8

Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
MAR 22 2001
LIBRARY

18-00

ITEP-18-00

Д.Г. Кошкарев

Перспективы использования электронного охлаждения для терраватного накопителя в ИТЭФ

Fermilab Library
0 1160 0089652 6

Москва 2000

УДК 621.384 М-16

Перспективы использования электронного охлаждения для терраватного накопителя в ИТЭФ: Препринт ИТЭФ 18-00/

Д.Г.Кошкарев - М., 2000 - 8с.

Рассмотрена возможность улучшения параметров установки ТВН-ИТЭФ при введении в накопительное кольцо У-10 системы электронного охлаждения накапливаемых ионов. Основная трудность применения метода для ТВН заключается в желательности не изотропного охлаждения, а только в пространстве продольных импульсов. Величины эмиттанса накапливаемого пучка определяются величинами допустимого сдвига частот бетатронных колебаний и по этой причине не могут быть сильно уменьшены. Показано, что, при выполнении ряда дополнительных условий, можно получить устойчивую систему с требуемыми параметрами по фазовому объему и по импульсному спектру.

Prospects of using an electronic cooling for TWAC in ITEP

D.G.Koshkarev

Considered possibility of perfecting of the TWAC parameters at the introduction to accumulator ring U-10 the electronic systems for the cooling of accumulating ions. Main difficulty of using a method for TWAC is concluded in desirability not isotropic cooling, but only in the space of longitudinal momentum. Values an emittance of accumulating beam is defined by values of possible frequency shift of betatronic oscillations and for this reason cannot be powerfully reduced. Shown that, when performing number of additional conditions, possible get a firm system with required parameters both on the phase volume, and on the momentum spectrum.

Рис. - 2, список лит. - 4 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2000

Введение

Основной целью терраватного накопителя в ИТЭФ (ТВН-ИТЭФ) является получение пучков тяжелых ионов с мощностью порядка 1 ТВт на базе существующего ускорительного комплекса [1]. Выполненные в работе [1] расчеты показали, что такая мощность может быть достигнута в пучке ионов Co^{+27} при использовании лазерного источника совместно с перезарядным накоплением в камере У-10 ускоренных до энергии 40 ГэВ ионов Co^{+27} . Однако, из-за большого времени накопления (~1000 сек), внутрипучковое рассеяние может сильно деформировать распределение ионов в пространстве продольного импульса, что приводит к значительному ограничению возможного коэффициента продольной компрессии.

В связи с вышесказанным возникло предложение о целесообразности использования в установке ТВН-ИТЭФ электронного охлаждения. Оно должно выполнить здесь оригинальную функцию подавления температуры пучка в продольном направлении и при этом обеспечить получение достаточно большой величины эмиттанса пучка, что, в свою очередь, обеспечит малую величину кулоновского сдвига частот бетатронных колебаний.

Система уравнений

Уравнения, определяющие поведение параметров пучка для установки ТВН-ИТЭФ при наличии электронного охлаждения, могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{d\varepsilon_{v,h}}{\varepsilon_{v,h}dt} = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{1}{\tau_{ext}} - \frac{1}{\tau_{pl}} - \frac{1}{\tau_{cool}} \quad , \tag{1}$$

$$\frac{d\sigma_p}{\sigma_p dt} = \frac{2}{\tau_{pl}} - \frac{1}{\tau_{cool}} + \frac{1}{\tau_{IBS}} \quad . \tag{2}$$

В (1) и (2) $\varepsilon_{v,h}$ – эмиттансы пучка соответственно в вертикальном и в горизонтальном направлениях.

σ_p – среднеквадратичный разброс относительной величины продольного импульса ионов в пучке (далее на рис.2 σ_p обозначается через $(\Delta p/p)_{rms}$),

τ_{IBS} – характерное время саморазогрева пучка из-за кулоновского рассеяния ионов,

τ_{ext} – характерное время разогрева поперечного движения ионов под действием системы шумового возбуждения бетатронных колебаний,

τ_{pl} – плазменное время релаксации,

τ_{cool} – характерное время системы электронного охлаждения.

