrt{1 - x'^2 - y'^2}} , (f' = \frac{df}{d\phi}) \end{cases} \quad (3)$$

при следующих начальных условиях:

$\phi = \phi_0$  - фаза вылета электрона из катода,

$$\left. \begin{array}{l} x = x_0 \\ y = 0 \\ z = 0 \end{array} \right\} - \text{координаты катода,} \quad (4)$$

$$\left. \begin{array}{l} x'_0 = 0 \\ y'_0 = 0 \\ z'_0 = 0 \end{array} \right\} - \text{начальные скорости электрона.} \quad (5)$$

Отметим следующую особенность системы (3). Предположим, что члены в правой части уравнений, соответствующие микроволновому магнитному полю, отсутствуют. Тогда первое уравнение (3), которое для удобства запишем в виде

$$\frac{d}{dt} \left( y \frac{dX}{dt} \right) = \frac{eH}{m_0 c} \frac{dY}{dt} , \quad (6)$$

имеет первый интеграл

<sup>x/</sup> В работе<sup>/4/</sup> вместо этого параметра взято отношение  $\frac{E}{H}$ , что, по нашему мнению, усложняет интерпретацию результатов.

$$Y - y \frac{m_0 c}{eH} \frac{dX}{dt} = \text{const}, \quad (7)$$

причем, ввиду условий (4) и (5), для всех электронов константа в правой части (7) равна нулю. Легко видеть, что этот же самый интеграл (7) при неизменном значении константы остается справедливым при выходе электрона из резонатора и дальнейшем движении в однородном магнитном поле. Так же, как и в нерелятивистском случае<sup>/8/</sup>, левая часть (7) имеет геометрический смысл расстояния  $\bar{Y}$  от центра кривизны траектории электрона до оси  $OX$ , на которой при отсутствии микроволнового магнитного поля,  $H = \text{const}$ ,  $\vec{E} \parallel OY$ , и справедливости (4) и (5) всегда лежали бы центры кривизны всех орбит.

В действительности магнитное с.в.ч. поле в резонаторе есть. Поэтому в микротроне ускорение сопровождается небольшим смещением центров кривизны траекторий от оси  $OX$ , что было замечено еще в<sup>/4/</sup>. Смещение невелико, однако при большом числе орбит, как мы увидим ниже, возникает существенный разброс расстояний центров кривизны выходных траекторий от оси  $OX$ , который приводит к заметной угловой расходимости выведенного пучка.

То, что последний эффект вызван лишь магнитным, а не электрическим с.в.ч. полем, можно использовать для полной ликвидации этого нежелательного явления или сведения его к минимуму с помощью реализации такого режима ускорения, когда орбиты внутри резонатора проходили бы в ближайшей окрестности его оси симметрии.

Вне резонатора электроны движутся по окружности в постоянном магнитном поле. Для первого оборота ( $N = 1$ ) имеем:

$$\phi_{\text{ВХ}_2} = \phi_{\text{ВХ}_1} + \frac{Y_{\text{ВХ}_1}}{\Omega} (\pi + 2 \arcsin \frac{x'_{\text{ВХ}_1}}{\beta_{\text{ВХ}_1}});$$

$$x_{\text{ВХ}_2} = 2\bar{x}_1 - x_{\text{ВХ}_1}; \quad y_{\text{ВХ}_2} = 0; \quad x'_{\text{ВХ}_2} = x'_{\text{ВХ}_1}; \quad (8)$$

$$y'_{\text{ВХ}_2} = -y'_{\text{ВХ}_1}; \quad y_{\text{ВХ}_2} = y_{\text{ВХ}_1}; \quad \bar{x}_1 = x_{\text{ВХ}_1} + \frac{y'_{\text{ВХ}_1} \cdot y_{\text{ВХ}_1}}{\Omega};$$

$$\bar{y}_1 = -\frac{x'_{\text{ВХ}_1} \cdot y_{\text{ВХ}_1}}{\Omega}; \quad \rho_1 = \frac{\beta_{\text{ВХ}_1} \cdot y_{\text{ВХ}_1}}{\Omega}.$$

где  $\beta = +\sqrt{x'^2 + y'^2}$

$$\text{и} \quad x_{\text{ВХ}_N}, \quad x_{\text{ВХ}_{N+1}}; \quad x'_{\text{ВХ}_N}, \quad x'_{\text{ВХ}_{N+1}}; \quad y'_{\text{ВХ}_N}, \quad y'_{\text{ВХ}_{N+1}};$$

$\phi_{\text{ВЫХ}_N}$   $\phi_{\text{ВХ}_{N+1}}$ ;  $\rho_N$  — координаты, компоненты скоростей, фазы и радиус кривизны траекторий на выходе электрона из резонатора и входе в него для  $N$ -го оборота.

$\gamma_{\text{ВЫХ}_N} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{ВЫХ}_N}^2}}$  — энергия электрона,

$\bar{x}_N, \bar{y}_N$  — координаты центра кривизны траектории электрона в постоянном магнитном поле.

Величины  $\phi_{\text{ВХ}_2}$ ;  $x_{\text{ВХ}_2}$ ,  $y_{\text{ВХ}_2}$ ;  $x'_{\text{ВХ}_2}$ ,  $y'_{\text{ВХ}_2}$  и  $\gamma_{\text{ВХ}_2}$  являются начальными условиями для внутррезонаторного участка траектории, который рассчитывается на электронно-вычислительной машине. На выходе из резонатора машина выдает нам величины

$\phi_{\text{ВЫХ}_2}$ ;  $x_{\text{ВЫХ}_2}$ ,  $y_{\text{ВЫХ}_2}$ ;  $x'_{\text{ВЫХ}_2}$ ,  $y'_{\text{ВЫХ}_2}$  и  $\gamma_{\text{ВЫХ}_2}$ ,

с помощью которых по заданным уравнениям движения вне резонатора можно определить начальные условия для следующего оборота.

Уравнения движения электрона вне резонатора для любого оборота ( $N \geq 2$ ) принимают следующий вид:

$$\phi_{\text{ВХ}_N} = \phi_{\text{ВЫХ}_{N-1}} + \frac{\gamma_{\text{ВЫХ}_{N-1}}}{\Omega} [2\pi - \arcsin \frac{x'_{\text{ВЫХ}_{N-1}}}{\beta_{\text{ВЫХ}_{N-1}}} + \arcsin \frac{x'_{\text{ВХ}_N}}{\beta_{\text{ВЫХ}_{N-1}}}] ;$$

$$x_{\text{ВХ}_N} = \bar{x}_{N-1} - \frac{\gamma_{\text{ВЫХ}_{N-1}} \cdot y'_{\text{ВХ}_N}}{\Omega} ; y_{\text{ВХ}_N} = 0 ; \beta_{\text{ВХ}_N} = \beta_{\text{ВЫХ}_{N-1}} ;$$

$$y_{\text{ВХ}_N} = \gamma_{\text{ВЫХ}_{N-1}} ; x'_{\text{ВХ}_N} = x'_{\text{ВЫХ}_{N-1}} - \frac{\ell \Omega}{\gamma_{\text{ВЫХ}_{N-1}}} ; \quad (8)$$

$$y'_{\text{ВХ}_N} = \sqrt{\beta_{\text{ВЫХ}_{N-1}}^2 - x_{\text{ВХ}_N}^2} ; \bar{x}_N = x_{\text{ВЫХ}_N} + \frac{\gamma_{\text{ВЫХ}_N} \cdot y_{\text{ВЫХ}_N}}{\Omega} ;$$

$\bar{y}_N = \ell - \frac{x'_{\text{ВХ}_N} \cdot \gamma_{\text{ВЫХ}_N}}{\Omega}$  (что является записью левой части (7) в безразмерных единицах для значения  $y = \ell$ ).

$$\Delta x_2 = 2\bar{x}_2 - x_{\text{ВЫХ}_2} - \frac{\pi}{2\kappa} ; \rho_N = \frac{\beta_{\text{ВЫХ}_N} \cdot \gamma_{\text{ВЫХ}_N}}{\Omega} , \quad \text{где}$$

$\Delta x_2$  — расстояние вдоль координаты  $X$  от ближайшей траектории до верхнего угла полости резонатора.

Уравнения движения электрона как внутри, так и вне резонатора были циклически



запрограммированы в одну единую задачу с выдачей необходимых данных в представляющих интерес точках каждой орбиты.

### III. Схема расчета

Траектория электрона прослеживалась, начиная с вылета из точки с координатами  $(\phi_0; x_0; y_0; x'_0; y'_0)$  до 31 орбиты. В области резонатора его движение подчиняется системе дифференциальных уравнений (3), а вне резонатора системе уравнений (8) и (9).

Дифференциальные уравнения решались методом Рунге-Кутты с постоянным шагом  $h$ . При применении переменного шага (интегрирование с заданной точностью) трудность заключалась в том, что переменная интегрирования  $\phi$  увеличивалась так быстро, что решение на последнем шаге выходило далеко из области резонатора ( $y \gg \ell$ ). Для контроля точности в зависимости от  $h$  просчитывались характерные случаи с шагом  $h$  и  $h/2$  и сравнивалась энергия на 31-м обороте.  $h$  выбиралась таким образом, чтобы эти энергии практически не различались при приемлемом времени счета.

Прекращение интегрирования (выход из резонатора) происходит при величинах  $y = 0$  и  $y = \ell$ . В то же время  $\phi^*$ , для которого  $y(\phi^*) = \ell$ , неизвестно. Для нахождения  $\phi^*$  применялась интерполяция (рис. 2). А именно: после каждого шага интегрирования запоминалось  $y_{i-2}(\phi_{i-2}); y_{i-1}(\phi_{i-1}); y_i(\phi_i)$ .

