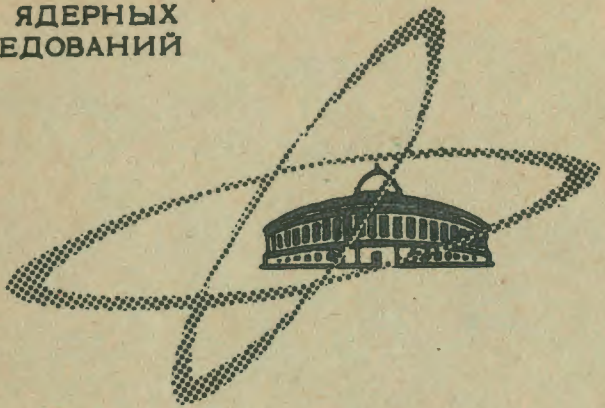


5677

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



Р 9- 5677

В.А. Кочкин, Д.Л. Новиков, Л.М. Онищенко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

КОГЕРЕНТНЫЕ ЧАСТОТЫ
ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ
В ЭЛЕКТРОННОЙ МОДЕЛИ
КОЛЬЦЕВОГО ЦИКЛОТРОНА

1971

Р 9- 5677

В.А. Кочкин, Д.Л. Новиков, Л.М. О нищенко

**КОГЕРЕНТНЫЕ ЧАСТОТЫ
ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ
В ЭЛЕКТРОННОЙ МОДЕЛИ
КОЛЬЦЕВОГО ЦИКЛОТРОНА**

Направлено в ПТЭ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В в е д е н и е

Магнитное поле модели кольцевого циклотрона ^{/1/}, которое в плоскости симметрии описывается выражением

$$B_z = B(r) + B_N(r) \sin [\alpha_N(r) - N\phi], \quad (1)$$

позволяет при соответствующем выборе глубины $B_N(r)$ и фазы $\alpha_N(r)$ вариации обеспечить жесткую фокусировку ($Q_{r,z} > 1$). Для достижения жесткой фокусировки в аксиальном направлении при восьмиспиральной структуре магнитного поля ($N = 8$) минимальная необходимая глубина вариации составляет (в диапазоне радиусов ускорения) $\epsilon_8 = 1,08 + 1,45$. При этом частота вертикальных колебаний центра тяжести пучка (когерентная вертикальная частота) $Q_z \approx 1,1$ во всем диапазоне радиусов. В модели предусмотрена возможность увеличивать частоту выше этого значения путем соответствующего увеличения глубины вариации.

Частота радиальных колебаний также в некоторой степени зависит от глубины вариации. Минимальное значение Q_r на радиусе инжекции составляет 1,035. На конечном радиусе всегда $Q_r = 2$, в связи с чем при изменении глубины вариации происходит небольшое изменение конечного радиуса.

Так как значения частот поперечных колебаний самым существенным образом влияют на процесс ускорения и, в конечном счёте, на интенсивность ускоренного пучка, они должны быть известны с хорошей точностью. Ниже описывается способ измерения частот поперечных колебаний и приводятся результаты расчёта и эксперимента.

1. Магнитное поле модели ^{/2/} формируется при помощи тринадцати концентрических токовых обмоток и спиральной вариационной обмотки; требуемая зависимость глубины вариации от радиуса создается за счёт изменения зазора между витками вариационной обмотки. Определение токов в концентрических и вариационной обмотках, обеспечивающих требуемое среднее поле и необходимую глубину вариации, производилось путем расчёта на ЭВМ.

На рис. 1 показана расчётная зависимость среднего поля $B(r)$ и глубины вариации $B_g(r)$ от радиуса; при этом глубина и закон изменения вариации выбраны такими, чтобы обеспечить постоянное значение $Q_z = 1,1$ во всем диапазоне радиусов.

Измерение магнитного поля на модели ^{/3/} показало, что путем не очень значительной коррекции токов в обмотках отличие сформированного магнитного поля от требуемого может быть сведено к допустимым величинам.

Представлялось интересным исследовать поведение ускоряемого пучка при различных частотах вертикальных колебаний. С этой целью было экспериментально исследовано несколько режимов, отличающихся друг от друга глубиной вариации (величиной тока в вариационной обмотке).

