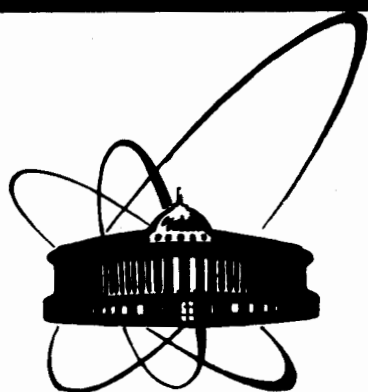


87-108.



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

13-87-108

**Ю.И.Алексахин, З.Г.Гаврилова, Ю.Л.Обухов,
А.Е.Черемухин, А.С.Щеулин**

**ИССЛЕДОВАНИЕ
РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ КАМЕРЫ
АДГЕЗАТОРА КУТИ**

1987

Формирование и сжатие электронных колец в коллективном ускорителе тяжелых ионов /ПКУТИ ^{1/} и КУТИ-20 ^{2/}/ происходит в металлической вакуумной камере адгезатора /компрессора/, которую можно рассматривать как объемный резонатор. Известно, что резонансы когерентных колебаний колец на собственных модах камеры ^{1/} являются одним из основных факторов, ограничивающих их ускоряющую способность. Размещенные в камере устройства инъекции ^{1/} /инфлектор, корректор/ могут обладать своими резонансными свойствами и, соответственно, вызывать неустойчивость колец. Для экспериментального исследования резонансов когерентных колебаний необходимо, в первую очередь, знание структуры полей, резонансных частот и добротностей камеры с расположенными в ней устройствами. Ранее измерения добротностей производились на частотах выше 600 МГц ^{3/}, т.е. не охватывали низшие моды. При этом структура полей и влияние устройств системы инъекции не рассматривались.

В настоящей работе приводятся результаты идентификации E-мод в диапазоне частот до 1,1 ГГц для камер адгезаторов ПКУТИ и КУТИ-20 и на основании данных измерений частотного спектра и добротностей оценивается допустимое число электронов в кольце N_e .

1. СОБСТВЕННЫЕ МОДЫ КАМЕРЫ

Для идентификации мод прежде всего необходимо знать ожидаемый спектр частот. Вакуумные камеры адгезаторов ПКУТИ и КУТИ-20 изображены на рис.1 а,б . Они представляют собой цельносварные конструкции из тонколистового титанового сплава ОТ4-1 /II - толщина 0,8 мм/ и нержавеющей стали /I - толщина 0,5 мм/. Важной особенностью камер является отсутствие азимутальной симметрии из-за наличия большого числа патрубков /10/ диаметром 130 мм на тороидальной поверхности /обечайке/. Однако для приближенного анализа спектра будем игнорировать это обстоятельство и рассмотрим собственные моды азимутально-симметричного резонатора /рис.1а, III/, образованного боковыми стенками с углами раствора $\theta = (\pi \pm d)/2$ и сферической обечайкой радиуса f , более близкого к реальной геометрии, чем простой цилиндр. Вблизи от оси стенки имеют круговые отверстия радиуса d , к которым присоединены цилиндрические патрубки.

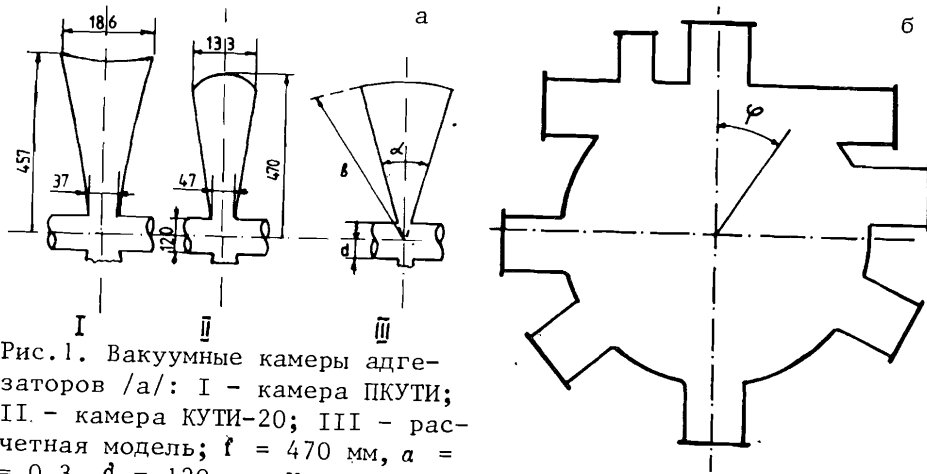


Рис. 1. Вакуумные камеры адгезаторов /а/: I - камера ПКУТИ; II - камера КУТИ-20; III - расчетная модель; $l = 470$ мм, $a = 0,3$, $d = 120$ мм. Камера КУТИ-20 /б/.