Как только  $y_i(\phi_i) > \ell$ , шаг интегрирования получался новый с помощью квадратичной интерполяции так, чтобы  $y_{i+1}(\phi_{i+1}) = \ell$ . Достаточно было  $3 \div 4$  шагов с соответствующими интерполяциями, чтобы  $|y(\phi^*) - \ell| < \eta$ , где  $\eta = 10^{-6} \div 10^{-7}$ . Эта  $\eta$  была выбрана экспериментально так, чтобы энергия на 31 орбите не изменялась с изменением  $\eta$ .

После каждой орбиты вычислялась энергия. Если энергия на  $N$ -ой орбите была меньше или равна энергии  $(N-1)$ -ой орбиты, то расчет прерывался и рассматривался электрон с другими начальными данными.

Применялись два варианта программы. Первая из них сопровождалась выдачей всей информации по всем орбитам, но другой программе для уменьшения печати выдавалась информация к первой, второй и последней орбите.

#### IV. Результаты расчета

##### 1. Проверка резонатора с прямоугольным сечением полости ( $\kappa = 0,56$ )

Для проверки эффективности резонатора с прямоугольным сечением полости ( $\kappa = 0,56$ ) рассчитывались траектории только тех электронов, которые ускоряются до 30 оборота. Для предполагаемой амплитуды  $\epsilon = 1,67$  и для имеющегося положения катода ( $x_0 = 0,2$ ) была найдена фазовая область захвата электронов в режим ускорения (рис. 3). Результаты расчета траекторий резонансных электронов были в полном согласии с экспериментом, из которого неизменно вытекало, что для имеющихся геометрических условий основная масса резонансных электронов с трудом обходит верхний угол резонатора на втором обороте. Насколько далеко от этого опасного угла проходят резонансные траектории, нам показывает введенный выше параметр  $\Delta x_2$  (8). Из рис. 4 видно, что к увеличению  $\Delta x_2$  может приводить увеличение  $\epsilon$ ;  $\Omega$ ;  $x_0$  и  $\kappa$ . Однако  $\epsilon$  и  $\Omega$  жестко фиксированы, так как энергия на выходе ускорителя фиксирована, а величину  $x_0$  тоже нельзя заметно увеличить, так как имеющееся положение катода ( $0,1 \leq x_0 \leq 0,3$ ) оптимально с точки зрения захвата в резонансное ускорение электронов с наибольшим интервалом начальных фаз (рис. 5). Поэтому увеличение величины  $\kappa$  было сочтено наиболее целесообразным.

##### 2. Резонатор с квадратным сечением полости ( $\kappa = 0,7$ ).

При фиксированных расстоянии между крашками  $l = 1,26$  и положении катода  $x_0 = 0,2$  и различных амплитудах напряженностей  $\epsilon$  электрического поля в резонаторе на плоскости ( $\Omega, \phi_0$ ) был получен ряд областей (рис. 6), в которых заключены параметры резонансно ускоряемых до 31 орбиты электронов. Приведенные данные позволяют определить для каждого реального случая ускорения (фиксированный набор параметров  $\epsilon$  и  $\Omega$ ) резонансный интервал фаз  $\Delta \phi_0$  выхода электронов из катода. Величина  $\Delta \phi_0$  с хорошей точностью пропорциональна интенсивности ускоренных до 31 орбиты электронов. Ширина  $\Delta \phi_0$  слабо зависит от  $\Omega$ , и мы видим, что подбором  $\epsilon$  можно обеспечить регулирование энергии электронов на выходе в пределах  $\approx 30\%$ . Максимальный резонансный интервал  $\Delta \phi_0$  составляет  $\approx 0,15$  радиан, причем точно такая же его величина была и для прямоугольного резонатора с  $\kappa = 0,56$ .

По данным расчета ускорения до 31 орбиты оказалось возможным учесть фазовые потери электронов на промежуточных орбитах. На рис. 7 дан соответствующий график. Каждая из кривых графика отсекает для фиксированного номера  $N$  орбиты отрезки начальных фаз электронов, ускоряемых до этой орбиты при заданном значении  $\Omega$  (и, разумеется, подходящем значении  $\epsilon$ ). Оказывается, ток в ускоренном пучке на 30

орбите в наших условиях при отсутствии потерь, не связанных с движением фаз, должен быть вдвое меньше тока на первых орбитах. После 12+15-й орбиты фазовые потери пренебрежимо малы. Бахрома на кривых и их раздвоенность не являются следствием неточности расчета. Главным образом для проверки правильности вида кривых на рис. 7, а также и для проверки всех других результатов при некоторых наборах параметров  $\Omega$ ,  $\epsilon$  и  $\phi_0$ , мы повторили расчет, уменьшив шаг  $h$  в 40 раз. Соответствующее изменение расчетных данных для 30-й орбиты в худшем случае не превысило 0,001%. Поправка к  $\Delta\phi_0$  не превышала 3% в самых неблагоприятных случаях. Была произведена также проверка точности счета с помощью интеграла (7). Для этого в расчетной схеме полагалась равной нулю переменная часть магнитного поля в резонаторе. Оказалось, что для всех орбит, на которых при этом имеется ускорение, расчетные центры кривизны всех траекторий с хорошей точностью лежат на оси ОХ. Это служит независимой проверкой правильности расчетной схемы и точности счета.

Быковым /8/ экспериментально в 1-м режиме ускорения наблюдалось пространственное раздвоение плотности электронов в ускоряемых сгустках. Возможно, что это явление является следствием возникающего иногда раздвоения резонансного интервала фаз выхода электронов из катода  $\Delta\phi_0$ , аналогичного изображенному на рис. 7 (при  $\Omega_3$  и  $\Omega_4$ ). Объяснение этого явления как следствия непостоянства равновесной фазы в течение импульса ускорения, данное в /8/, представляется менее убедительным.

Часто с целью избежать численных расчетов ускорения на большом числе орбит пользуются в качестве приближенного критерия захвата в резонансное ускорение эллипсом на фазовой плоскости ( $\phi_{\text{ср}}, \Delta y$ ), где величины  $\phi_{\text{ср}}$  и  $\Delta y$  вычисляются для 2-го оборота по формулам:

$$\phi_{\text{ср}} = \frac{\phi_{\text{вх}} + \phi_{\text{вых}}}{2} - N(N-1)\pi; \quad \Delta y = \frac{y_{\text{вых}}}{\Omega} - N; \quad (10)$$

$$N = 2.$$

На рис. 8 показано, как трансформируются резонансные области плоскости ( $\Omega, \phi_0$ ) (рис. 8) в соответствующие области на плоскости ( $\phi_{\text{ср}}, \Delta y$ ). На этом же рисунке пунктиром нанесен упомянутый выше критический эллипс. Мы видим, что на плоскости ( $\phi_{\text{ср}}, \Delta y$ ) ( $N = 2$ ) существуют точки вне критического эллипса, соответствующие резонансному ускорению до 31 орбиты. Результаты расчетов показывают также, что есть внутри эллипса и такие точки, которые не соответствуют резонансному ускорению. Таким образом, нахождение значений  $\phi_{\text{ср}}$  и  $\Delta y$  для 2-го оборота внутри эллипса не является ни необходимым, ни достаточным условием резонансного ускорения. Поэтому этим критерием мы не пользовались.

### 3. Размеры катода и пролетных отверстий.

Следует отметить весьма благоприятное свойство 2-го режима ускорения в микротроне, состоящее в том, что веер всех траекторий электронов, эмиттированных заданной точкой  $x_0$  катода при всевозможных фазах  $-\frac{\pi}{2} < \phi_0 < \frac{\pi}{2}$ , ориентирован так, что каждая траектория в конце первого полуоборота проходит в стороне от основных пролетных отверстий в резонаторе. На рис. 9 показан почти весь веер траекторий на первом полуобороте, рассчитанный для случая  $\kappa = 0,56$  (для  $\kappa = 0,7$  веер качественно не меняется). Здесь отчетливо видна однозначная, если не считать незначительного интервала начальных фаз  $-\frac{\pi}{2} < \phi_0 < -1,4$ , связь между начальной фазой  $\phi_0$  и координатой  $x$  входа траектории в стенку резонатора. Последнее обстоятельство дает возможность так подобрать радиальный (вдоль ОХ) размер и положение вспомогательного выходного окна в катодной крышке, чтобы пропустить для дальнейшего ускорения лишь электроны, начальные фазы которых лежат в резонансном интервале. Тем самым все остальные электроны уже после первого полуоборота выпадают из процесса ускорения и больше не загружают резонатор.

В этом смысле идеальным был бы бесконечно узкий по радиальному направлению катод, ибо тут можно было бы после первого полуоборота оставить для ускорения только резонансные электроны. Практически это неосуществимо, т.к. с катода необходимо снимать ток эмиссии в несколько ампер и приходится брать площадь его торца в несколько мм<sup>2</sup>.

Теперь рассмотрим вопрос о максимальном радиальном размере катода. На рис. 10 приведены результаты расчета резонансных областей на плоскости  $(x_0, \phi_0)$  для различных сочетаний параметров  $\epsilon$  и  $\Omega$ . Размеры всех областей вдоль оси ОХ в каждом реализуемом случае ускорения (фиксированных  $\epsilon$  и  $\Omega$ ) составляют около 4 мм ( $\approx 0,25$  безразмерных единиц). Однако даже если не заботиться о предельном снижении загрузки резонатора полурезонансными электронами, максимальный радиальный размер катода следует брать не более 2-3 мм, т.к. на краях резонансных областей (рис. 10) имеется существенное снижение эффективности захвата в ускорение.