Нас интересует стационарный случай, когда $\varepsilon_v \cong \varepsilon_h$ = const и σ_p = const. Из (1) и (2) получаем условия стационарности:

$$\tau_{IBS}^{-1} + \tau_{ext}^{-1} = \tau_{pl}^{-1} + \tau_{cool}^{-1} \quad , \tag{3}$$

$$2 \cdot \tau_{pl}^{-1} + \tau_{IBS}^{-1} = \tau_{cool}^{-1} \quad . \tag{4}$$

В соответствии с работой [2] постулируем, что $\tau_{IBS}=F\cdot\tau_{pl}$. Тогда, из (4) получим

$$\left(2+F^{-1}\right)\cdot\tau_{pl}^{-1}=\tau_{cool}^{-1} \quad , \tag{5}$$

или
$$\tau_{cool}=\tau_{pl}\cdot\frac{F}{2F+1} \quad . \tag{6}$$

Соответственно, из уравнения (3) определяется величина τ_{ext}:

$$\tau_{ext}=\tau_{cool}\cdot\frac{2F+1}{3F+2} \tag{7}$$

Расчет параметров системы электронного охлаждения

Параметры системы электронного охлаждения можно определить из уравнения (4) после подстановки выражений для τ_{cool} и τ_{pl} из работы [3]:

$$\tau_{cool}=\frac{3A^2}{8\sqrt{2\pi}\cdot Z^2r_e^2r_pL_cn_ec\xi}\left(\frac{T_i}{Am_pc^2}+\frac{T_e}{m_ec^2}\right)^{3/2} \quad , \tag{8}$$

$$\tau_{pl}=\frac{3A^2}{8\sqrt{2\pi}\cdot Z^4r_p^2L_cn_ic}\left(\frac{T_i}{Am_pc^2}\right)^{3/2} \quad , \tag{9}$$

где $T_{i,e}$ – температура ионов и электронов в энергетических единицах ,
Z – заряд иона,
A – масса иона в единицах атомной массы,
$r_{e,p}$ – радиус электрона и протона,
L_c – кулоновский логарифм,
c – скорость света,
$n_{e,i}$ – плотность электронов и ионов,
ξ - доля секции электронного охлаждения в длине кольца ускорителя.

Подставляя (8) и (9) в (6) и полагая $T_e/m_ec^2<T_i/Am_pc^2$, найдем простое соотношение между плотностями ионов и электронов:

$$n_e=\frac{Z^2r_p\left(1+2F\right)}{Ar_e\xi F}n_i \quad . \tag{10}$$

Для определения F – фактора можно использовать выполненные А.Е. Большаковым применительно к кольцу на базе У-10 расчеты для случая, когда в начале процесса имеет место сильная анизотропия в распределении энергии по степеням свободы, а именно:

$$\frac{\varepsilon_v}{\beta_v}\cong\frac{\varepsilon_h}{\beta_h}>>\frac{4}{\gamma^2}\cdot\sigma_p^2 \quad . \tag{11}$$

Условие (11) нарушает условие эргодичности распределения энергии, которое в нашем случае должно иметь вид

$$\frac{\varepsilon_v^o(t)}{\beta_v}=\frac{\varepsilon_h^o(t)}{\beta_h}=\left(\frac{2}{\gamma}\cdot\sigma_p^o\right)^2 . \tag{12}$$

Значком "o" обозначены равновесные значения параметров пучка - ε_v, ε_h, σ_p. Можно получить значение бета-функции для нашего кольца, постулируя что условие (12) выполняется в точке перегиба функций $\varepsilon_v(t)$ и $\varepsilon_h(t)$ (см. рис. 1), т.е. при $t=45$ сек, где $\varepsilon_v\approx\varepsilon_h=1.5\cdot10^{-5}$ м, а $\sigma_p\approx1.5\cdot10^{-6}$. Так как $\gamma=1.83$ (при $T=780$ МэВ/нуклон), то $\bar{\beta}_v\approx\bar{\beta}_h=5.6м$.