Решение векторного уравнения Гельмгольца для напряженности электрического поля может быть выражено через потенциал ψ , удовлетворяющий уравнению /4/:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta}) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} \right] + k^2 \psi = 0. \quad /1/$$

Общее решение уравнения /1/, обладающее определенной симметрией относительно медианной плоскости, имеет вид

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{r}} [C_1 J_{\nu + 1/2}(kr) + C_2 N_{\nu + 1/2}(kr)] [P_{\nu}^m(\cos \theta) \pm P_{\nu}^m(-\cos \theta)] \left\{ \frac{\sin m\phi}{\cos m\phi} \right\}. \quad /2/$$

Для колебаний М-типа /4/, соответствующих Е-волнам в цилиндрической системе координат, компоненты полей выражаются через потенциал следующим образом:

$$E_r = 0, \quad E_{\theta} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \phi}, \quad E_{\phi} = -\frac{\partial \psi}{\partial \theta},$$

$$B_r = -\frac{i}{r} \nu(\nu + 1) \psi, \quad B_{\theta} = -\frac{i}{kr} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2}), \quad /3/$$

$$B_{\phi} = -\frac{i}{kr \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \psi}{\partial \phi}),$$

где принята зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$ /соответствующий множитель везде опущен/.

Формулы для Н-волн /колебаний N-типа /3// получаются из /3/ заменой:

$$\vec{E} \rightarrow \vec{B}, \quad \vec{B} \rightarrow -\vec{E}.$$

Прежде чем приступить к определению собственных мод, укажем, что для их обозначения в цилиндрической системе координат мы будем использовать индексацию m, n, p , соответствующую числу узлов поля по координатам ϕ, r, z .

Порядок входящих в /2/ функций Лежандра определяется из граничных условий на боковых стенках $E_{\phi} = E_r = B_{\theta} = 0$, т.е.

согласно /3/ $\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0$ для Е-волн и $\psi = 0$ для Н-волн.

При $a \ll 1$ для низших, слабонеоднородных по θ Е-волн $p = 0$ можно воспользоваться степенными разложениями входящих /со знаком "плюс"/ в /2/ функций Лежандра, что приводит к результату

$$\ell_E = \nu + \frac{1}{2} \approx \sqrt{m^2 (1 + \frac{a^2}{12} + \dots)} + \frac{1}{4}. \quad /4/$$

Для Е-волн и Н-волн с одной вариацией по θ / $p = 1$ / и для гармоник с номером $m \ll \pi/a$, используя асимптотические разложения для P_{ν}^m , нетрудно получить

$$\ell_E \approx \frac{\pi}{a} + (m^2 + \frac{5}{4}) \frac{a}{2\pi}, \quad \ell_H \approx \frac{\pi}{a} + (m^2 - \frac{1}{4}) \frac{a}{2\pi}. \quad /5/$$

Отметим попутно важное обстоятельство. Большие значения ($\ell_{E,H} \gg m$) порядка функций Бесселя приводят к существенно меньшим, по сравнению с цилиндрическим резонатором, значениям коэффициентов связи азимутальных волн в электронном кольце с собственными модами. Требования на добротности этих мод соответственно оказываются значительно менее жесткими, чем в /1/.

Отношение коэффициентов C_2/C_1 в /2/ и волновое число k , определяющее радиальную зависимость полей, находятся из краевых условий при $r = b$, $r = d$. Ограничиваясь приближенным анализом, будем считать обечайку ($r = b$) сплошной и потребуем на ее поверхности $E_{\phi} = E_{\theta} = B_r = 0$ или $\psi = 0$ для Е-волн.

и $\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \psi) = 0$ для Н-волн. Наиболее простое /и грубое/ при-

ближенное условие соответствует равенству радиального тока

нулю, то есть отсутствию перетекания зарядов с боковых стенок на патрубки. В этом случае $V_\phi|_{r=d} = 0$, что дает $\frac{\partial}{\partial r}(r\psi) = 0$

для Е-волн и $\psi = 0$ для Н-волн. Очевидно, что для закрытого резонатора ($d \rightarrow 0$) эти условия являются точными и приводят к равенству $C_2 = 0$, так что собственные частоты Е-волн определяются уравнением $J_\ell(kb) = 0$, а частоты Н-волн - уравнением

$$J'_\ell(kb) + \frac{1}{2kb} J_\ell(kb) = 0.$$

Используя значения индекса /5/, при $a \ll \pi/m$ приближенно получим

$$kb \approx \frac{\pi}{a} + 1,86 \left(\frac{\pi}{a}\right)^{1/3} + (m^2 + \frac{5}{4}) \frac{a}{2\pi}$$

