

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ
ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В БЕТАТРОНЕ**

О. В. СОКОЛОВ, Б. Л. ЧАСТОКОЛЕНКО

(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института
электронной микроскопии)

Известно, что во время инжекции электронов в ускорительной камере бетатрона создаются условия для кратковременного существования так называемого нестационарного тока. В работах [1—4] предложен механизм образования нестационарного тока, основанный на резонансном взаимодействии циркулирующих электронов с неоднородностью в азимутальном распределении плотности пространственного заряда, создаваемой током эмиссии из инжектора. Экспериментальная проверка подтверждает резонансный механизм образования нестационарного тока [3, 4]. Резонансным механизмом объясняется и потеря электронов нестационарного тока. Однако не исключено влияние других факторов на распад нестационарного тока, так как нестационарный ток весьма значителен по величине. В данной работе исследуется продольная устойчивость пучка электронов нестационарного тока.

Конечное сопротивление стенок ускорительной камеры при определенных условиях может приводить к самогруппированию сплошного кругового тока в сгустки, т. е. к нарушению продольной устойчивости пучка [6—13]. Известно, что в бетатронах (за исключением установок с постоянным управляющим полем и переменным градиентом) данный эффект проявляется в так называемом эффекте «отрицательной массы». Суть этого эффекта заключается в том, что при наличии некоторой локальной области с увеличенной плотностью заряда электроны, находящиеся впереди этой области, испытывают действие дополнительной ускоряющей силы и приобретают большую энергию по сравнению с остальными. А так как в слабофокусирующем ускорителе частота обращения частиц уменьшается с увеличением энергии [5, 6], то частицы с большей энергией двигаются радиально наружу, теряют азимутальную скорость и попадают назад в центр сгустка. Подобным образом частицы на другом конце сгустка движутся радиально внутрь, увеличивая свою азимутальную скорость и перемещаются вперед по направлению к центру сгустка. Разбившийся на сгустки пучок генерирует электромагнитные волны с частотой

$$\omega = m\omega_0, \quad (1)$$

где m — число сгустков в пучке.

Фактором, стабилизирующим пучок в продольном направлении, является наличие достаточно большого энергетического разброса в пучке. Энергетический разброс в пучке электронов, образующих нестационарный ток, можно определить согласно [5]

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta r_0 \beta^2 (1 - n)}{r_0}, \quad (2)$$

где Δr_0 — радиальный размер пучка (см);
 n — показатель спадания магнитного поля;
 r_0 — радиус равновесной орбиты (см);

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{F_0}{E}\right)^2} \text{ — релятивистский фактор.}$$

Проведем оценку опасности продольных колебаний в пучке электронов нестационарного тока. Введем следующие обозначения:

N_1 — предельное (равновесное) число электронов, когда дефокусирующие силы пространственного заряда находятся в равновесии с фокусирующими силами магнитного поля.

N_2 — наименьшее число электронов, при котором начинают возникать продольные колебания, однако эти колебания не приводят к потере циркулирующих электронов.

N_3 — наименьшее число электронов, при котором начинается интенсивная потеря электронов на стенках камеры из-за развития продольной неустойчивости.

Приблизительно представляется возможным оценить значения N_1 , N_2 , N_3 [4, 14—15];

$$N_1 = 2,18 \cdot 10^{13} \cdot \frac{a^2}{r_0} \cdot E \cdot \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} n; \quad (3)$$

$$N_2 = \pi \cdot \frac{r_0}{r_e} \cdot \frac{T}{E_0} \cdot \frac{n}{1 - n} \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2, \quad (4)$$

$$N_3 = \pi a^2 \cdot \frac{T}{E_0} \cdot \frac{n(1 - n)}{r_0 r_e} \left(1 - \frac{x_m}{\alpha}\right)^2; \quad (5)$$

где a — радиус пучка электронов эквивалентного кругового сечения (см);

α — радиус эквивалентного кругового сечения ускорительной камеры (см);

$E_0 + T = E$ — соответственно энергия покоя электрона, кинетическая и полная (Мэв);

$r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ — классический радиус электрона (см);

x_m — амплитуда радиальных бетатронных колебаний (см).

Скорость роста (постоянную развития) продольной неустойчивости можно оценить выражением [9]

$$\tau \approx \frac{4\pi}{\beta \omega^3 n} \left(\frac{\delta a^2 \lambda}{r_e r_0 |K| \gamma N} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $\omega = 2\pi f_0$ — угловая частота обращения электронов в ненарушенном пучке (1/сек);

δ — проводимость внутреннего покрытия ускорительной камеры (1/сек);

λ — отношение радиуса пучка эквивалентного кругового сечения к радиусу эквивалентного кругового сечения ускорительной камеры;

K — коэффициент, для бетатрона $K = \frac{1}{\gamma}$ [4];

N — число частиц в пучке.