Уравнение для σ_p в случае, когда имеет место неравенство $\sigma_p<<\sigma_p^o$, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_p}{\sigma_p \cdot dt} = \frac{2}{\tau_{pl}} + \frac{1}{\tau_{i\beta s}} = \frac{1}{\tau_\Lambda} \quad . \tag{13}$$

Соответственно, уравнение для σ_p в области, где выполняется неравенство $\sigma_p > \sigma_p^o$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_p}{\sigma_p dt} = \frac{1}{\tau_{i\beta s}} = \frac{1}{\tau_{np}} \quad . \tag{14}$$

Комбинируя равенства (13) и (14), получим выражение для функции F:

$$F = 0.5 \cdot \left(\frac{\tau_2}{\tau_1} \cdot \frac{\tau_{pl}^1}{\tau_{pl}^2} - 1 \right), \tag{15}$$

где $\tau_{pl}^{1,2}$ - плазменное время, соответственно, слева и справа от точки равновесия. В нашем случае $\tau_1 = 20$ сек , $\tau_2 = 165$ сек , $\tau_{pl}^1 / \tau_{pl}^2 = 2.5^{3/2} / 3^{3/2} = 0.76$ и, следовательно,

$$F = 2.64 \quad . \tag{16}$$

Зная величину фактора F, можно определить основные параметры системы электронного охлаждения для накопительного кольца, построенного на базе У-10, а именно, величину электронного тока, длину охлаждающей секции и характерное время охлаждения.

При $N_i = 10^{13}$, $\beta = 5.6$ м, $\varepsilon_v = \varepsilon_h = 5 \cdot 10^{-5}$ м·рад, $Z = 27$, $A = 60$ (кобальт) и $F = 2.64$ получаем $n_e = 4.6 \cdot 10^8$ см$^{-3}$ при $\xi = 1.2/251 = 4.78 \cdot 10^{-3}$.При энергии ионов 780 МэВ/нуклон энергия электронов составит 424 кэВ. При токе $J_e = 3.5\ A$ и длине секции охлаждения 1.2м характерное время охлаждения , τ_{cool} , составит 1.3 сек.

Используя соотношение (7) для τ_{ext}^{-1} и найденное значение τ_{cool} , получим τ_{ext} =0.915 сек.

Технически, создание столь слабой системы шумовой раскачки не представляет сколько-нибудь заметной проблемы.

Исследование устойчивости системы

Устойчивость системы определяется взаимодействием параметров пучка с системой электронного охлаждения при наличии внешней шумовой раскачки поперечных колебаний пучка.

При дифференцировании уравнения (1) по ε учтем, что $\tau_{pl} \approx \varepsilon^{5/2}$, $\tau_{cool} = \varepsilon^{3/2}$, $\tau_{ext} \approx \varepsilon^n$, тогда,

$$\frac{d\Delta\varepsilon}{\varepsilon \cdot dt} = \left[\frac{5}{2\tau_{pl}} \left(1 - \frac{1}{F} \right) - \frac{n}{\tau_{ext}} + \frac{3}{2\tau_{cool}} \right] \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \mathrm{X} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \quad . \tag{17}$$

Устойчивость решения для $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ обеспечивается условием $\mathrm{X} < 0$, или условием для "n":

$$n > \frac{5\tau_{ext}}{2\tau_{pl}} \left(\frac{F-1}{F} \right) + \frac{3\tau_{ext}}{2\tau_{cool}} \quad . \tag{18}$$

Условие (18) можно переписать с учетом равенств (5), (6) и (7) в виде

$$n > \frac{5(F-1)}{2(3F+2)} + \frac{3(2F+1)}{2(3F+2)} = \frac{F-2}{2(3F+2)} \quad . \tag{19}$$

Подставляя в (19) значение $F = 2.64$, находим, что

$$n > 1.363 \quad . \tag{20}$$

Окончательно, для внешней раскачки получаем уравнение

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon \cdot dt} = K\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^{1.5}, \qquad (21)$$

где $\varepsilon_0 = 5\cdot10^{-5}$ π·м·рад , K = 1.0929 сек$^{-1}$.