для E_{m11} -мод и

$$kb \approx \frac{\pi}{a} + 0,81 \left(\frac{\pi}{a}\right)^{1/3} + (m^2 - \frac{1}{4}) \frac{a}{2\pi}$$

для H_{m11} -мод. При $n > 1$ справедливы, соответственно, оценки:

$$kb \approx \frac{\pi}{4}(4n + 2\ell_E - 1), \quad kb \approx \frac{\pi}{4}(4n + 2\ell_H - 3).$$

Граничное условие для низших Е-мод, учитывающее "просачивание" поля из резонатора в патрубки, получено в Приложении. Оно приводит к уравнению:

$$J_\ell(kb) [N'_\ell(kd) + \frac{1}{2kd} N_\ell(kd)] - N_\ell(kb) [J'_\ell(kd) + \frac{1}{2kd} J_\ell(kd)] = -kd \frac{a}{\pi} \ln \frac{1}{a} [J_\ell(kb) N_\ell(kd) - N_\ell(kb) \cdot J_\ell(kd)], \quad /6/$$

где индекс ℓ дается формулой /4/.

Для азимутально-симметричных Е-волн ($m = 0$) из /4/ следует $\ell = 1/2$, так что цилиндрические функции в /6/ можно выразить через тригонометрические и привести это уравнение к виду

$$\text{ctg} k(b-d) = kd \frac{a}{\pi} \cdot \ln \frac{1}{a}. \quad /7/$$

Первые корни ($n \ll \frac{b}{a} \ln \frac{1}{a}$) уравнения /7/ приближенно равны:

$$f_{\text{опо}} \approx \frac{ck_{\text{опо}}}{2\pi} \approx \frac{c(2n-1)}{4(b-d)} \left(1 - \frac{2a \cdot d}{\pi b} \ln \frac{1}{a}\right). \quad /8/$$

В обратном предельном случае

$$f_{\text{опо}} \approx \frac{c(n-1)}{2(b-d)}.$$

Для $E_{\text{мно}}$ с $n \neq 0$ и $n \ll b/d$ из /6/ имеем приближенно:

$$kb \approx \nu_{mn} + \frac{\pi}{16m} - \pi \frac{m+1/2}{(m-1/2)m!(m-1)!} \left(\frac{\nu_{mn} d}{2b}\right)^{2m}, \quad /9/$$

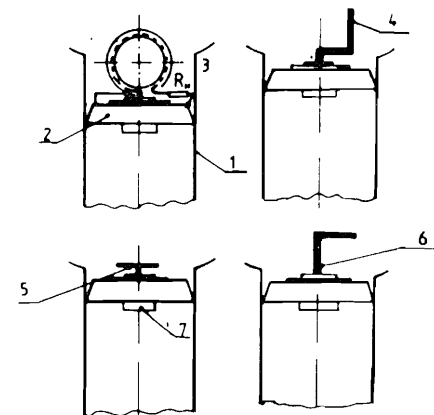
где ν_{mn} - n -й нуль функции Бесселя: $J_m(x)$.

Второй член в правой части /9/ связан с отличием порядка радиальной функции от m /т.е. с конусообразностью боковых стенок/, а третий - с наличием отверстия. В случае параллельных стенок второй член исчезает, а в третьем слагаемом множитель $(m + \frac{1}{2})(m - \frac{1}{2})$ следует заменить на единицу. При больших n , когда это слагаемое становится сравнимым с 1, справедлива оценка $kb \approx \lambda_{mn}$, где λ_{mn} - n -й нуль функции Неймана.

Интересно отметить, что наличие отверстий в боковых стенках резонатора увеличивает частоту азимутально-симметричных мод, но снижает частоты несимметричных. Угол между стенками, напротив, снижает частоту симметричных и повышает частоту несимметричных волн.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования резонансных свойств металлических камер производились с помощью характеристографов XI-47, XI-50, охватывающих диапазон частот до 1100 МГц, а также селективных микро-

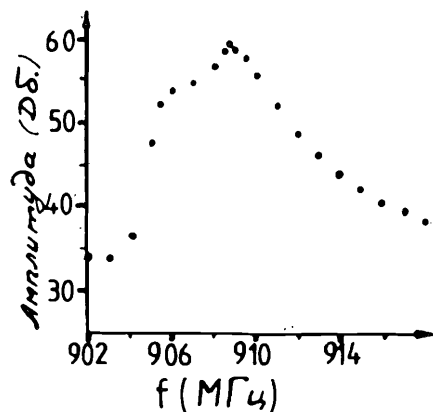


вольтметров SMV-8 с шириной полосы 120 кГц и частотомера SMLU-73. В диапазоне частот до 400 МГц применялся также широкополосный усилитель УЗ-33 с коэффициентом усиления ~25 дБ. Приемные и передающие антенны представляли собой магнитные экранированные и неэкранированные антенны; 7 - разъем.