То обстоятельство, что магнитное поле модели сформировано токовыми обмотками, без применения ферромагнитных материалов, позволяет считать закон изменения вариации с радиусом не зависящим от ее амплитуды, т.е. от тока в вариационной обмотке. В связи с этим при

Таблица 1

$J_{веп}, A$	Z, cm	20	30	40	50	60	70	80	90	95	101
718	ξ_g	I.4285	I.3217	I.2146	I.1211	I.0474	.9964	.9716	.9814	I.0055	I.0621
775		I.5419	I.4266	I.3110	I.2101	I.1305	I.0755	I.0487	I.0598	I.0853	I.1464
825		I.6414	I.5187	I.3956	I.2882	I.2035	I.1449	I.1164	I.1276	I.1553	I.2204
875		I.7409	I.6107	I.4802	I.3662	I.2764	I.2143	I.1840	I.1960	I.2254	I.2943
925		I.8403	I.7022	I.5648	I.4443	I.3494	I.2837	I.2517	I.2643	I.2954	I.3663
617		I.2275	I.1358	I.0437	.9634	.9000	.8562	.8349	.8433	.8641	.9127

При этом глубина вариации ξ_g определялась как
$$\xi_g = \frac{B_g(z)}{B_0} \sqrt{1 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (2)$$

где $B_0 = 14.06$ эрст; $z_0 = 121,23$ см

установке нового значения тока в вариационной обмотке повторные измерения магнитного поля не производились, а параметры вариации определялись следующим образом: фаза вариации $\alpha_8(r)$ считалась не зависящей от величины тока $J_{\text{вар}}$, а амплитуда $B_8(r)$ изменялась пропорционально изменению тока $x/$.

Полученные таким образом зависимости $\epsilon_8(r)$ для различных токов в вариационной обмотке приводятся в таблице 1.

2. Когерентные частоты поперечных колебаний целиком определяются сформированным магнитным полем. Точные их значения могут быть получены путем интегрирования уравнений движения в этом поле. Однако с хорошей точностью они могут быть определены из следующих приближенных выражений ^{/4/}:

$$Q_z^2 = -n + \frac{\epsilon^2}{2} \left\{ \frac{N^2}{N^2 - 1 - n} + \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{1}{N^2} + \frac{1}{N^2 - 1 - n} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$Q_r^2 = (1+n) \left[1 + \frac{3\epsilon^2}{2N^4} \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \right] + \frac{\epsilon}{2(N^2 - 4 - 4n)} \left(2 - \frac{N^2}{N^2 - 1 - n} + n \right)^2 + \frac{0,7\epsilon^2}{N^2 - 1 - n}, \quad (4)$$

где $n = \frac{(r/r_\infty)^2}{1 - (r/r_\infty)^2}$, $\lambda = 8$ см, а ϵ определяется из табл. 1.

Значения частот поперечных колебаний, определенных по формулам (3) и (4) для токов в вариационной обмотке $I_{\text{вар}} = 617, 718, 775, 825, 875$ и 925 а, приведены в табл. 2 и в виде графиков нанесены на рис. 2. Так как радиальная частота слабо зависит от величины вариации (см. табл. 2), на графике показано ее значение только для тока в вариационной обмотке, равного 775 а.

^{x/} Так как вариационная обмотка вносит существенный вклад в формирование среднего поля, то для каждого вновь устанавливаемого режима производился перерасчет (на ЭВМ) токов в концентрических обмотках и их последующая экспериментальная коррекция с тем, чтобы сохранить неизменным среднее поле, обеспечивающее изохронизм.

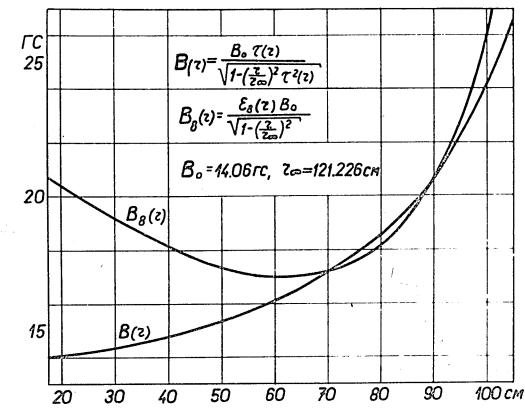


Рис. 1. Зависимость среднего поля B и глубины вариации B_8 от радиуса.