Значения N_1 , N_2 и N_3 для различных напряжений инжекции (U_I), подсчитанные для бетатрона на энергию 15 Мэв, представлены на рис. 1. Здесь же приведены значения $N_{нт}$ (число электронов, соответ-

ствующее нестационарному току при оптимальном захвате) и $N_{\text{захв}}$ (число электронов, захватываемое в ускорение) [3, 4], измеренные на указанном бетатроне, имеющие следующие параметры:

$r_0=13$ см; $n=0,63$; $\Delta r_0=2,7$ [4]; $\lambda=0,755$; $\alpha=2,83$ см;
 $\sigma \approx 1,3 \cdot 10^{15}$ 1/сек (проводящий слой камеры — аквадаг); $a=2,14$ см.

Из рис. 1 видно, что при напряжении инжекции до 40 кВ продольные колебания существуют не только во время инжекции, когда циркулирует нестационарный ток, но и некоторое время после окончания процесса захвата, так как $N_2 < N_{\text{захв}} < N_{\text{нт}}$. Этот результат, вытекающий из проведенных расчетов, хорошо согласуется с результатами экспериментальной работы [8]. В этой работе отмечается, что высокочастотные колебания, свидетельствующие о группировании электронов в сгустки, наблюдаются далеко за пределами заднего фронта импульса инжекции (до сотен микросекунд), а их интенсивность составляет 10—30% от интенсивности во время инжекции. Так как $N_{\text{захв}} < N_3$ (рис. 1), то продольная неустойчивость не должна вызывать потери циркулирующих электронов после окончания инжекции. Во время существования нестационарного тока хотя и выполняется условие для интенсивной потери электронов из-за продольной неустойчивости ($N_{\text{нт}} > N_3$), однако развиться она, по-видимому, не успевает из-за большой постоянной времени своего развития (τ). Значение τ , согласно (6), составляет для бетатрона на энергию 15 Мэв при энергии инжектируемых электронов 20 и 100 кэв 826 и 44 мксек соответственно, тогда как время существования нестационарного тока не превышает долей микросекунды [3, 4]. Из рис. 1 видно также, что при напряжении инжекции больше ~ 90 кВ пучок электронов в продольном направлении становится устойчивым (так как N_3 становится меньше N_2).

В работах [8, 11—13] обнаружены высокочастотные электромагнитные колебания, сопровождающие процесс инжекции, которые свиде-

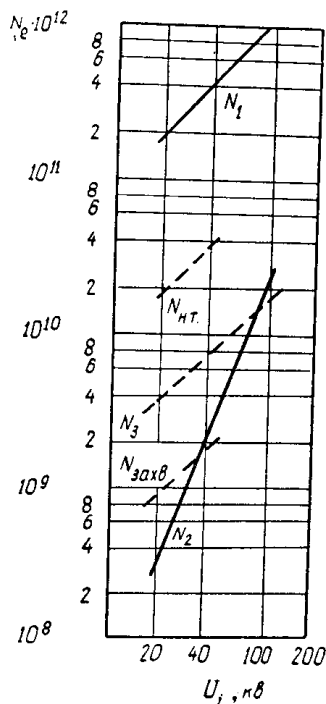


Рис. 1. Зависимость пороговых значений чисел электронов от напряжения инжекции для продольных колебаний.

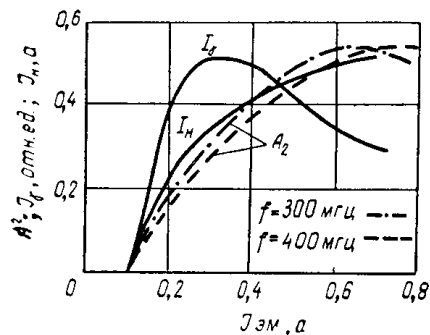


Рис. 2. Зависимость нестационарного тока, интенсивности тормозного излучения и квадрата амплитуды в. ч. колебаний от тока эмиссии из инжектора.

Таблица I

Бетагрон	Параметры											$\Delta T/T, \%$	
	Энергия бетагрона, МэВ	r_0 см	α см	U_1^* кВ	$N_1 \cdot 10^{11}$		$N_2 \cdot 10^9$		$N_3 \cdot 10^9$		а		
					а	б	а	б	а	б			
Б-15	15	13,0	2,8	90	2,0	12,6	0,30	25,2	3,8	18,7	0,56	2,28	
Б-18,5	18,5	11,2	1,9	110	0,9	5,5	0,15	12,8	2,7	13,5	0,50	2,02	
Б-25/10	25	18,5	3,0	300	2,3	14,5	0,20	17,0	11,7	58,5	0,28	1,18	
Б-35/8	35	24,5	5,4	70	5,3	33,2	0,56	47,0	5,8	28,7	0,41	1,69	

тельствуют о нарушении продольной устойчивости электронного пучка. Для каждого напряжения инжекции был найден дискретный набор частот, который находится в определенном отношении к частоте обращения электронов. Частота каждого вида колебаний пропорциональна корню квадратному из напряжения инжекции. В. ч. колебания возникают при вполне определенном пороговом токе эмиссии из инжектора, их амплитуда растет с ростом тока эмиссии.