Уравнение (21) означает, что ВЧ система шумовой раскачки пучка в поперечном направлении должна производить белый шум с силой, зависящей от размера пучка ®, как r^{-3} . Такая зависимость может быть создана на основе системы обратной связи по размеру пучка.

Еще одной проблемой является проблема стабильности пучка с малым импульсным разбросом по отношению к продольным микроволновым нестабильностям. Известным критерием микроволновой нестабильности (см. [3]) является

$$I \le \frac{\pi A \beta^2 \gamma |\eta| U_p m \delta^2}{4 Z R_m}, \qquad (22)$$

где I - ионный ток,

$U_p = mc^2 / e^2$ - напряжение протона,

A, Z - масса и заряд иона,

β, γ - релятивистские параметры, $|\eta| = |\gamma^{-2} - \gamma_{tr}^{-2}|$,

R_m - m-ая гармоника продольного импеданса вакуумной камеры.

Для наших параметров $(I = 45A, \delta = 3\cdot10^{-4})$ уравнение (22) определяет условие стабильности в виде $R_m / m < 3.5\Omega$. Это условие может быть заметно улучшено, если в процессе накопления ионов использовать сдвиг энергии между уже накопленными и последовательно инжектируемыми ионами. Этот сдвиг обеспечит возникновение некоего «хвоста» в функции распределения ионов по импульсам, что позволит на порядок увеличить допустимую величину импеданса вакуумной камеры. Столь большая величина импеданса (≈35 Ω) , по-видимому, позволит решить проблему устойчивости накапливаемого сгустка по отношению к микроволновой неустойчивости.

Экспериментальные результаты по охлаждению на установке ISR–GSI

Эксперименты по охлаждению ионных пучков на установке ISR проводились в условиях достижения стационарного состояния при совместном действии IBS и электронного охлаждения. В нашем случае, т.е. для установки ТВН-ИТЭФ, условие эргодичности заведомо не выполняется и, поэтому, даже в стационарном случае наши параметры должны сильно отличатся от тех, что были получены в GSI. Прежде всего для ТВН будет существенно большей величина эмитансов ионного пучка при меньшей величине импульсного разброса.

Для оценки достижимой величины импульсного разброса в пучке сравним величины линейных плоскостей заряда для ТВН (ионы Co^{+27}, $N=10^{13}$, $L_к$ =250 м ,Z=27) и для GSI (Ti^{+22}; число ионов в банче, N_b =10^9 ;число банчей, n_b=35; $L_к$ =108 м ;Z=22). В первом случае линейная плотность составит $1.1\cdot10^{10}$ е/см , во втором $8\cdot10^8$ е/см , что соответствует потенциалу (U) в пучке 120 вольт.

Если предположить, что температура ионного пучка определяется именно продольной температурой электронов, то достижимый разброс по импульсам в нашем случае составит

$$(\sigma_p)_{TBH} = (\sigma_p)_{GSI} \cdot \sqrt{\frac{U_{TBH}}{U_{GSI}}} = 5.5\cdot10^{-4} \quad . \qquad (23)$$

Такая величина позволяет получить 10-ти кратную компрессию пучка, что соответствует проектным параметрам установки ТВН-ИТЭФ.