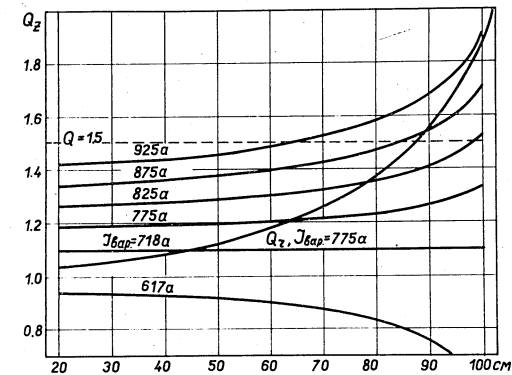


Рис. 2. Расчётные значения частот поперечных колебаний при различных значениях тока в вариационной обмотке.

Тер. а	Z _{сч}	20	30	40	50	60	70	80	90	95	101
		Q _z	.941 I.031	.936 I.049	.928 I.076	.916 I.116	.899 I.170	.873 I.248	.832 I.360	.756 I.532	.691 I.659
718	Q _z	I.100	I.100	I.100	I.100	I.100	I.100	I.100	I.100	I.100	I.100
		I.037	I.055	I.082	I.122	I.177	I.255	I.370	I.546	I.676	I.899
775	Q _z	I.189	I.192	I.196	I.201	I.210	I.222	I.240	I.270	I.293	I.336
		I.040	I.058	I.086	I.125	I.182	I.261	I.376	I.555	I.687	I.914
825	Q _z	I.267	I.272	I.279	I.290	I.304	I.326	I.358	I.411	I.452	I.525
		I.044	I.062	I.089	I.129	I.186	I.265	I.382	I.563	I.697	I.928
875	Q _z	I.346	I.352	I.362	I.377	I.398	I.428	I.473	I.547	I.603	I.702
		I.048	I.066	I.093	I.133	I.190	I.270	I.388	I.571	I.706	I.942
925	Q _z	I.424	I.432	I.445	I.464	I.491	I.529	I.587	I.679	I.749	I.872
		I.052	I.070	I.096	I.137	I.194	I.276	I.395	I.580	I.719	I.957

3. Для экспериментального определения частот поперечных колебаний был использован метод резонансной раскачки этих колебаний высокочастотным полем.

Уравнение вертикального движения частицы при воздействии на нее внешнего поля имеет вид:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_z^2 z = \frac{e}{m_0 \gamma} E \cos \omega_r t, \quad (5)$$

где E - эквивалентная напряженность раскачивающего поля, γ - относительная энергия частицы в продольном движении. При совпадении частоты внешнего поля ω_r с частотой вертикальных колебаний ω_z решение уравнения (5) имеет вид (см. например^{/5/}):

$$z = \frac{e}{m_0 \gamma} \frac{E}{2 \omega_z} t \sin \omega_z t, \quad (6)$$

т.е. амплитуда колебаний нарастает линейно со временем. Вблизи резонанса, когда $\omega_r = \omega_z + \delta$, где δ - малая величина, амплитуда вынуждаемых колебаний растет не до бесконечности, а до величины

$$b = \frac{e}{m_0 \gamma} E \frac{1}{2 \omega_z \delta}. \quad (7)$$

Резонанс фиксируется с помощью мишени небольшой высоты $\Delta z = 0,5$ мм, расположенной в медианной плоскости ускорителя, по убыванию тока на эту мишень. Так как максимальная амплитуда колебаний ограничена (например, апертурой дуанта, равной 20 мм), то, как следует из (7), при достаточно большом значении вынуждающей силы E , имеется полоса частот, в которой будет фиксироваться резонанс.

Аналогичные уравнения можно написать и для возбуждения радиальных колебаний. Фиксируется резонанс радиальных колебаний по перераспределению тока между двумя мишенями, расположенными на одном и том же радиусе, но на разных азимутах.

Практически возбуждающее электрическое поле (которое создается парой пластин, питаемых синфазно для раскачки радиальных колебаний и противофазно для раскачки вертикальных) имеет конечную, причем достаточно малую, азимутальную протяженность. Поэтому возмущающая сила будет иметь вид $F(t) \cos \omega_r t$, где $F(t)$ – последовательность коротких импульсов, длительность которых равна времени пролета частицей области поля, а частота следования совпадает с частотой обращения.