ранированные согласованные петли, емкостные в виде диска ϕ 10 мм, штыревые прямые и Г-образные антенны /рис.2/. Выполнение требований малости возмущений полей применяемыми антеннами /зондами/ и отсутствия резонансных частот последних в исследуемом диапазоне гарантировалось выбором длины и периметра согласно условию $l \ll \lambda_{\min}/4$. Все антенны снабжались плунжерами для обеспечения хорошего контакта оплетки измерительного кабеля со стенками патрубков, в которых антенны могли перемещаться. Для измерения радиального распределения E_z -компоненты поля применялся специальный зонд, снабженный устройством для отсчета расстояния. Длина приемной части зонда не превышала $l_3 \sim 10^{-2} \lambda_{\min}$.

При измерении с помощью характеристикографов наличие в спектре этих приборов постоянных частот и нелинейности приемного канала приводили к появлению ложных резонансных пиков на комбинационных частотах. Эти пики имели малую амплитуду, что служило критерием их отбора. Окончательно проверка резонансных частот проводилась с помощью двух приборов SMV-8, при этом сигнал гетеродина одного из них подавался на передающую антенну через согласующие цепи. При такой схеме измерений верхняя оценка уровня комбинационных частот составляет $2 \div 3$ дБ на уровне $60 \div 70$ дБ амплитуд истинных резонансных кривых.

Добротности определялись по форме резонансных кривых. Применяемая аппаратура (SMV-8) ограничивала диапазон измеряемых добротностей сверху величиной $Q_{\text{пред}} < 4,5 \cdot 10^3$ /из-за конечности полосы пропускания/. Систематическая ошибка, связанная с дифференциальной нелинейностью амплитудно-частотной характеристики SMV-8, и статистическая, обусловленная нестабильностью амплитуды гетеродина, не превышали 5% каждая. Наибольшую неопределенность в измерение добротности вносил эффект снятия



поляризационного вырождения для азимутально-несимметричных мод колебаний, приводящий к расщеплению частот. В этом случае иногда вклад в суммарную ошибку возрастал до $\sim 20\%$ и более, как, например, для моды E_{510} при измерениях с устройствами инжекции, где $\Delta f_{\text{расщ.}} \sim \frac{f_0}{Q}$ /рис.3/.

Рис.3. Резонансный пик моды E_{510} .

Однако для большинства мод общая ошибка измерений добротности оценивается как $\pm 15\%$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При исследовании пространственной структуры полей, возбуждаемых на собственных резонансных частотах камеры, было установлено, что отличие формы камеры от цилиндрической и наличие азимутальных неоднородностей не приводит к появлению дополнительных типов волн в области частот от 0,4 до 1100 МГц на уровне отношения амплитуд к основным резонансам $\sim 60 \div 65$ дБ. В то же время азимутальная асимметрия снимает поляризационное вырождение всех азимутально-несимметричных мод колебаний и, соответственно, вызывает расщепление собственных частот /см.рис.5/. Расщепление частот симметричных мод не наблюдается /рис.6/. Без учета расщепления измеренный спектр резонансных

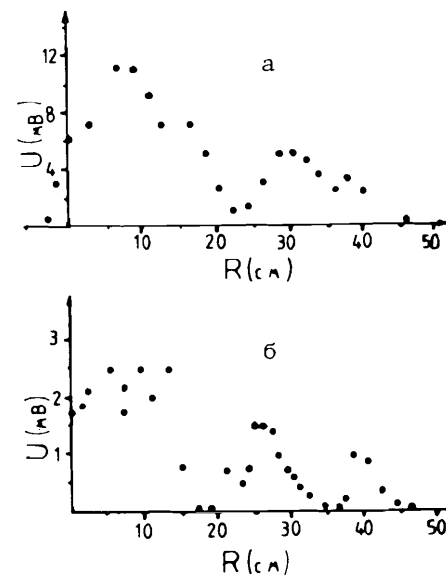
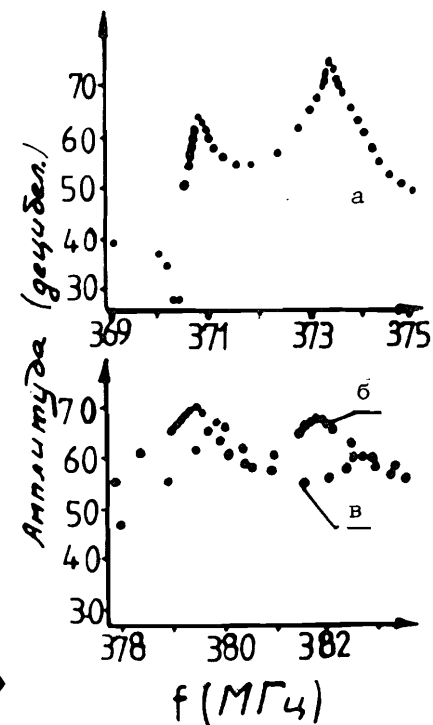


Рис.4. Радиальные распределения $|E_z|$ для мод: а - E_{220} , б - E_{030} .