Ускорение электронов, сопровождавшееся импульсным током выведенных электронов 80 ма, было получено на катоде из LaB<sub>6</sub> с диаметром круглого торца 2,5 мм. Центр торца был расположен на расстоянии 3 мм справа от оси симметрии резонатора (рис. 1).

Радиальный размер вспомогательного окна в катодной крышке резонатора мы выбрали равным сумме радиальной ширины резонансной части веера траекторий в конце первого полуоборота (3 мм) и диаметра торца катода (2,5 мм) — около 6 мм. Выбранная ширина окна еще допускает значительную нежелательную загрузку резонатора полурезонансными электронами.

Радиальные размеры основных пролетных окон мы выбирали с учетом возможности радиального дрейфа орбит вдоль направления их общего диаметра. Поэтому эти размеры весьма значительны. В катодной крышке пролетное отверстие имеет радиальный размер от 10 до 14 мм и отверстие в мембранной крышке - 18 мм.

Вопрос о фокусирующем действии резонатора на ускоряемые электроны подробно рассмотрен в работах Мелехина /5/, однако при 2-м режиме ускорения его рекомендации реализовать трудно главным образом из-за необходимости делать большой радиальный размер пролетного окна в мембранной крышке. Однако экспериментально было найдено, что размер пролетного отверстия в катодной крышке вдоль силовых линий магнитного поля 5 мм, а в мембранной крышке 8-9 мм при наличии в камере ускорителя корректирующих токовых витков /7/ обеспечивают удовлетворительную проходимость ускоряемого пучка по всем 30 орбитам.

#### 4. Действие микроволнового магнитного поля на дрейф центров кривизны орбит.

На рис. 11 и 12 показана зависимость от номера  $N$  орбиты расстояния  $\bar{y}$  (в безразмерных единицах) от центра ее кривизны до оси  $OX$  при различных наборах параметров. На обоих рисунках видно, что в наших условиях из-за влияния с.в.ч. магнитного поля не существует строгого понятия "общий диаметр орбит". Центры орбит дрейфуют и отклоняются от оси  $OX$  иногда на 25 мм.

Отклонение от номера орбиты  $N$  зависит иногда резко, чем линейно.

Кроме монотонного возрастания  $\bar{y}$ , на всех кривых заметно изменение колебательного характера, отмечавшееся в /4/. Период этих колебаний, как и следовало ожидать, в точности совпадает с периодом колебаний фазы, а амплитуда тем больше, чем больше амплитуда фазовых колебаний. С помощью таких данных для каждого случая ускорения можно получить радиальный угол расходимости выведенного пучка

$\frac{\bar{y}_{\max} - \bar{y}_{\min}}{\rho} \Big|_{N=30}$ , а также величину радиального угла, который ось пучка составляет с осью электропровода  $\frac{\bar{y}_{\text{ор}}}{\rho} \Big|_{N=30}$  в случае расположения входа в магнитный канал на оси  $OX$ , причем  $\bar{y}_{\text{ор}} = \frac{\bar{y}_{\max} + \bar{y}_{\min}}{2}$  - расстояние от оси  $OX$ . В таблице 1 в числителе выписаны полные радиальные углы расходимости пучков, а в знаменателе - резонансные интервалы  $\Delta\phi_0$ .

Т а б л и ц а 1

$\alpha$	1,90	1,91	1,92	1,93	1,94	1,95	1,96	1,97	1,98	1,99	2,00	2,01
I,60	<u>0,0148</u>	<u>0,0168</u>	<u>0,0146</u>	<u>0,0105</u>	<u>0,0127</u>	<u>0,0155</u>	<u>0,0105</u>	<u>0,0064</u>	<u>0,0073</u>			
	0,130	0,140	0,135	0,135	0,120	0,115	0,090	0,065	0,040			
I,66	<u>0,0052</u>	<u>0,0043</u>	<u>0,0032</u>	<u>0,0118</u>	<u>0,0009</u>	<u>0,0141</u>	<u>0,0109</u>	<u>0,0143</u>	<u>0,0130</u>	<u>0,0093</u>	<u>0,0180</u>	<u>0,0127</u>
	0,040	0,035	0,025	0,020	0,030	0,110	0,115	0,145	0,145	0,130	0,145	0,125
I,72		<u>0,0320</u>	<u>0,0036</u>	<u>0,0039</u>	<u>0,0123</u>	<u>0,0098</u>	<u>0,0203</u>	<u>0,0050</u>	<u>0,0027</u>	<u>0,0018</u>		
		0,015	0,010	0,015	0,025	0,030	0,045	0,020	0,015	0,010		

Т а б л и ц а 2

 $(\epsilon = 1,60 ; \Omega = 1,95 ; \phi_0 = 0,251)$ 

$\phi_0$	Периоды фазовых колебаний (числа оборотов)				
	I	II	III	IV	V
0,015	6	6	6		
-0,010	6	5	5	5	
-0,030	5	5	5	5	5
-0,050	5	5	6	5	5
-0,070	6	6	5	5	6
-0,090	7	6	6	6	
-0,100	9	7	7		

На рис. 13 дана зависимость  $\bar{y}_{\text{ср.}}$  от  $\Omega$  и  $\epsilon$ . Хорошо заметна линейная зависимость  $\bar{y}_{\text{ср.}}$  как от  $\epsilon$ , так и от  $\Omega$ , причем возрастание  $\Omega$  (при  $\epsilon$  заданном) сопровождается убыванием  $\bar{y}_{\text{ср.}}$ , так как при этом относительная величина микроволнового магнитного поля убывает, и, наоборот,  $\bar{y}_{\text{ср.}}$  растет с возрастанием  $\epsilon$  (при заданном  $\Omega$ ). Зависимость, изображенная на рис. 13, была проверена и экспериментально по радиальному положению светящегося автографа выведенного пучка на поверхности, покрытой люминофором. Повышение магнитного поля в ускорителе вызывало сдвиг светового пятна от ускорителя на величину, указанную на рис. 13. Изменение амплитуды  $\epsilon$  (при постоянном  $\Omega$ ) также приводило к сдвигам положения автографа выведенного пучка, по меньшей мере качественно совпадающим с расчетом.

#### Б. Колебания фаз

Здесь мы приводим рис. 14 и таблицу 2, которые достаточно полно иллюстрируют особенности поведения фаз электронов при ускорении и не требуют особых пояснений. Укажем только на то, что электроны с большой амплитудой фазовых колебаний имеют отрицательные фазы значительно дольше, чем положительные, и это обстоятельство, по-видимому, следует учитывать при расчете фокусировки ускоряемых электронов.

На рис. 15 и 16 иллюстрируются устойчивые и неустойчивые фазовые колебания частиц в плоскости  $(\phi_{\text{ср.}}, \Delta y)$ .

В заключение укажем на следующую, на первый взгляд парадоксальную особенность работы резонатора микротрона, наблюдавшуюся нами, а также и в /10/ экспериментально. Волноводный блок, на котором крепится резонатор, был сконструирован таким образом, что есть возможность поворачивать резонатор вокруг оси волновода на значительный угол. Неожиданно оказалось, что интенсивность ускоренных электронов почти не зависит от угла поворота и не имеет сколько-нибудь заметного максимума в окрестности "номинального" положения резонатора. При этом мы производили повороты резонатора в пределах  $\pm 1^\circ$ . Качественное объяснение этого явления может быть следующим: поворот резонатора сопровождается не только возникновением составляющей вектора  $\vec{E}$  вдоль направления ведущего постоянного магнитного поля  $\vec{H}$ , но также и возникновением у обих пролетных отверстий этих же составляющих, но обратного знака. Получается как бы не разностный, а суммирующийся фокусирующий эффект, удерживающий электроны в средней плоскости.

Авторы благодарны С.П. Капице за ценные советы и дискуссию, В.Н. Ефимову за содействие в проведении численных расчетов и В.И. Переверзевой за трудоемкую работу по оформлению результатов. Р.В. Харьзову и П.С. Анцупову мы благодарны за содействие при проведении проверочных экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.А. Коломенский. ЖТФ, 30, вып. 11, 1347 (1960).
2. D.K. Altken, F.F. Neumann, R.E. Jennings, P.J.P. Kalma, Proceedings of the Physical Society, Vol.77, No. 495, 769 (1961).
3. С.П. Капица, В.П. Быков, В.Н. Мелехин, ЖЭТФ, 39, 897 (1960).
4. С.П. Капица, В.П. Быков, В.Н. Мелехин, ЖЭТФ, 41, 388 (1961).
5. В.Н. Мелехин. ЖЭТФ, 42, 622 (1962).
6. В.П. Быков. ЖТФ, 33, 337 (1963).
7. В.Д. Аняев, П.С. Анцупов, С.П. Капица, И.М. Матора, В.Н. Мелехин, Л.А. Меркулов, Р.В. Харьзов. Атомная энергия, т. 20, вып. 2, 108 (1966).
8. И.М. Матора. ЖТФ, 32, вып. 8, 914 (1962).
9. В.П. Быков. ЖЭТФ, 44, 1425 (1963).
10. В.З. Кавтер, Ю.Г. Юшков. ПТЭ, № 4, 28 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 апреля 1966 г.