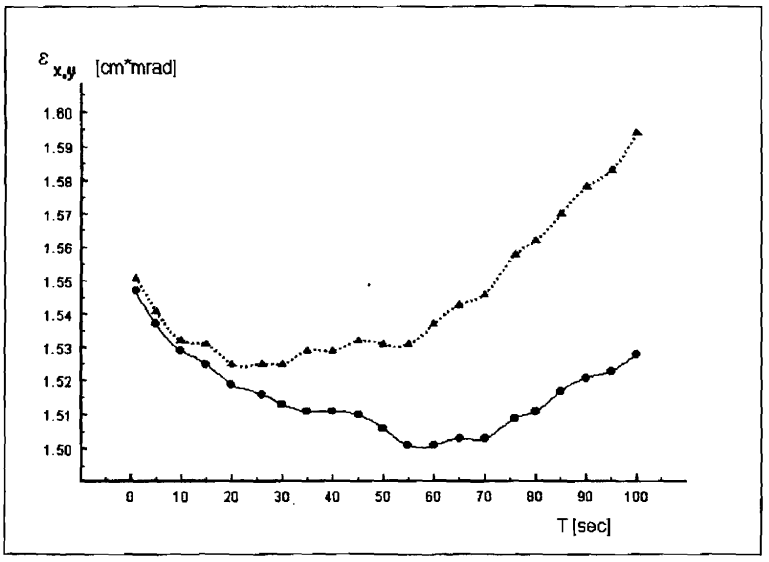

Рис. 1 Зависимость величин эмиттансов от времени.

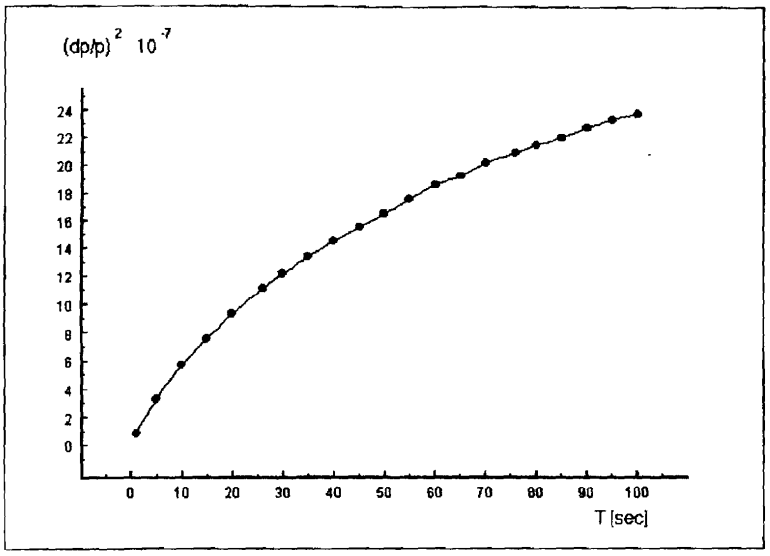

Рис. 2 Зависимость импульсного разброса от времени

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность А.Е.Большакову за расчеты эффектов IBS для установки ТВН-ИТЭФ по программе [4] и А.Н.Талызину за полезные замечания и техническую поддержку работы.

Литература

[1] Кошкарев Д.Г., Алексеев Н.Н., Чувило И.В., Шарков Б.Ю., Модернизация Ускорительно-Накопительного Комплекса ИТЭФ – Проект ИТЭФ-ТВН, XV Совещание по Ускорителям Заряженных Частиц, ИФВЭ, Протвино, 22-29 октября 1996.

[2] Koshkarev D.G., Electron Cooling and Intra-Beam Scattering,Preprint RIKEN ~~N~~ RAF-AC-23. ~~February~~ July.,2000. ISSN 1344-3887.

[3] Имшенник В.С., Боброва Н.А. Динамика столкновительной плазмы , М. Энергоатомиздат, 1997.

[4] Alekseev N., Bolshakov A., Mustafin E., Zenkevich P., Numerical Code for Monte-Carlo Simulation of Ion Storage, AIP, Conference, Proceedings 480. Saitama, Japan, December 1998, p. 31.