Рис.5. Резонансный пик моды E_{110} : а - пустая камера; б - камера с корректором; в - камера с корректором и инфлектором.



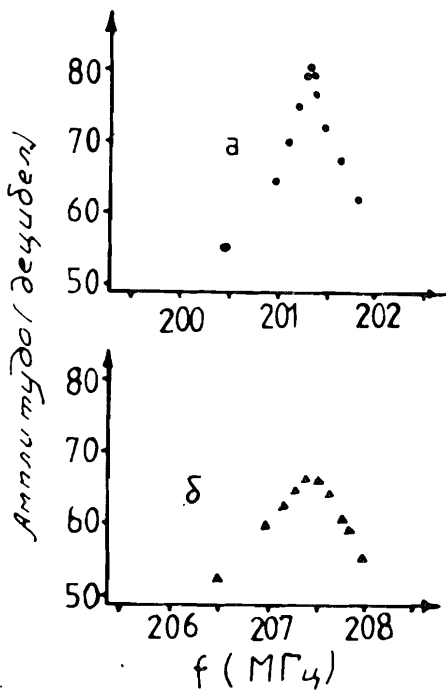


Рис.6. Резонансный пик моды E_{010} : а пустая камера; б с устройством системы инъекции.

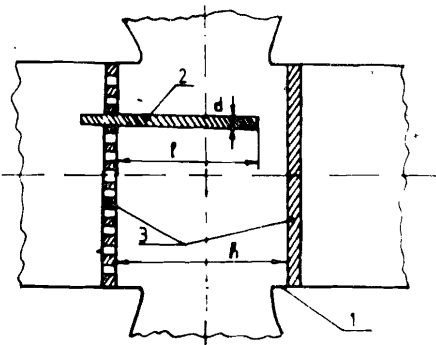
частот с хорошей точностью совпадает с расчетным. Отличие не превышает 5% /для E_{mno} -мод, см. табл./.

Типы волн идентифицировались путем выделения возбуждаемых компонент полей /выбором и ориентацией антенн/ и измерения их пространственных /азимутальных и радиальных/ распределений. Примеры радиальных распределений $|E_z|$ для мод E_{220} и E_{030} показаны на рис.4. Видно, что эффективные "электрические центры" /точки симметрии/ не совпадают с геометрическими. Более того, измерения

показали, что для двух расщепленных уровней одной и той же азимутально-несимметричной моды колебаний центры распределений $|E_z|$ также не совпадают, как между собой, так и с геометрическим центром камеры. Для уменьшения ошибки, связанной с изменением конфигурации поля самим зондом, последний вводился по радиусу с двух диаметрально противоположных сторон. Результаты этих измерений совпали с точностью ± 1 см.

Кроме того, были проведены более корректные измерения положения электрического центра для мод E_{110} и E_{210} методом малых возмущений ^{5/}. Возмущающее тело представляло собой металлический стержень диаметром $d = 4$ мм и длиной $l = 53$ мм /см.рис.7/. Расстояние между дисками 3 варьировалось в пределах $80 \div 260$ мм.

Рис.7. Схема регистрации смещения электрического центра: 1 - камера; 2 - возмущающее тело; 3 - металлические диски.



Тип волны	f _{расч.}	камера КУТИ-20				камера ИКУТИ	
		пустая		с устр. инж.		f _н (Мгц)	Q _н /Q _г
		f _г (Мгц)	Q _г	f (Мгц)	Q		
E_{010}	198	201,3	1300	207	480	188	1,3
E_{020}	589	572,5	1900	604	500	540	1,1
E_{030}	929	888,8	1630	889	420	872	1,3
E_{110}	362	370,9 373,4	1820 1520	373 383	660 -	368 370	1,1
E_{120}	705	691,2 709,0	2390 1540	702 717	920 520	674 -	1,0
E_{130}	1021	-	-	-	-	1002	-
E_{210}	503	522,4 527,0	2220 2650	533 565	290 -	514 516	1,4
E_{220}	788	844,5 856,5	2980 2880	- 859	- 1180	839 844	0,7
E_{310}	648	651,1 665,3	2820 2370	636 662	680 950	623 644	0,7
E_{320}	983	952,0 985,2	2550 1870	961 1003	- -	- 987	0,8
E_{410}	775	781,9 786,6	1800 2750	733 814	1200	- 766	1,2
E_{420}	1127	-	-	-	-	- 1026	-
E_{510}	895	923,0 933,5	2700 2160	906 909	- -	890 -	0,9
E_{610}	1013	-	-	-	-	994	-
H_{111}	1102	-	-	-	-	1035	-
E_{011}	1211	-	-	-	-	1070	-