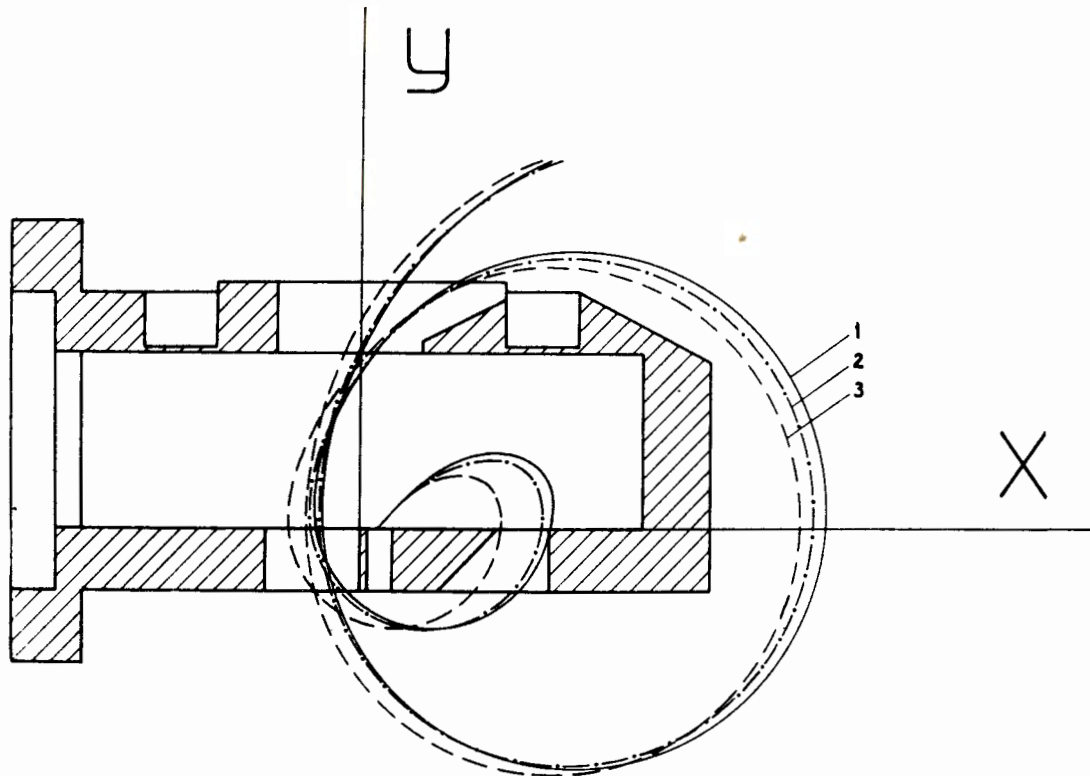


Рис. I . Схематический вид резонатора и траектории электронов для  $\alpha = 0,7$ ;  $l = 1,26$ ;  $\chi_0 = 0,2$ .

1.  $\varepsilon = 1,66$ ;  $\Omega = 2,06$ ;  $y_0 = -0,22$  .  
 2. " - "  $1,60$  ; " - "  $1,98$  ; " - "  $-0,13$  .  
 3. " - "  $1,60$  ; " - "  $1,79$  ; " - "  $0,27$  .

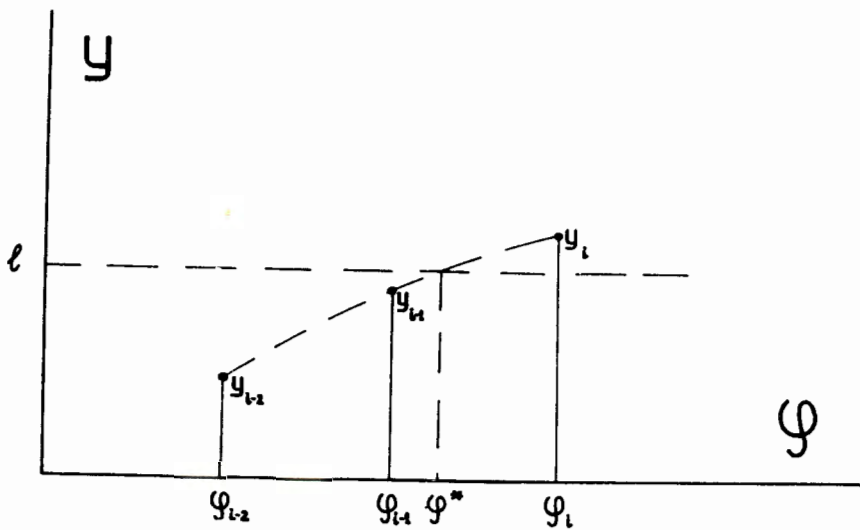


Рис.2 . Метод интерполяции при расчете траектории движения электрона.

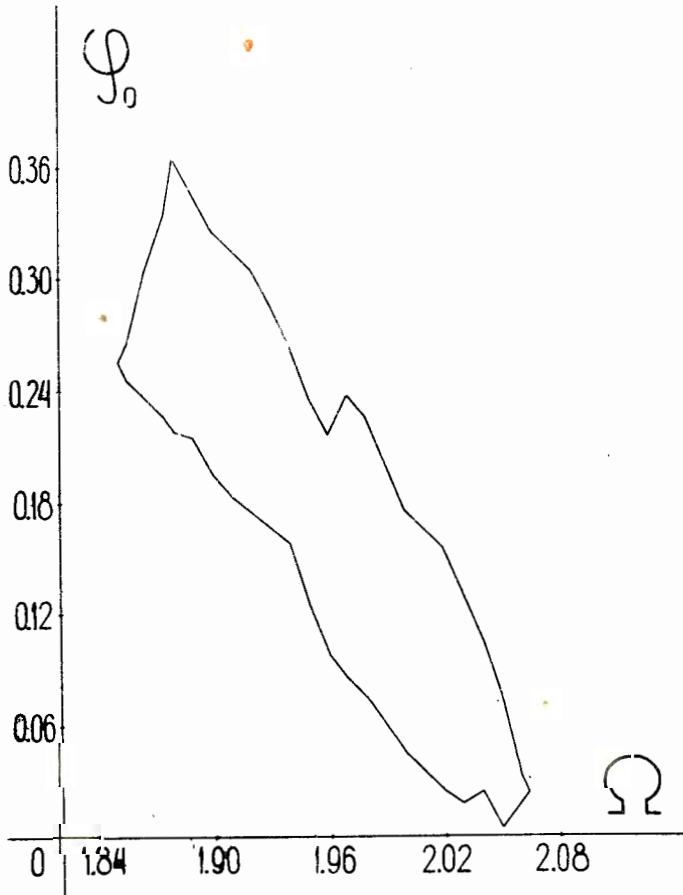


Рис.3 . Область фазового захвата электронов в режим ускорения .

$$\varepsilon = 1,67; \quad \alpha = 0,56; \quad X_0 = 0,2.$$

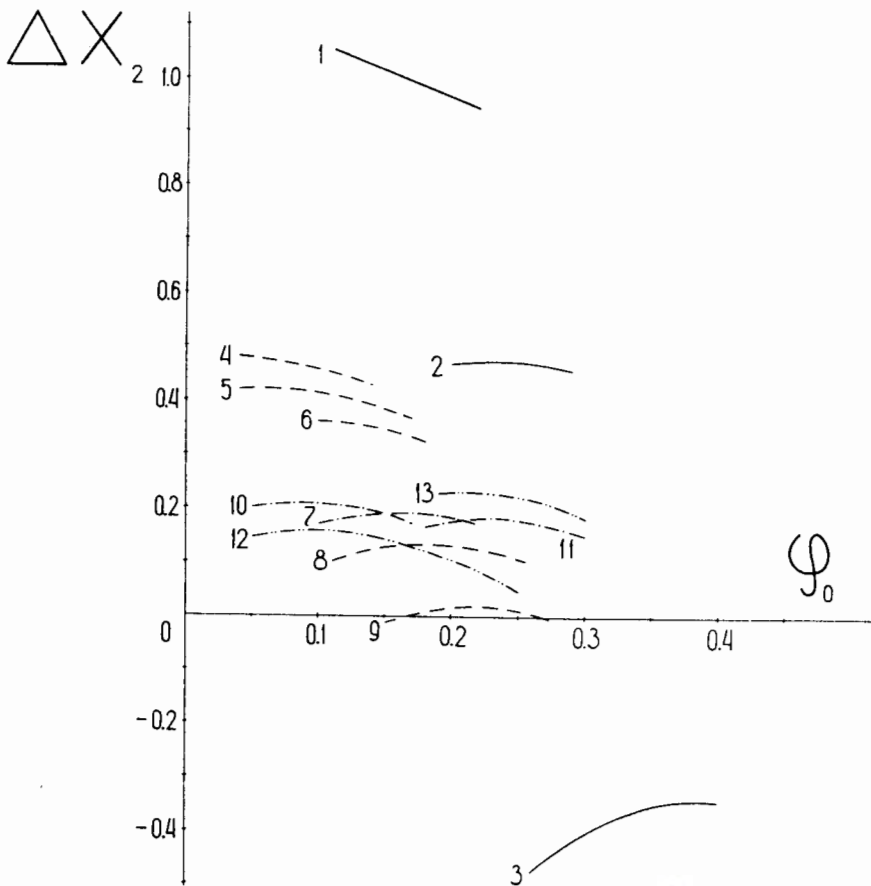


Рис. 4. Удаленность траекторий на втором обороте  $\phi_0$  верхнего угла резонатора.

1.  $\alpha = 0,76$ ;  $\epsilon = 1,60$ ;  $\Omega = 1,82$ ;  $X_0 = 0,20$ .
2. " "  $0,63$ ; " "  $1,60$ ; " "  $1,82$ ; " "  $0,20$ .
3. " "  $0,48$ ; " "  $1,60$ ; " "  $1,82$ ; " "  $0,20$ .
4. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,37$ .
5. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,34$ .
6. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,30$ .
7. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,20$ .
8. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,17$ .
9. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,10$ .
10. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $2,00$ ; " "  $0,20$ .
11. " "  $0,56$ ; " "  $1,67$ ; " "  $1,92$ ; " "  $0,20$ .
12. " "  $0,56$ ; " "  $1,62$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,20$ .
13. " "  $0,56$ ; " "  $1,72$ ; " "  $1,96$ ; " "  $0,20$ .