Разлагая $F(t)$ в ряд Фурье, получим

$$F(t) \cos \omega_r t = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{a_n}{2} \cos(\omega_r + n\omega_0) t, \quad (8)$$

причем

$$a_n \approx 2E \frac{t_u}{T}, \text{ если } \frac{n\omega_0 t_u}{2} \ll 1. \quad (9)$$

Здесь t_u – время пролета частицы в поле, $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ – период обращения, E – напряженность поля между пластинами.

Из (8) видно, что для возбуждения резонанса с одинаковым успехом могут быть использованы частоты, удовлетворяющие условию

$$\omega_r + n\omega_0 = \omega_z, \quad \frac{f_r}{f_0} = |Q_z + n| \quad (10)$$

с любыми n (амплитуда силы не зависит от n до тех пор, пока выполнено (9)).

Построенная по уравнению (10) номограмма (рис. 3) позволяет по измеренной частоте генератора определить частоту поперечных колебаний Q . Следует обратить внимание на неоднозначность зависимости $Q(f_r)$. Эта неоднозначность может быть исключена путем сравнения измеряемой частоты Q с расчётной и путем изменения глубины вариации и повторного измерения Q . Из (6) и (9) найдем время (число оборотов k), необходимое, чтобы раскачать колебания до заданной амплитуды

$$k = \frac{2 \omega_z b}{\frac{e}{m_0 \gamma} E T \frac{t_u}{T}} \quad (11)$$

При $\omega_z = 2 \pi \cdot 5 \cdot 10^7$ 1/сек ($Q_z \approx 1,25$), $b = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $T = 25 \cdot 10^{-9}$ сек, $\frac{t_u}{T} = \frac{1}{80}$, $\gamma = 1,5$, $E = 10^4$ в/м необходимое число оборотов $k = 8$. При этих же данных из сравнения (7) и (11) найдем, что "полоса" резонанса составит

$$\frac{\delta}{2 \pi} = \frac{f_0}{2 \pi k} = \pm 0,8 \text{ МГц} \quad (12)$$

Полоса резонанса, от величины которой зависит точность определения Q , пропорциональна силе и может быть уменьшена за счёт увеличения числа оборотов k , т.е. увеличения радиальной протяженности зоны, в которой раскачиваются колебания, что, в свою очередь, уменьшает точность определения Q из-за изменения Q с радиусом. Кстати, из-за изменения Q с радиусом и конечной радиальной протяженности пластин "полоса", в которой фиксируется резонанс, будет шире определяемой (12).

4. Предполагаемый диапазон изменения Q_r и Q_z , как видно из номограммы рис. 3 и графиков рис. 1, может быть перекрыт любым из генераторов, частота которого изменяется в пределах $0 + 20$, $20 + 40$; $40 + 60$; $60 + 80$; $80 + 100$ мГц и т.д.

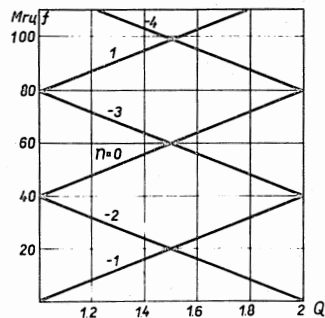


Рис. 3. Номограмма для определения частот поперечных колебаний.

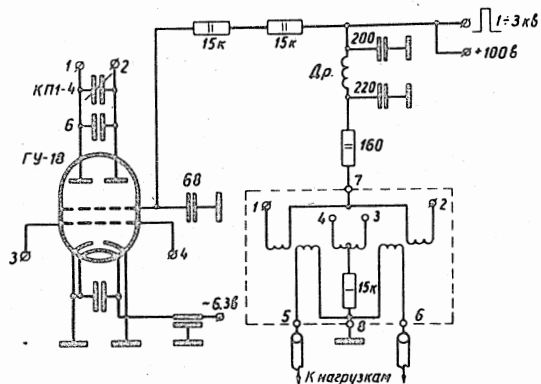


Рис. 4. Принципиальная схема генератора раскачки.

При использовании одного из таких генераторов резонанс при заданной величине Q может быть возбужден лишь на одной частоте, лежащей в диапазоне генератора; кроме того, при прохождении Q через значение $Q = 1,5$ будет изменяться номер гармоники силы, определяемой (8), ответственной за возбуждение резонанса.