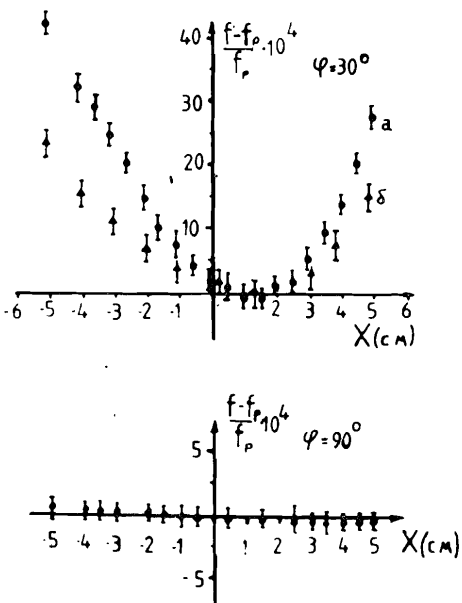


Рис. 8. Уход частоты при перемещении возмущающего тела: а - расстояние между дисками $h = 80$ мм /см.рис.7/; б - $h = 160$ мм.

Результаты измерений ухода резонансной частоты моды E_{110} в зависимости от положения возмущающего тела на различных азимутах представлены на рис. 8. Видно, что вблизи плоскости узлов $E_z / \phi = 90^\circ$, отсчет угла от точки инъекции / возмущающее тело, как и следовало ожидать, влияния на резонансную частоту не оказывает. На азимуте $\phi = 30^\circ$ отчетливо наблюдается смещение точки минимального ухода частоты /узла поля/ от центра камер-

ры. МНК-оценка величины отклонения электрического центра от геометрической оси составляет $1,7 \pm 0,55$ см при заданной статистической точности определения резонансной частоты

$\frac{\sigma_{f_p}}{f_p} \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$. На моде E_{210} смещение имеет примерно такую

же величину. Для камеры из нержавеющей стали соответствующие смещения приблизительно в 2 раза меньше. Являясь следствием азимутальной асимметрии камер, эффект смещения эффективного электрического центра от геометрической оси приводит к тому, что моды с m азимутальными вариациями могут возбуждать колебания кольца с любым числом волн по азимуту l , а не только

равным m . Коэффициент связи $\sim \left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)^{2(l-m)}$ может оказаться

значительным в силу больших Δr , наиболее существенное из возможных последствий - неустойчивость аксиальных колебаний кольца из-за резонанса с модой E_{010} . Для предотвращения этого по оси камеры необходимо вводить проводящий цилиндр /например, фидер питания синхровитка²/. При этом уровень амплитуды полей моды E_{010} снижается практически до нуля.

Измерения добротностей на резонансных частотах на "пустых" камерах, как титановой, так и из нержавеющей стали, показали, что их значения достаточно высоки $1,3 \div 3 \cdot 10^3$ и, в согласии

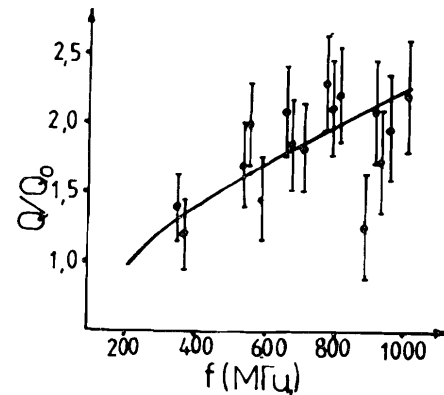


Рис. 9. Зависимость добротности от частоты: сплошная кривая - расчет.

с теорией^{6/}, примерно одинаковы для обоих вариантов камер /см.табл./. Экспериментальная зависимость добротности от частоты удовлетворительно согласуется с теоретической $Q \sim \sqrt{f}$ /рис.9/. Однако наличие в камере корректора, представляющего собой согласованный отрезок длинной линии с волновым сопротивлением $\rho = 75$ Ом, существенно /в 2-3 раз/ снижает величины добротностей. Инфлятор на добротность существенного влияния не оказывает /см.рис.5/. В конечном итоге практически интересные значения добротностей камеры /с устройствами инъекции/ находятся в диапазоне $3 \div 10 \cdot 10^2$ /см.табл./, что обеспечивает устойчивое сжатие колец с числом электронов $N_e \approx 3 \div 5 \cdot 10^{12}$, по крайней мере для мод E_{mnp} с $m, n \leq 2$, при относительном энергетическом разбросе в пучке $\Delta E / E \approx 4 \cdot 10^{-2}$ ^{1/}. Рассцепление резонансных частот при снятии поляризованного вырождения на величину $\frac{\Delta f}{f_0} > \frac{1}{Q}$

приводит к увеличению порогового числа частиц до $N_e \approx 6 \div 8 \cdot 10^{12}$, что позволяет объяснить результаты^{7/} измерений числа электронов в сжатом состоянии в адгезаторе ПКУТИ $N_e \leq 8 \cdot 10^{12}$.