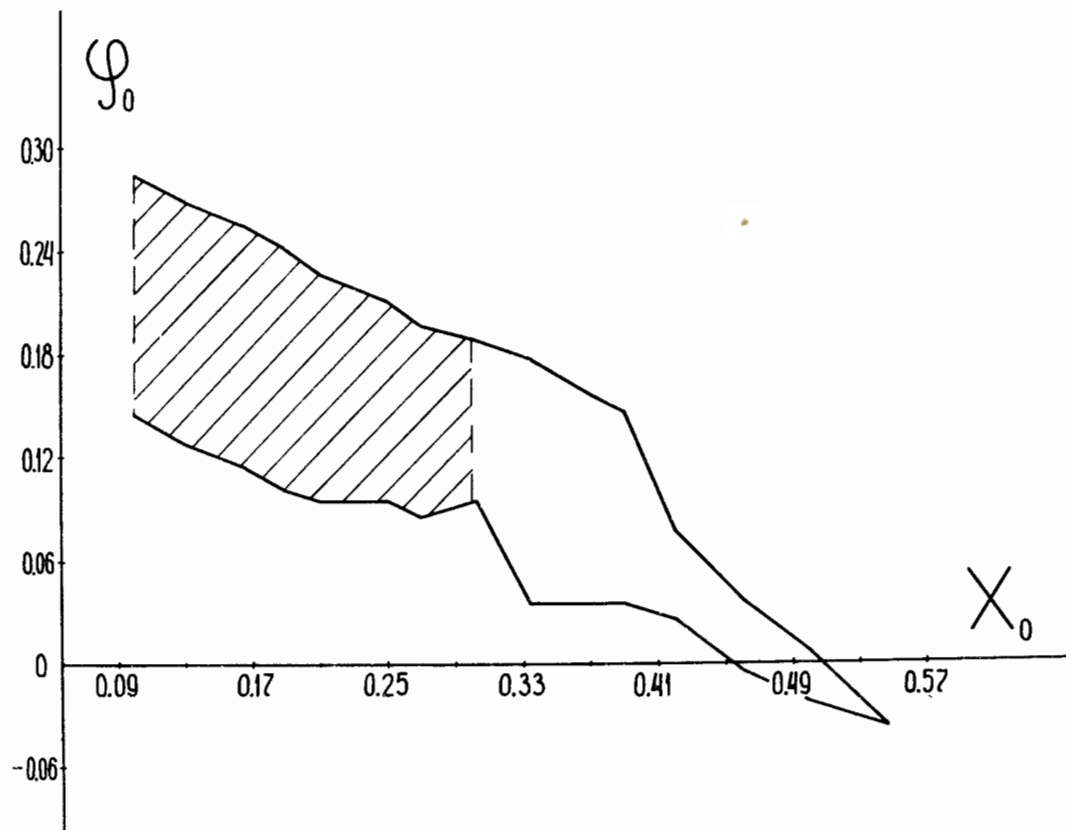


Рис.5. Область фазового захвата электронов в режим ускорения .

$$\alpha = 0,56; \quad \varepsilon = 1,67; \quad \Omega = 1,96 .$$

Заштрихованная часть - зона размещения катода.

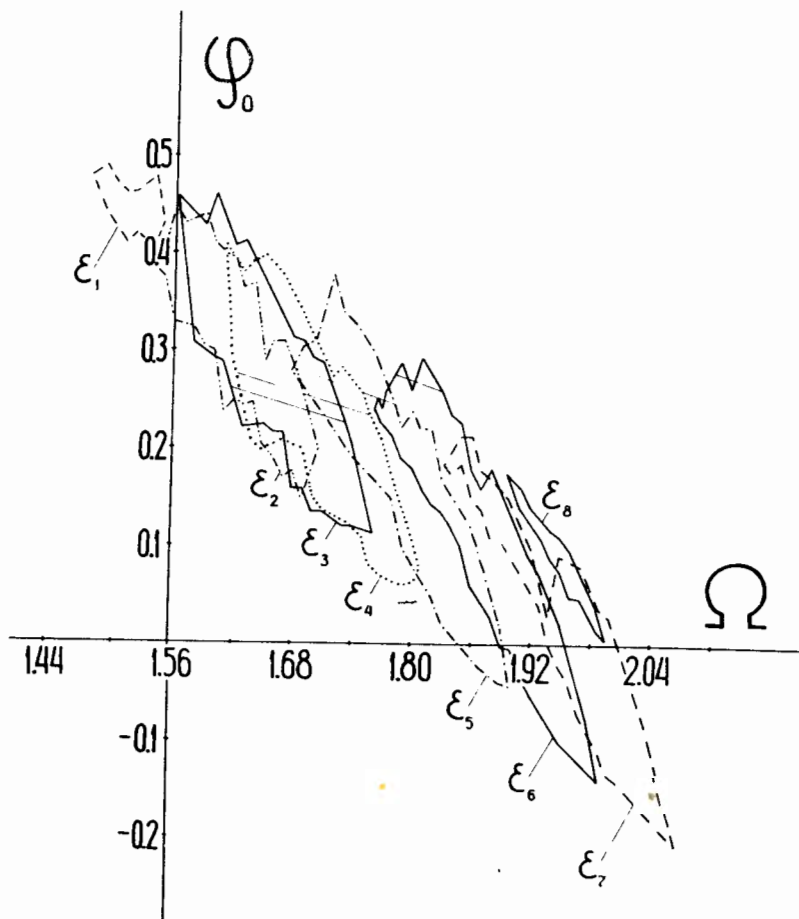


Рис.6. Области резонансных начальных фаз для различных напряженностей электрического поля в резонаторе.  
 $\varepsilon_1 = 1,36$ ;  $\varepsilon_2 = 1,42$ ;  $\varepsilon_3 = 1,45$ ;  $\varepsilon_4 = 1,48$ ;  
 $\varepsilon_5 = 1,54$ ;  $\varepsilon_6 = 1,60$ ;  $\varepsilon_7 = 1,66$ ;  $\varepsilon_8 = 1,72$ .

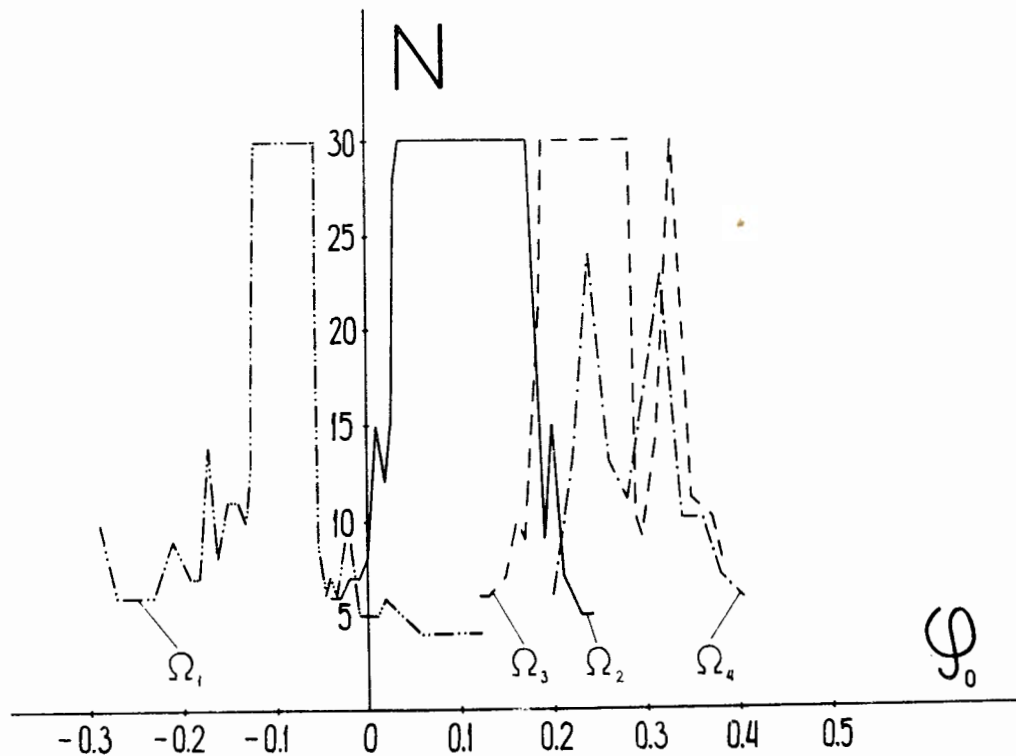


Рис.7 . Интенсивность пучка ускоренных частиц на различных орбитах для  $\varepsilon = 1,60$ ;  $\alpha = 0,7$ ;  $l = 1,26$ ;  
 $\Omega_1 = 1,97$ ;  $\Omega_2 = 1,88$ ;  $\Omega_3 = 1,79$ ;  $\Omega_4 = 1,74$ .

