



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-198

P9-98-198

А.А.Глазов, Д.Л.Новиков, Л.М.Онищенко

К ПРОБЛЕМЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОГО
(БЛИЗКОГО К 100 %) ВЫВОДА ПУЧКА ЧАСТИЦ
ИЗ СЕКТОРНОГО ЦИКЛОТРОНА

Доложена на 15 Международной конференции
по циклотронам и их применению
(Кан, Франция, 14–19 июня 1998 г.)

1998

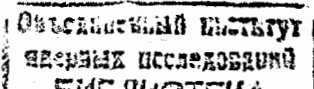
Активизация исследовательских работ по сильноточным ускорительным установкам на энергию до 1 ГэВ в связи с предложением К.Руббиня [1] о сооружении следующего поколения промышленных АЭС на основе электро-ядерного способа производства энергии требует аргументированного ответа на вопрос об альтернативном использовании линейного либо циклического ускорителя, например секторного циклотрона, для этих целей. Несомненные преимущества циклотрона перед линейным ускорителем протонов на энергию до 1 ГэВ с токами до 10 ма постоянно ставятся под сомнение единственным его недостатком — кажущейся сложностью (или вообще, недостижимостью) осуществления высокоэффективного, близкого к 100 %, вывода пучка частиц из циклотрона. Однако имеющиеся к настоящему времени сведения по этой проблеме, подтвержденные осуществленными, находящимися в стадии научных исследований или предложенными вновь способами вывода частиц, говорят о практической реализуемости, близкой к 100 % его эффективности.

Перечислим, что достигнуто на сегодня в вопросе полного вывода пучка ускоренных частиц из циклотрона.

На первое место поставим достигнутый успех на ускорительном комплексе PSI, где коэффициент вывода при адекватной настройке систем ускорителя составляет 99,97–99,98 [2]. Указанный вывод из ускорительного комплекса PSI осуществлен с использованием механизма прецессии при полностью «замороженных» орбитах ускоряемых частиц на стадии вывода при напряжении на каждом из 4-х основных ускоряющих резонаторов ~ 730 кВ.

В Дубне, в ОИЯИ, в течение ряда лет ведутся теоретические и экспериментальные исследования эффекта расширения орбит, который был обнаружен в 1972 году [3]. Путем формирования спада вариации магнитного поля в зоне вывода можно увеличить энергетический шаг следующих друг за другом орбит в несколько раз, что при тех же условиях «замороженности» последних орбит может обеспечить коэффициент вывода, близкий к 100 %, при меньших значениях по сравнению с первым вариантом вывода набора энергий за оборот [4]. Результаты численных расчетов вывода частиц из суперциклотрона с использованием эффекта расширения орбит приведены на рис.1 [5].

И, наконец, напомним о предложении И.Ионгена [6], высказанном им на 14-й конференции по циклотронам, о полном выводе из циклотрона, так называемом «auto-extraction systems», на спаде магнитного поля с использованием специально введенного возмущения первой гармоники магнитного поля.