приводит к увеличению порого-

вого числа частиц до $N_e \approx 6 \div 8 \cdot 10^{12}$, что позволяет объяснить результаты^{7/} измерений числа электронов в сжатом состоянии в адгезаторе ПКУТИ $N_e \leq 8 \cdot 10^{12}$.

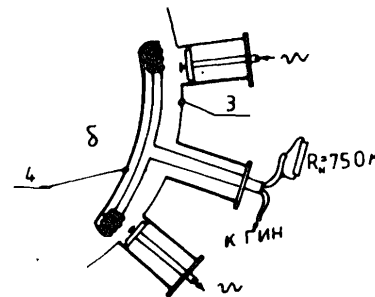
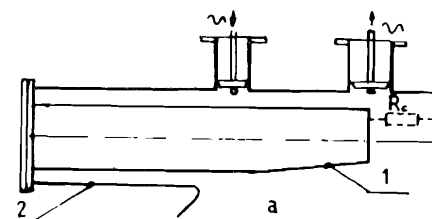


Рис. 10. Схемы измерения собственных частот инфлятора /а/ и корректора /б/: 1 - экран инфлятора; 2 - патрубков; 3 - камера; 4 - высоковольтный электрод линии корректора.

Схемы измерения собственных частот инфлектора и корректора представлены на рис.10. Петля инфлектора при измерениях отключалась от генератора. Наименьшая резонансная частота инфлектора составила $f_k = 120 \pm 2$ МГц при добротности $Q \approx 120$. При отклонении инфлектора вверх и вниз на $\Delta l = 1$ см резонансная частота сдвигалась на -10 МГц и $+10$ МГц соответственно. Исследования структуры полей волны показали, что в данном случае наблюдается возбуждение четвертьволнового коаксиального резонатора, образованного экраном инфлектора и камерой. Так как измеренное значение частоты инфлектора близко к частоте обращения электронов на радиусе захвата $f_{обp} \approx 134$ МГц, то необходимо было найти способ подавления этих колебаний. При согласовании этого резонатора на разомкнутом конце сопротивлением $R = 10$ Ом /приблизительно равным волновому сопротивлению коаксиала/ добротность уменьшалась до ~ 6 , а резонансная частота сдвигалась до $f_n = 158.1$ МГц. Поле этой волны в пространстве спадает \sim в 10 раз на расстоянии 6 см от инфлектора.

Исследование резонансных свойств корректора показали, что сама по себе пластина имеет целый спектр частот. Однако при подключении корректора к генератору питания и согласованной нагрузке /последнее более существенно/ резонансные свойства исчезают, т.е. колебания не возбуждаются.

4. ВЫВОДЫ

1. Идентифицированы E-моды колебаний в частотном диапазоне до 1,1 ГГц. Собственные частоты, рассчитанные для камеры с конечными стенками, совпадают с измеренными значениями с точностью не хуже 15%.

2. Обнаружено снятие поляризационного вырождения для всех азимутально-несимметричных типов волн. Возникающее при этом расщепление частот снижает силу резонансов и соответственно требования на добротность камеры /при расщеплении $\frac{\Delta f}{f_0} > \frac{1}{Q}$ до двух раз/.

3. Обнаружено смещение эффективного электрического центра камеры, вследствие которого моды с m азимутальными вариациями могут возбуждать колебания кольца с любым числом волн по азимуту, а не только равным m . Возникающую при этом генерацию колебаний на модах $E_{ом0}$ можно подавить введением центрального проводящего стержня.

4. Измеренная собственная частота инфлектора находится в опасной близости к частоте обращения электронов. Во избежа-

ние резонансного взаимодействия соответствующий четвертьволновый вибратор нужно согласовывать на разомкнутом конце. Корректор, включенный в рабочую схему, резонансными свойствами не обладает.