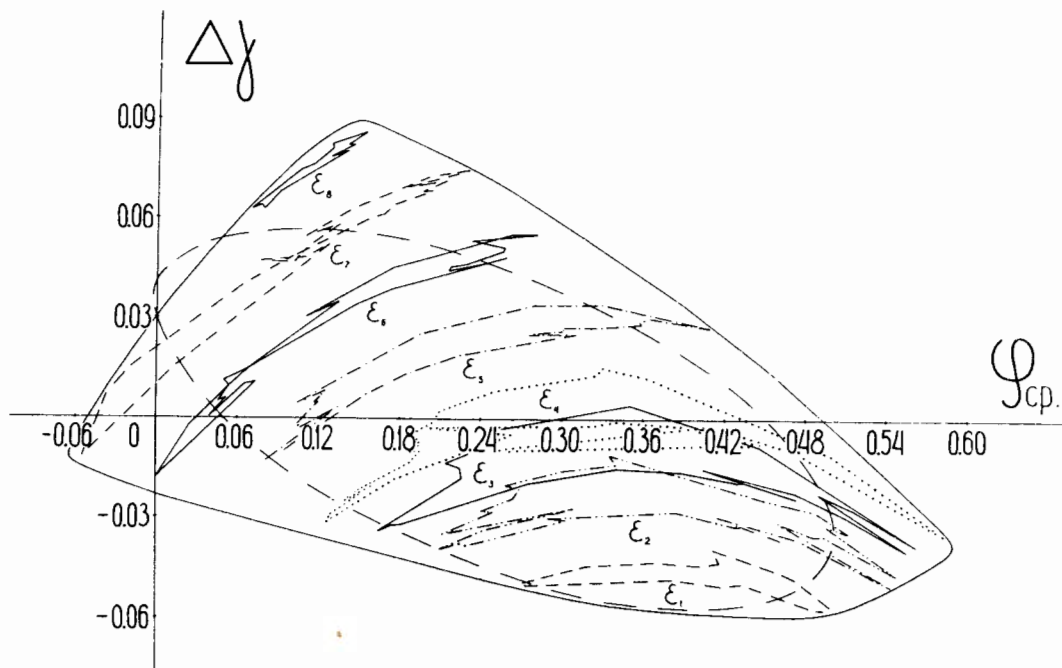


Рис.8 . Рабочая область на фазовой плоскости  $(\varphi_{cp}, \Delta\gamma)$  ( $N = 2$ ) для всего диапазона напряженностей электрического поля.

внутренние области - области устойчивых фазовых колебаний электронов для заданных напряженностей электрического поля.

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1,36; & \varepsilon_2 &= 1,42; & \varepsilon_3 &= 1,45; & \varepsilon_4 &= 1,46; \\ \varepsilon_5 &= 1,54; & \varepsilon_6 &= 1,60; & \varepsilon_7 &= 1,66; & \varepsilon_8 &= 1,72. \end{aligned}$$



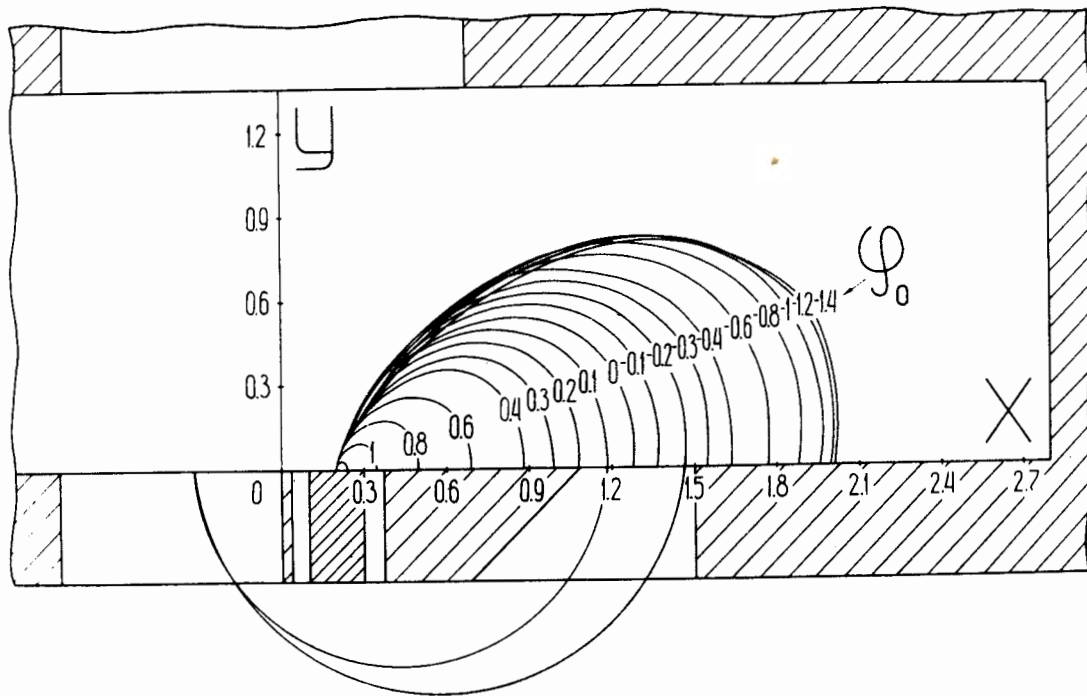


Рис.9 . Траектории частиц на первом полуобороте с разными фазами вылета из катода для  $\alpha = 0,56$ .

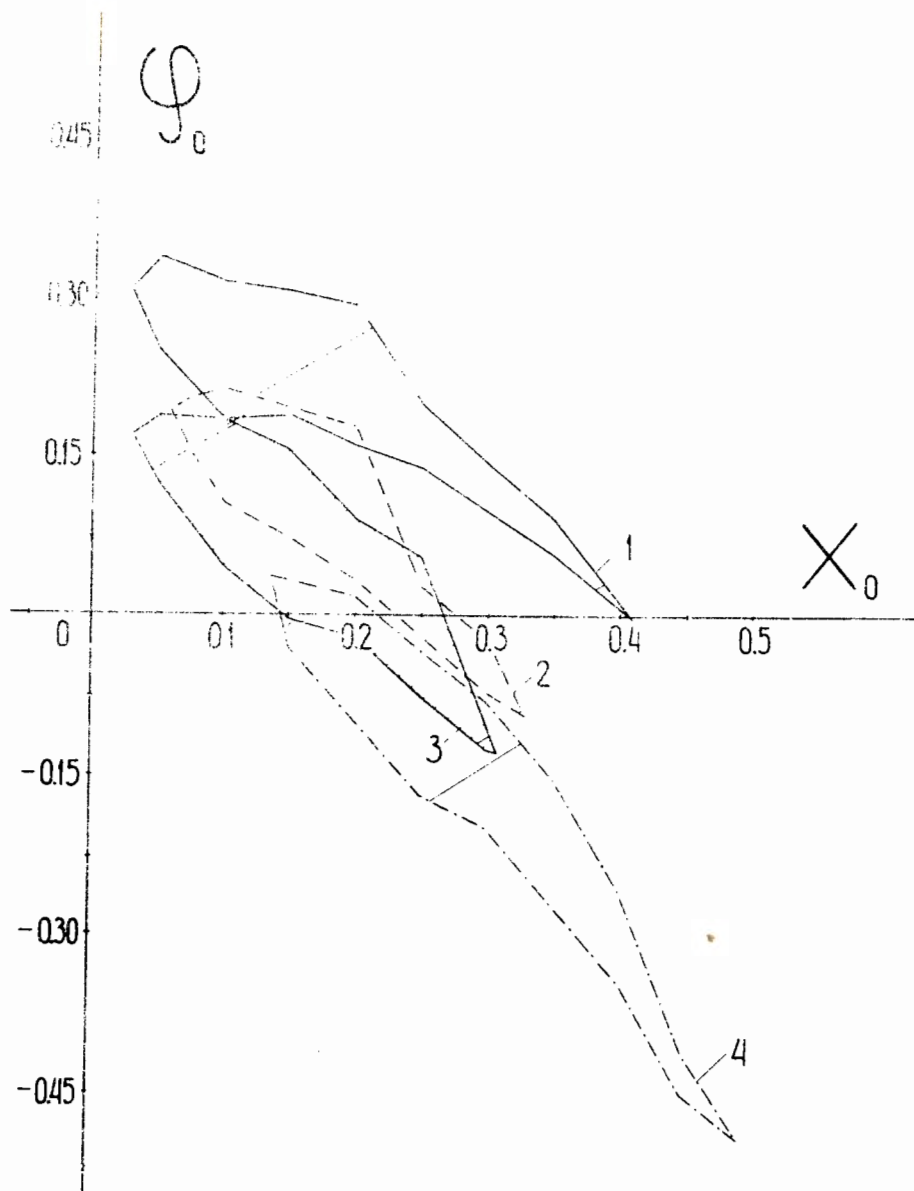


Рис.10. Изменение области фазового захвата с изменением расположения катода для  $\alpha = 0,7$ ;  $\ell = 1,26$ .

1.  $\mathcal{E} = 1,60$ ;  $\Omega = 1,81$  .
2. "—"  $1,60$ ; "—"  $1,88$  .
3. "—"  $1,66$ ; "—"  $1,95$  .
4. "—"  $1,60$ ; "—"  $1,95$  .