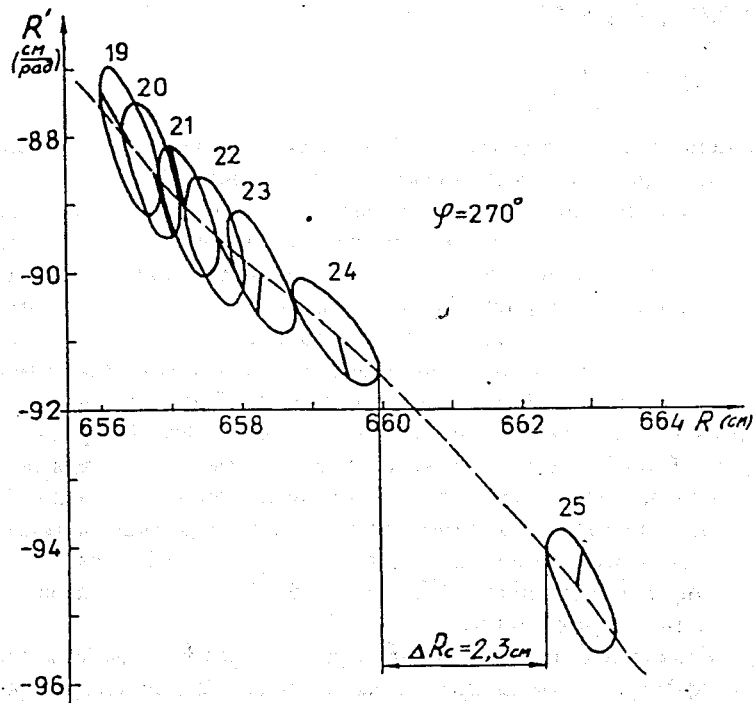


Рис. 1. Результаты численных расчетов вывода частиц из суперциклотрона

Все перечисленные выше способы вывода пучка требуют для своего осуществления одинаково строгих условий стабильности и повторяемости последних орбит перед выводом, что, в свою очередь, определяет допуск на формирование стационарного магнитного поля циклотрона, а также допуски на долговременную стабильность ускоряющего высокочастотного поля. Это в итоге приводит к так называемому режиму «замороженных» орбит.

При наличии различных подходов к высокоэффективному выводу пучка частиц из циклотрона необходимо обратить внимание на некоторое сходство способов их осуществления, определенное реальными условиями, возникающими на периферии магнитного поля циклотрона. Здесь, где формируются условия для вывода пучка, происходит самопроизвольный спад среднего магнитного поля и спад основной гармоники магнитного поля.

Напомним, что шаг орбиты за оборот вследствие набора энергии за оборот можно выразить как

$$\Delta r = \alpha r \frac{\Delta E}{\beta^2 E} \quad (1)$$

где r — текущий радиус; ΔE — набор энергии за оборот; E — полная энергия ускоренных частиц; $\beta = v/c$; α — коэффициент расширения орбит, который связан со средним размером орбиты R и параметрами сформированного магнитного поля соотношением [4]

$$\alpha = \frac{dr}{dp} \frac{p}{r} \approx \left[1 + n + \frac{B^2 N}{2 N^2 \bar{B}^2} \left(n_N^2 + \frac{r^2}{B_N} \frac{d^2 B_N}{dr^2} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

где p — импульс ускоренной частицы, $n = \frac{dB}{dr} \frac{r}{B}$ — показатель неоднородности магнитного поля, \bar{B} — среднее изохронное поле, $n_N = \frac{dB_N}{dr} \frac{r}{B_N}$, B_N — амплитуда основной гармоники поля, N — число элементов периодичности.

Имеется несколько вариантов изменения приведенного уравнения (2) для коэффициента расширения за счет амплитуды основной гармоники и ее производных, за счет изменения среднего поля или коэффициента n либо за счет изменения совместной их комбинации. Умело изменяя и формируя нужным образом в каждом конкретном случае названные параметры магнитного поля, можно достигнуть желаемого результата по увеличению радиального шага орбит в зоне вывода.

Необходимо обратить внимание и на то, что поскольку в рассматриваемом случае вывод частиц осуществляется в зоне, где частота радиальных колебаний Q_r приближается к 2, т.к. $Q_r \sim \gamma$, где $\gamma = E/E_0$, то для каждого конкретного случая необходимо численно анализировать прохождение всех возможных резонансов, включая и резонансы связи радиальных и вертикальных колебаний.

Теперь перейдем к допускам. Допуск на среднюю величину магнитного поля определяется допуском на разрешенный фазовый сдвиг при движении центра пучка по радиусу по волне ускоряющего поля, он зависит от величины набора энергии за оборот и при $eU_{\text{уск}} \approx 2$ МэВ находится в пределах $\Delta \bar{B}/B = \pm (2 \div 0,8) \cdot 10^{-4}$. Менее жесткие требования предъявляются к допускам на величины основной, гармоники и гармоник низших порядков в зоне вывода пучка, которые не должны превышать значения $\Delta B_N/B = \pm 1 \cdot 10^{-3}$. Допуск на отличие частоты ускоряющего поля f_0 при тех же условиях не должен быть больше $\Delta f/f = \pm 2,5 \cdot 10^{-5}$. Все перечисленные выше допуски находятся в пределах технической реализуемости. Вопросы стабильности магнитного и ускоряющего высокочастотного поля были проработаны доста-

точно досконально при рассмотрении проета сооружения в ОИЯИ в 1969 г. моноэнергетического циклотрона [7]. В то же время в ЛЯП ОИЯИ нами одними из первых была предложена схема flat-top ускорения для обеспечения моноэнергетичности частиц в пучке с разрешением $\Delta W/W \sim 10^{-4}$ [8]. Позже режим flat-top ускорения был реализован на электронной модели кольцевого циклотрона (ЭМКЦ) при исследовании вывода методом расширения замкнутых орбит [9].