Нам представлялось желательным для уверенного определения величины Q , а также для набора статистики определять ее значение при возбуждении резонанса с использованием гармоник с различными номерами n . С этой целью генератор был сконструирован таким образом, что перекрывал в четырех поддиапазонах спектр частот от 5 до 105 мГц (частота изменяется в первом поддиапазоне от 5 до 11 мГц, во втором — от 11 до 23 мГц, в третьем от 23 до 45 мГц, в четвертом от 45 до 105 мГц).

Устанавливаемые на специальном пробнике пластины, создающие возмущающее поле, соединяются с генератором кабелями значительной длины. Чтобы обеспечить постоянное напряжение на пластинах в столь широком диапазоне частот, в кабеле создается режим бегущей волны за счёт подключения к его концу (соединяемому с пластиной) согласующей нагрузки. В качестве согласующих нагрузок использованы сопротивления типа УНУ. Конструкция головки обеспечивает расположение согласующих нагрузок вне вакуума и допускает быструю смену создающего поле пластин.

Допустимая мощность, рассеиваемая в нагрузке, составляет $0,5 + 1$ Вт. При амплитуде высокочастотного напряжения на пластине (и нагрузке) около 200 В эта мощность не будет превышена только при импульсной работе со скважностью порядка тысячи.

Импульсная работа генератора представляется целесообразной и с точки зрения определения Q , так как позволяет надежно фиксировать резонанс даже при нестабильной величине тока пучка. Возможность простыми средствами усиливать импульсный резонансный сигнал позво-

ляет определить резонансную частоту при работе с весьма слабыми токами пучка, не превосходящими нескольких микроампер.

В соответствии со сказанным, генератор напряжения, построенный по двухтактной схеме на двойном тетраде ГУ-18, работает в импульсном режиме, развивая в импульсе высокочастотную мощность ~500 вт. Длительность генерируемых высокочастотных импульсов регулируется в пределах 10 ± 30 мксек; частота следования может изменяться от 40 до 110 мц (имеется возможность запуска от внешнего генератора). Генерируемая частота перестраивается переменным вакуумным конденсатором КП1-4-5/100. Принципиальная схема генератора показана на рис. 4. Следует обратить внимание на то, что на анод ГУ-18 кроме импульсного (1+3 кв) подается также небольшое постоянное напряжение ≈ 100 в. При этом существует небольшой уровень постоянной генерации (напряжение на нагрузке ≈ 2 в), что, с одной стороны, обеспечивает быстрое нарастание колебаний после начала импульса, и, с другой, позволяет измерить генерируемую частоту электронным частотомером с высокой точностью.

5. Результаты измерения частот поперечных колебаний показаны на графиках рис. 5+7. На рис. 5 приведено несколько типичных резонансных кривых (зависимость тока на мишень от частоты возбуждающего поля). Видно, что "резонансная полоса" во всех случаях составляет

3 мц, а точность определения резонансной частоты не хуже ±200 кГц, или $\Delta Q = 0,005$ при одном измерении. При измерении зависимости частоты колебаний от радиуса (в некоторых случаях) резонансная частота определялась без снятия резонансной кривой. Это оправдано, так как точность определения Q в этом случае ограничена величиной $\Delta Q = 0,02$ из-за радиальной протяженности пластин 4 см и изменения Q с радиусом.

На рис. 6 (а и б) представлены зависимости $Q_z(r)$ для трех значений тока в вариационной обмотке $I_{\text{вар}} = 775$ а, 875 а и 925 а и $Q_r(r)$

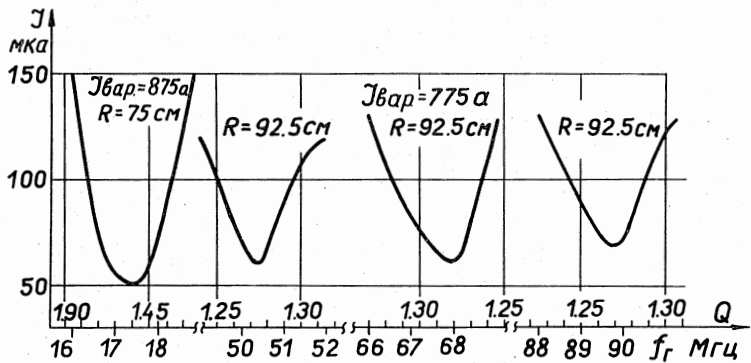


Рис. 5. Зависимость тока пучка на мишень от частоты возбуждающего поля.