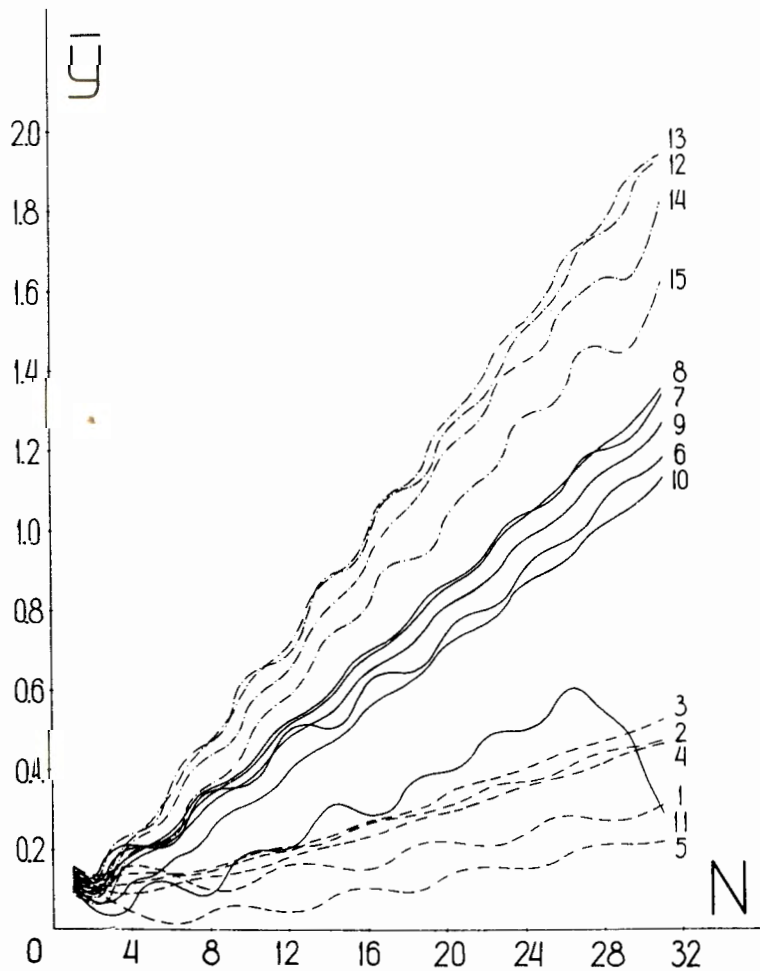


Рис. II. Изменение координаты  $\bar{y}$  центра кривизны траектории электронов с изменением числа орбит для  $\epsilon = 1,60$ ;  $x = 0,7$ ;  $l = 1,26$ ;  $x_0 = 0,2$ .

1. $\Omega = 1,96$ ;	$\psi_0 = -0,110$ .	8. $\Omega = 1,87$ ;	$\psi_0 = 0,090$ .
2. " " 1,96;	" " -0,090 .	9. " " 1,87;	" " 0,110 .
3. " " 1,96;	" " -0,070 .	10. " " 1,87;	" " 0,150 .
4. " " 1,96;	" " -0,050 .	11. " " 1,87;	" " 0,180 .
5. " " 1,96;	" " -0,020 .	12. " " 1,80;	" " 0,185 .
6. " " 1,87;	" " 0,045 .	13. " " 1,80;	" " 0,210 .
7. " " 1,87;	" " -0,070 .	14. " " 1,80;	" " 0,230 .
		15. " " 1,80;	" " 0,255 .

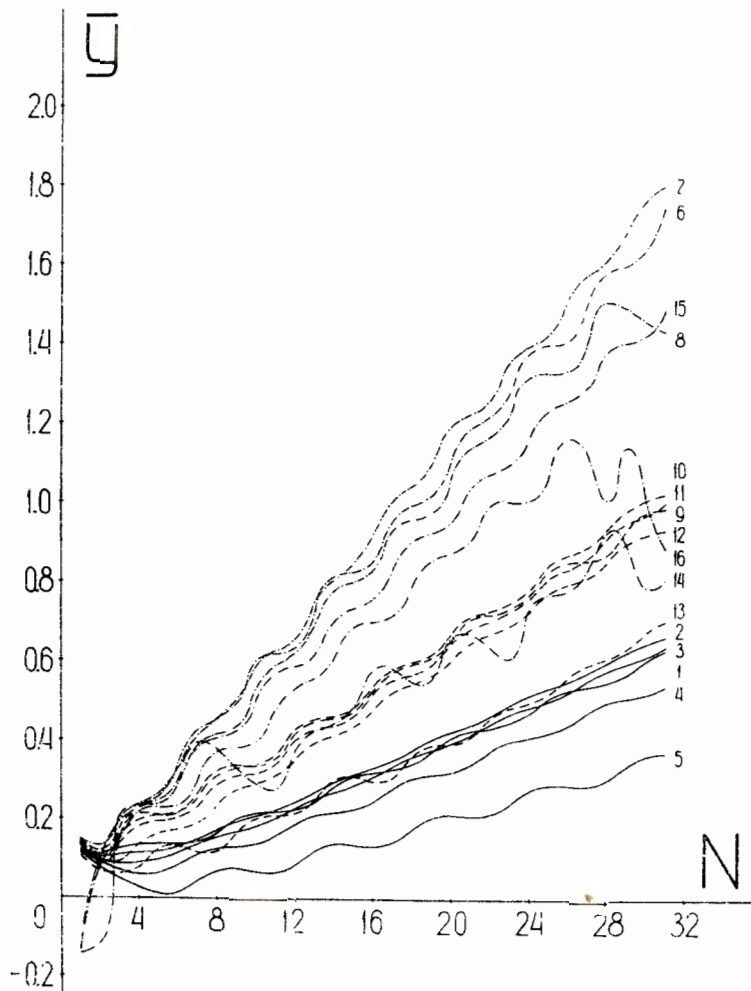


Рис.12. Изменение координаты  $\bar{y}$  центра кривизны траектории электронов с изменением числа орбит для  $\alpha = 0,7$ ;  
 $l = 1,26$ ;  $x_0 = 0,2$ .

1.	$\epsilon = 1,54$ ;	$\Omega = 1,87$ ;	$\varphi_0 = 0$ .	9.	$\epsilon = 1,66$ ;	$\Omega = 1,96$ ;	$\varphi_0 = -0,135$ .
2.	" " $1,54$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,020$ .	10.	" " $1,6$ ;	" " $1,96$ ;	" " $-0,010$ .
3.	" " $1,54$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,040$ .	11.	" " $1,66$ ;	" " $1,96$ ;	" " $0,010$ .
4.	" " $1,54$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,060$ .	12.	" " $1,66$ ;	" " $1,96$ ;	" " $0,050$ .
5.	" " $1,54$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,080$ .	13.	" " $1,66$ ;	" " $1,96$ ;	" " $0,080$ .
6.	" " $1,66$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,140$ .	14.	" " $1,72$ ;	" " $1,96$ ;	" " $0,050$ .
7.	" " $1,66$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,160$ .	15.	" " $1,72$ ;	" " $1,96$ ;	" " $0,070$ .
8.	" " $1,66$ ;	" " $1,87$ ;	" " $0,175$ .	16.	" " $1,72$ ;	" " $1,96$ ;	" " $0,095$ .

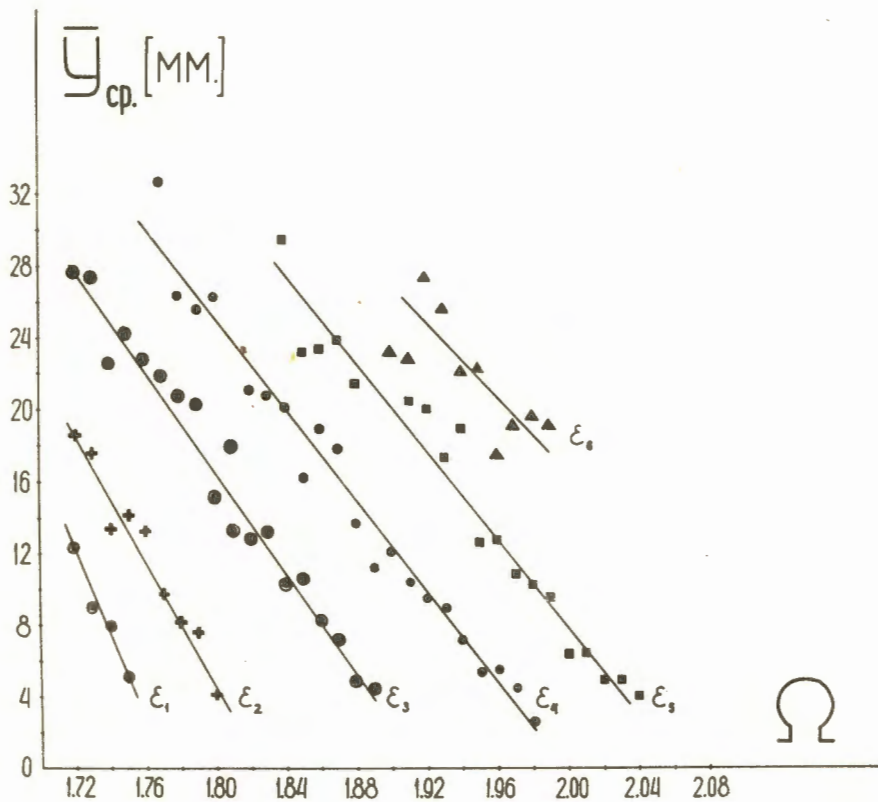


Рис.13 . Средняя для пучка координата  $\bar{y}_{cp}$  центров кривизны конечных ( $N = 30$ ) орбит в зависимости от условий ускорения .