В связи с наличием запаса мощности у основного ВЧ-генератора ЭМКЦ для режима flat-top ускорения было решено использовать суперпозицию из первой и второй гармоник ускоряющего напряжения, как обеспечивающую максимальную угловую протяженность зоны «постоянного» набора энергии. Подобный выбор диктуется также соображениями радиотехники, так как ввиду конструктивных особенностей ЭМКЦ ускорение в ней может осуществляться только с помощью дуантов, протяженность которых даже для первой гармоники соизмерима с длиной волны ускоряющего напряжения, что приводит к заметному радиальному распределению напряжения.

В случае использования первой и второй гармоник ускоряющего напряжения при оптимальных фазовых соотношениях набор энергии за оборот будет равен

$$\Delta W / \Delta W_{01} = \cos \Phi - \frac{1}{a} \cos 2\Phi, \quad (3)$$

где ΔW_{01} определяется амплитудой ускоряющего напряжения U_0 и угловой протяженностью дуанта θ

$$\Delta W_{01} = 2U_{01} \sin \theta_1 / 2; \quad (4)$$

a — отношение наборов: $a = \Delta W_{01} / \Delta W_{02}$.

В зависимости от « a » выражение (3) определяет симметричную относительно $\Phi = 0$ однокорбую ($a \geq 4$) или двугорбую ($a < 4$) кривые. Положение и величина экстремумов и диапазон фаз, в котором разброс энергии при наборе не будет превышать допустимую, могут быть определены аналитически. У двугорбой кривой экстремумы будут при $\Phi_1 = 0$ (min) и $\cos \Phi_2 = \pm a/4$ (max).

Относительный энергетический разброс между максимумом и минимумом двугорбой кривой

$$\delta_{\min} = 2 \left[\left(\frac{\Delta W}{\Delta W_{01}} \right)_{\Phi_2} - \left(\frac{\Delta W}{\Delta W_{01}} \right)_{\Phi_1} \right] / \left[\left(\frac{\Delta W}{\Delta W_{01}} \right)_{\Phi_2} + \left(\frac{\Delta W}{\Delta W_{01}} \right)_{\Phi_1} \right] \quad (5)$$

ограничивает возможный выбор значений « a », т.к. допустимое значение разбросов δ должно быть больше или равным δ_{\min} : $\delta \geq \delta_{\min}$.

Наличие малого паразитного фазового сдвига трансформирует (3) в

$$\begin{aligned} \Delta W / \Delta W_{01} &= \cos \Phi - \frac{1}{a} \cos (2\Phi + 2\Psi) = \\ &= \cos \Phi - \frac{\cos 2\Phi}{a} \cos 2\Psi + \frac{\sin 2\Phi}{a} \sin 2\Psi, \end{aligned} \quad (6)$$

то есть появляется сдвиг экстремумов и асимметричная часть, приводящая к перекосу плато, что, в свою очередь, приводит к сужению допустимой области фаз.

Положение экстремумов и ширина допустимой фазовой области для задаваемых значений фазового сдвига Ψ и относительного разброса наборов « δ » могут быть найдены в этом случае путем численного решения трансцендентных уравнений. Результаты расчета допустимой области фаз в зависимости от отношения наборов « a » для $\delta = 0,001$ и Ψ — в диапазоне от 0 до $0,1^\circ$ ($0 \leq \Psi \leq 0,1$) представлены на рис.2. Из графиков рис.2 следует, что азимутальная протяженность ускоренного ступка, для которого разброс энергии частиц находится в заданных пределах 10^{-3} при $\Psi = 0$, изменяется от $40,5^\circ$ до $30,3^\circ$.