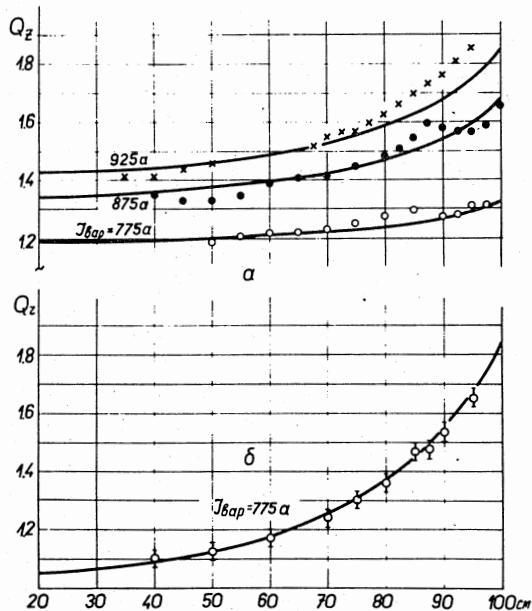


Рис. 6. Экспериментально определенная зависимость от радиуса частот
 а) вертикальных колебаний,
 б) радиальных колебаний.

для $I_{\text{вар}} = 775$ а. Сравнение их с расчётными данными (кривые на этом же рисунке) указывает на довольно хорошее совпадение. Имеющиеся различия могут объясняться, с одной стороны, отличием реального магнитного поля от расчётного (в частности, показателя роста поля n) и, с другой, ошибками в величине Q из-за ошибки в определении радиуса.

На рис. 7 показана зависимость частоты вертикальных колебаний ($r = 75$ см, $I_{\text{вар}} = 775$ а) от величины тока ускоренных частиц. Согласно теоретическим представлениям^{/6/}, когерентная частота бета-тронных колебаний должна оставаться постоянной с высокой степенью точности. Из данных рис. 8 можно сделать заключение, что в пределах точности измерения ($\Delta Q = 0,005$) величина Q не зависит от тока при изменении его от 10 до 620 мка (при этом плотность частиц в ускоренном пучке изменяется от $2,5 \cdot 10^5$ до $1,6 \cdot 10^7$ 1/см³).

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.П. Дмитриевскому, В.В. Кольге, А.А. Глазову за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов, С.Б. Ворожцову за расчёт на ЭВМ токов в концентрических обмотках модели для разных значений тока в вариационной обмотке, А.П. Агудину, В.А. Аккуратову и А.Г. Комиссарову за помощь в проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. В.Н. Аносов и др. Препринт ОИЯИ Р9-3787, Дубна, 1968.
2. С.Б. Ворожцов и др. Препринт ОИЯИ Р9-3448, Дубна 1967.
3. Л.А. Саркисян. Автореферат диссертации. Препринт ОИЯИ, 9-3810, Дубна, 1968.
4. В.В. Кольга. Автореферат диссертации. Препринт ОИЯИ 2138, Дубна 1965.

5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика, стр. 80. Физматгиз, Москва, 1958.
6. L.J. Laslett, Proc. 1963 Summer Study on Storage Rings, Acc and Experimentation at Super-high Energies. BNL-7534,324-67.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 марта 1971 года.

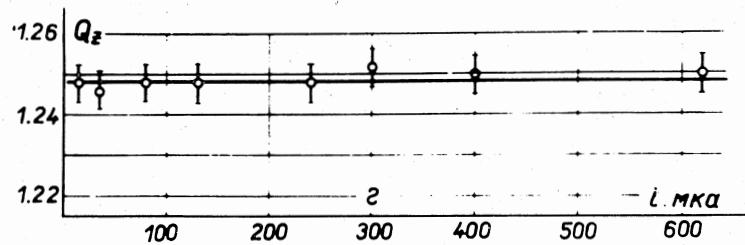


Рис. 7. Частота вертикальных колебаний на радиусе 75 см в зависимости от тока ускоренных частиц.