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= 1,45; & \epsilon_2 &= 1,48; & \epsilon_3 &= 1,54; & \epsilon_4 &= 1,60; \\ \epsilon_5 &= 1,66; & \epsilon_6 &= 1,72. \end{aligned}$$

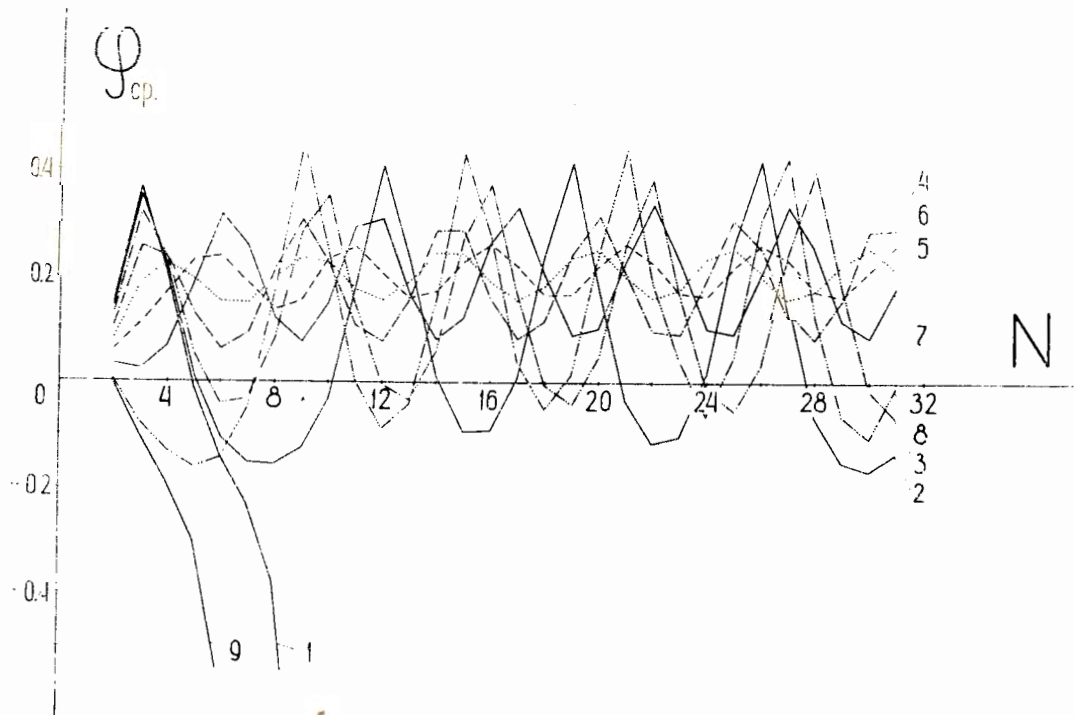


Рис. 16. Фазовые колебания частиц в фиксированном режиме ускорения.  $\varepsilon = 1,60$ ;  $\Omega = 1,95$ ;  $\alpha = 0,7$ ;  
 $\ell = 1,26$ ; при  $x_0 = 0,2$

1.  $\varphi_0 = -0,105$ ; 2.  $\varphi_0 = -0,110$ ; 3.  $\varphi_0 = -0,09$ ; 4.  $\varphi_0 = -0,070$ ;  
 5.  $\varphi_0 = -0,050$ ; 6.  $\varphi_0 = -0,030$ ; 7.  $\varphi_0 = -0,11$ ; 8.  $\varphi_0 = 0,015$ ;  
 9.  $\varphi_0 = 0,020$ .

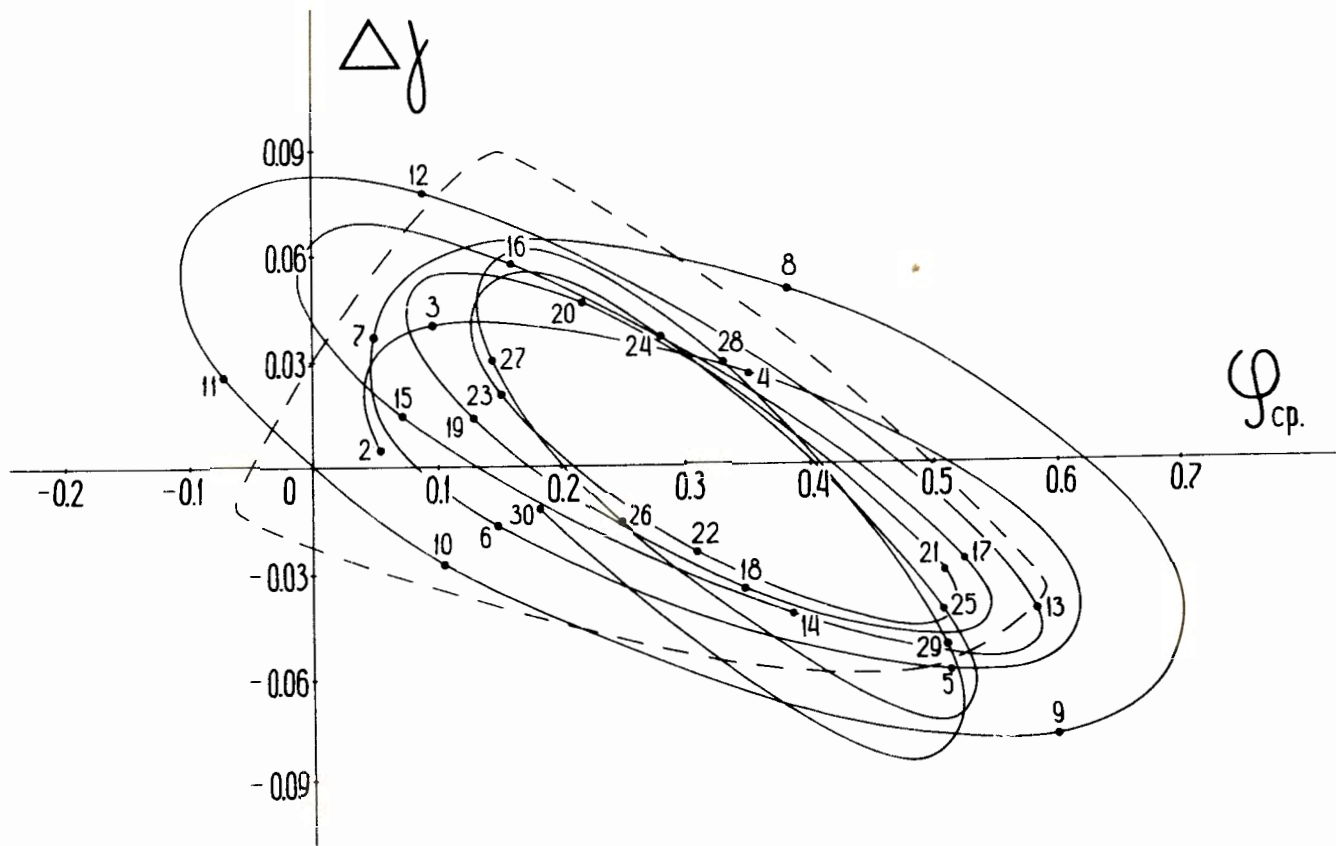


Рис.15 .

Устойчивые фазовые колебания во втором режиме ускорения.

$$\varepsilon = 1,60; \quad \Omega = 1,88; \quad \alpha = 0,7; \quad l = 1,26;$$

$$x_0 = 0,2; \quad \varphi_0 = 0,145.$$

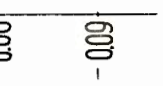


Рис.15. Устойчивые фазовые колебания во втором режиме ускорения.  
 $\xi = 1,60$ ;  $\Omega = 1,88$ ;  $\alpha = 0,7$ ;  $\ell = 1,26$ ;  
 $\chi_0 = 0,2$ ;  $\varphi_0 = 0,145$ .

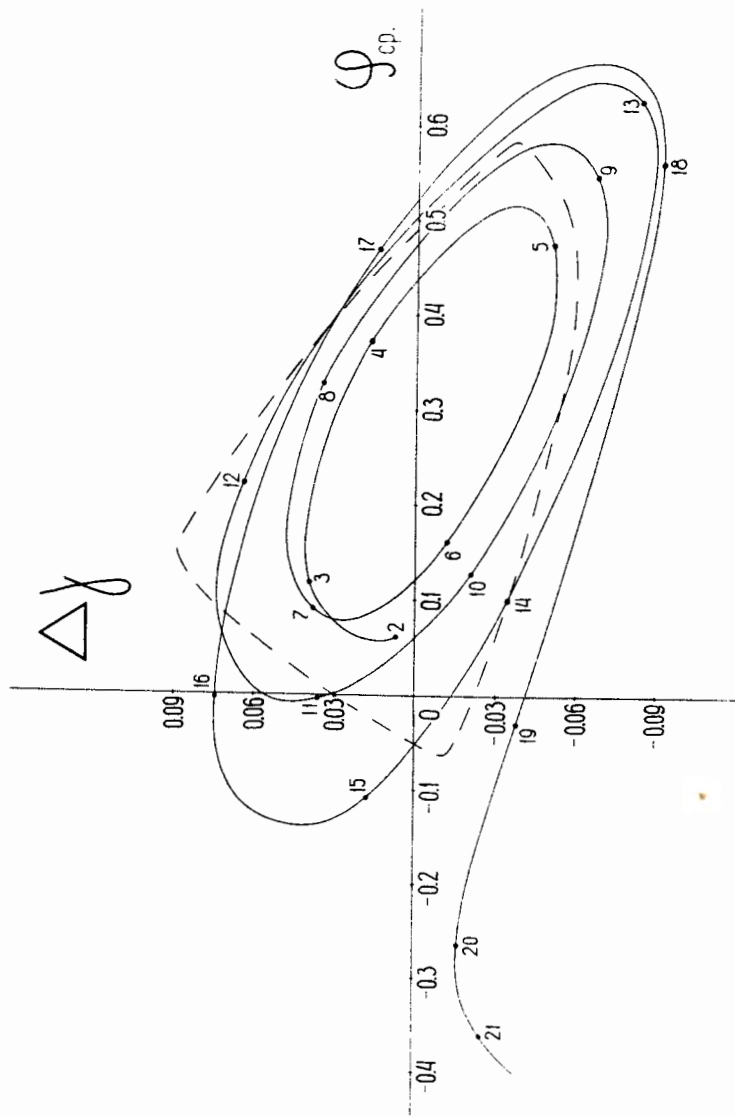


Рис.16. Неустойчивые фазовые колебания во втором режиме ускорения.  
 $\xi = 1,60$ ;  $\Omega = 1,88$ ;  $\alpha = 0,7$ ;  $\ell = 1,26$ ;  
 $\chi_0 = 0,2$ ;  $\varphi_0 = 0,140$ .