Выдающихся результатов при реализации режима flat-top ускорения достиг коллектив сотрудников ускорительного комплекса PSI [10]. При введении дополнительного резонатора и обеспечении всех условий, необходимых для режима flat-top ускорения, фазовый акцептанс для второй ступени ускорения превысил 40° и обеспечил условия, при которых энергетический разброс ускоренного пучка не превысил значения $5 \cdot 10^{-4}$. Это позволило повысить коэффициент вывода до величины 99,98% и в несколько раз поднять среднюю интенсивность ускоренного пучка. Идя по стопам коллег из PSI, режим flat-top ускорения реализовали на кольцевом циклотроне RCNP Ядерно-

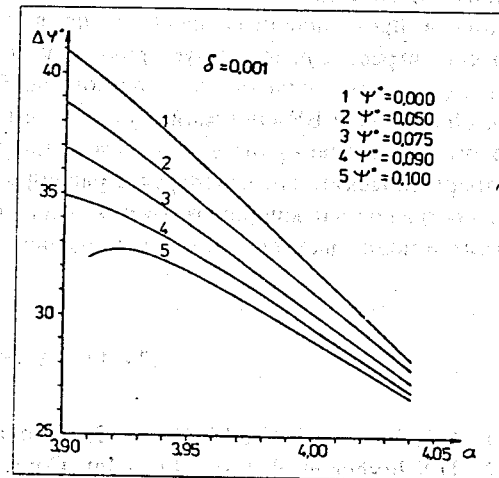


Рис.2. $a = \Delta W_{01} / \Delta W_{02}$ — отношение наборов энергии, $\Delta \Phi$ — азимутальная протяженность ступка пучка, δ — относительный энергетический разброс, Ψ — фазовый сдвиг относительно основного ускоряющего напряжения

физического института в Осаке (Япония) [11] и на секторном циклотроне NAC в Кейптауне (Южная Африка) [12]. В том и другом случае фазовый акцептанс для последней стадии ускорения составил $\sim 20^\circ$, средняя интенсивность была увеличена примерно вдвое, увеличен также коэффициент вывода из названных установок.

Полученные на ускорительном комплексе PSI результаты сопровождались постоянным совершенствованием ВЧ-системы и повышением набора энергии за оборот. Собственно ВЧ-система секторного циклотрона PSI включает в себя четыре основных резонатора и один специальный резонатор, настроенный на третью гармонику основной частоты. Увеличение рабочего напряжения на основном резонаторе до 730 кВ привело, с одной стороны, как уже отмечалось выше, к существенным положительным результатам, таким, как повышение максимального среднего ускоренного тока до 1,5 мА, повышение эффективности вывода, уменьшение числа оборотов до конечной энергии, но с другой стороны, потери мощности рассеяния в самом резонаторе, которые пропорциональны квадрату возбужденного напряжения, существенно возросли и превысили значение $\sim 1,2$ МВт.

Если для одной установки, являющейся уникальным исследовательским оборудованием, такая величина мощности рассеяния не является ограничивающим критическим фактором, то при использовании подобного оборудования в промышленных целях и не в единичном исполнении мощность потери играет существенную роль, т.к. определяет общий КПД. На наш взгляд, для промышленного использования будет более подходящим устройство, обладающее ВЧ-системой с умеренным набором энергии за оборот, в котором разделение орбит в зоне вывода (дефлектора) увеличено по сравнению с энергетическим за счет эффекта расширения. Чтобы окончательно ответить на поставленный вопрос, требуется дальнейшее экспериментальное исследование и полномасштабное моделирование.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Rubbia et al. CRN/ISC, 93-31, Geneva, 1993.
2. U.Schryber et al. Proc. 14-th Int. Conf. on Cyclotron and their application, Cape Town, Sowth Africa, 1995, p.32.
3. В.П.Дмитриевский и др. ОИЯИ, P9-6733, Дубна, 1972.
4. А.А.Глазов и др. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1. Дубна, 1985, с.334.
5. Е.В.Самсонов. ОИЯИ, 9-86-14, Дубна, 1986.
6. Y.Iongen et al. Proc. 14-th Int. Conf. on Cyclotron and their application, Cape Town, South Africa, p.115, 1995.

7. Материалы рабочего совещания по моноэнергетическому циклотрону, ОИЯИ, 13-4496, Дубна, 1969.
8. A.Glazov et al. Proc. 5-th Int. Conf. on Cyclotron, Oxford, 17-19 September 1969, UKAEA, Butterworths, London, 1971, p.410.
9. В.А.Аккуратов и др. ОИЯИ, P9-84-169, Дубна, 1984.
10. S.Adam et al. Proc. PAC, Washington, USA, 1981, IEEE Trans NS-28, No.3, 1981, p.2721.
11. T.Saito et al. Proc. 14-th Int. Conf. on Cyclotron and their application, Cape Town, South Africa, 1995, p.169.
12. J.L.Conradie et al. Proc. 14-th Int. Conf. on Cyclotron and their application, Cape Town, South Africa, 1995, p.249.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1998 года.