На рис. 2 представлены в зависимости от тока эмиссии из инжектора ($I_{эм}$) значения нестационарного тока (I_H) [3, 4] интенсивности тормозного рентгеновского излучения (I_γ) и квадрата амплитуды в. ч. колебаний (A^2) [11]. Из рис. 2 видно, что зависимости I_H и A^2 во многом аналогичны. В. ч. колебания (A^2) и нестационарный ток (I_H) возникают при одном и том же пороговом токе эмиссии, при котором начинается захват (I_γ). Значения I_H и A^2 растут с ростом $I_{эм}$, стремясь к насыщению. При оптимальном токе эмиссии (когда I_γ максимально) I_H и A^2 составляют примерно половину от своего максимального значения. Все это говорит о том, что источником в. ч. колебаний является нестационарный ток.

В табл. 1 представлены значения γ_0 , α , а также $\frac{\Delta T}{T}$, N_1 , N_2 и N_3 для двух напряжений инжекции 20 кв (а) и 100 кв (б), подсчитанные по формулам (2—5) для бетатронов конструкции НИИ электронной интроскопии Б-15, Б-18,5; Б-25/10 и Б-35/8. Здесь же указано значение граничного напряжения инжекции (U_1^*), выше которого пучок становится устойчивым в продольном направлении. Из сравнения данных, приведенных в табл. 1 и рис. 1, видно, что характер зависимостей N_1 , N_2 и N_3 для всех бетатронов аналогичен. Наиболее легко возникают продольные колебания в бетатронах Б-18,5 и Б-25/10, которые имеют наименьшую апертуру камеры и наименьший энергетический разброс в пучке.

Сопоставляя результаты проведенной оценки возможности нарушения продольной устойчивости пучка в различных бетатронах с результатами работ по исследованию нестационарного тока [3, 4] и в. ч. колебаний во время инжекции [8, 11—13], можно сделать следующие выводы.

1. Источником интенсивных в. ч. колебаний во время инжекции является существующий в это время нестационарный ток, достигающий значительной величины.

2. Сравнительно малый энергетический разброс в пучке и невысокое напряжение инжекции в обычных (не сильноточных) бетатронах приводят к тому, что во время инжекции и в начальной фазе ускорения происходит нарушение продольной устойчивости пучка, что приводит к в. ч. колебаниям. В рассмотренных бетатронах на энергии 15, 18,5, 25 и 35 Мэв не происходит нарушения продольной устойчивости пучка, если энергия инжектируемых электронов превышает соответственно 90, 110, 300 и 70 кэв.

3. Продольная неустойчивость не может вызвать сколько-нибудь существенной потери электронов ни во время существования нестационарного тока (в связи с большим временем развития τ), ни в начальной стадии ускорения (т. к. $N_{захв} < N_3$), т. е. в продольном направлении пучок электронов в обычном (не сильноточном) бетатроне устойчив.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Соколов, Б. Л. Частоколенко. Труды VII Межвузовской конференции по электронным ускорителям. Вып. 2. М., Атомиздат, 1970, стр. 13.

2. О. В. Соколов, Б. Л. Частоколенко. Изв. вузов СССР, «Физика», вып. 7, 1971, стр. 83.
 3. О. В. Соколов, Б. Л. Частоколенко. Proceedings of the 5th International Betatron Symposium, Bucharest, 1971, s. 1, s. a. 175—188.
 4. Б. Л. Частоколенко. Кандидатская диссертация. Томск, 1971.
 5. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
 6. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. «Атомная энергия», вып. 7, 1959, № 6, стр. 549.
 7. В. К. Нейл, А. Н. Сеслер. «Приборы для научных исследований», вып. 13, 1965, № 4.
 8. И. М. Самойлов, А. А. Соколов. Журнал экспериментальной и теоретической физики, вып. 17, 1964, № 1, стр. 57.
 9. А. А. Коломенский. «Атомная энергия», вып. 17, 1964, № 1, стр. 57.
 10. А. Н. Лебедев. Журнал технической физики, вып. 37, 1967, стр. 1652.
 11. M. Seidl, Czech. J. Phys. B, 11, 390, 1961.
 12. M. Seidl, Czech. J. Phys. B, 12, 508, 1962.
 13. К. Рутіна. Труды IV Международного симпозиума по бетатронам. Прага, 1966, стр. 97.
 14. Дж. Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей. М., ИЛ., 1963.
 15. Г. И. Димов и др. «Атомная энергия», вып. 27, 1969, № 2, стр. 130.
-