5. Уменьшение добротности благодаря корректору приводит к тому, что условия устойчивости аксиальных колебаний выполнены для $N_e \lesssim 1/3 \div 5 \cdot 10^{12}$, а с учетом увеличения порогового значения добротности вследствие расщепления частот /см.п.2/ можно ожидать устойчивости колец с числом электронов до $1/6 \div 8 \cdot 10^{12}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Уравнение /6/ получается шивкой при $r = d$ адмиттансов B_ϕ/E_z для камеры и патрубка. Соответствующее значение для камеры следует из соотношений /3/ и для E-волн, с учетом $\psi|_{r=b} = 0$, равно

$$\frac{B_\phi}{E_z} = i \frac{J_\ell(kb) [N'_\ell(kd) + \frac{1}{2kd} N_\ell(kd)] - N_\ell(kb) [J'_\ell(kd) + \frac{1}{2kd} J_\ell(kd)]}{J_\ell(kb) N_\ell(kd) - N_\ell(kb) J_\ell(kd)} \quad /п.1/$$

Для определения адмиттанса патрубка будем считать E_z при $r = d$ известным и найдем B_ϕ . Для мод E_{mno} на зазоре $|z| < h/2$ можно положить $E_z|_{r=d} = E_0$, где E_0 - некоторая константа, на патрубках $E_z|_{r=d} = 0$. Решение соответствующей граничной задачи в области $r < d$ в фурье-представлении ($E_z(k_z)$) =

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ik_z z) E_z(z) dz \quad \text{имеет вид}$$

$$E_z(k_z) = E_0 \frac{\sin \frac{k_z h}{2}}{\pi k_z} \frac{J_m(k_r r)}{J_m(k_r d)},$$

где $k_r = k^2 - k_z^2$. Используя известные выражения для поперечных компонент поля в E-волне, получим

$$H_\phi(k_z) = iE_0 \frac{k \sin \frac{k_z h}{2}}{\pi k_z k_r} \frac{J_m(k_r r)}{J_m(k_r d)}.$$

Производя обратное преобразование Фурье при $r = d$, $|z| < h/2$ и пренебрегая различием поверхностей $r = \text{const}$ в цилиндрической и сферической системах координат при $a \ll 1$, найдем:

$$H_{\phi} = iE_0 \left\{ \frac{m}{kd} \left(1 - \cos kz \cos \frac{kh}{2} \right) - 2kd \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1 - \text{ch } k_{ms} z \exp(-k_{ms} h/2)}{(k_{ms} d)^2} \right\},$$

где $k_{ms}^2 = \frac{v_{ms}^2}{d^2} - k^2$. Среднее значение H_{ϕ} по зазору при

$kd \ll 1$, $\frac{mh}{d} \lesssim 1$ приблизительно равно

$$\frac{\bar{H}_{\phi}}{E_0} \approx i \frac{kh}{\pi} \ln \frac{d}{h}.$$

/П.2/

Учитывая $h = 2d \text{tg} \frac{\alpha}{2} \approx ad$, из /П.1, П.2/ получим /6/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
2. Александров В.С. и др. ОИЯИ, 9-83-613, Дубна, 1983.
3. Барабаш Л.С. и др. ОИЯИ, Р9-7700, Дубна, 1974.
4. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1960, т. II, с. 710.
5. Вальднер О.А., Милованов О.С., Собенин Н.П. Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1974.
6. Алексахин Ю.И. и др. ОИЯИ, Р9-7065, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по изобретленным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Алексахин Ю.И. и др.

13-87-108

Исследование резонансных свойств камеры адгезатора КУТИ

Приведены результаты расчетов и измерений спектра собственных частот E-мод металлической вакуумной камеры адгезатора коллективного ускорителя с электронными кольцами в области частот до 1,1 ГГц. Камера имеет сферические боковые стенки, тороидальную обечайку и центральное отверстие. Теоретические и экспериментальные значения частот отличаются не более чем на 5%. Показано, что азимутальная асимметрия камеры, обусловленная патрубками на тороидальной поверхности, приводит к снятию поляризационного вырождения всех азимутально-несимметричных мод и смещению центра ВЧ-полей. Исследованы резонансные свойства устройств инжекции. Измеренные значения добротностей соответствуют устойчивым кольцам с числом частиц $N_e = 8 \cdot 10^{12}$.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Alexakhin Yu.I. et al.

13-87-108

Resonance Property Investigation of the KUTI Adgezator Chamber

The calculation and measurement results of the natural frequency E-mode spectrum of the metallic vacuum adgezator chamber of the collective accelerator with electron rings in the frequency region up to 1.1 GHz are given. The chamber has spherical side walls, toroidal shell and central opening. Theoretical and experimental values of frequencies differ by not more than 5%. It is shown that azimuthal asymmetry of the chamber, that is conditioned by branch pipes on its toroidal surface, leads to the removal of polarized degeneracy of all azimuthally asymmetrical modes and to the shift of HF-fields centre. The resonance properties of the injection devices are investigated. The measured values of Q-factors correspond to stable rings with particle number $N_e = 8 \cdot 10^{12}$.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987