

4968 / 2-78

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С.345 А1
И-75

P9 - 11686

М.Л.Иовнович, А.Б.Кузнецов, Н.Б.Рубин,
В.П.Саранцев

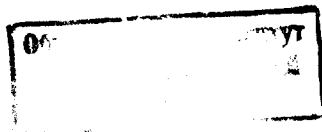
ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ИОННОГО ТОКА
В КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ

1978

P9 - 11686

М.Л.Иовнович, А.Б.Кузнецов, Н.Б.Рубин,
В.П.Саранцев

ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ИОННОГО ТОКА
В КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ



Иовнович М.Л. и др.

P9 - 11686

Об увеличении ионного тока в коллективном ускорителе

Рассмотрено многократное использование электронного кольца для коллективного ускорения ионов. Кольцо совершает периодическое движение в неоднородном магнитном поле. Показано, что синхротронное излучение является основной причиной потерь электронов кольца. Определены условия, при которых малый радиус кольца совершает устойчивые колебания. Многократное использование кольца позволяет значительно увеличить ионный ток.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Iovnovich M.L. et al.

P9 - 11686

On Increasing of Ion Current in a Collective Accelerator

A manifold using of electron ring for collective acceleration of ions is considered. The ring makes a periodical motion in inhomogenous magnetic field. It is shown that synchrotron radiation is the main cause of losses of the ring electrons. The conditions were determined under which the minor radius of the ring makes stable oscillations. The manifold using of the ring allows to increase the ion current.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubno 1978

В коллективном ускорителе ионов время создания электронного кольца значительно больше времени его ускорения, поэтому для увеличения ионного тока представляет интерес многократное использование каждого из электронных колец^{/1/}. Для этого за участком магнитного поля, на котором происходит ускорение кольца с ионами, располагается нарастающее в пространстве магнитное поле, при движении в котором для ионов нарушается условие их удержания в кольце^{/2/}. В результате торможения кольца ионы выводятся из него. Электронное кольцо после отражения возвращается в точку инжекции, где оно проходит сквозь поток нейтральных атомов, часть которых ионизируется и захватывается кольцом. Энергия электронов, которая передается ионам, пополняется при периодическом прохождении кольца через резонатор^{/3/}. Т.к. ионы находятся в кольце только на одном из участков ускорения, продольная фокусировка электронов в кольце обеспечивается, например, силами изображения кольца в проводящем экране. Ускорение кольца с ионами происходит в спадающем магнитном поле: $V_z = V_0 b(z)$. В слабонеоднородном магнитном поле, в котором $b(z) = 1 - \frac{z}{h}$, электрон движется

с постоянным ускорением, равным $\frac{c^2}{2h}$. Число ионов

в кольце N_1 предполагается настолько малым, что их влиянием на движение кольца как целого можно пренебречь.

Основной причиной потерь электронов является синхротронное излучение. Вычислим возникающие при синхротронном излучении потери энергии ультрарелятивистского электрона, движущегося в слабонеоднородном маг-

нитном поле. Мощность потерь равна $\frac{2e^4\gamma^2 v_0^2 B^2}{3m^2c^5}$, где

γmc^2 - полная энергия, v_0 - азимутальная скорость электрона ⁴. В слабонеоднородном магнитном поле

$v_0 = c\sqrt{b(z)}$, в случае постоянного ускорения $z = \frac{c^2 t^2}{4h}$, время

ускорения кольца с ионами $T_1 = \frac{2\beta h}{c}$, где βc - конечная

скорость кольца. Потери энергии электрона за это время,

W_1 , пропорциональны $\int_0^{T_1} b^3(z) dt$. В результате получим

$W_1 = \frac{4}{3} \frac{e^2 \gamma^4}{R^2} \beta h J$, где радиус кольца в точке инжекции

$R = \frac{mc^2}{eB_0}$, $J = 1 - \beta^2 + \frac{3}{5}\beta^4 - \frac{\beta^6}{7}$. Полные потери энергии элек-

трона за период колебания кольца $T: W = \frac{8}{3} \frac{e^2 \gamma^4 \beta (h+h_1) J}{R^2}$,

где $h_1 = \left| \frac{db}{dz} \right|^{-1}$ на участке торможения кольца. Величина

W определяет допустимое число колебаний кольца, при котором потери энергии будут малы по сравнению с полной энергией электрона.

Перейдем к потерям электронов при рассеянии на атомах воздуха и водорода ^{4/} /в случае ускорения протонов/, поток последних кольцо пересекает вблизи точки отражения. Сечение упругого рассеяния электрона в воздухе в Z^2 раз больше сечения в водороде σ . Время

существования кольца равно $\left[c\sigma(Z^2 n + n_0 \frac{t_0}{T}) \right]^{-1}$, где n, n_0 -

плотность атомов воздуха и водорода, t_0 - время захвата кольцом ионов.

Рассмотрим захват кольцом ионов. Т.к. число захваченных ионов предполагается малым, то отпадает необходимость в системе, обеспечивающей длительную остановку кольца. Захват ионов происходит до тех пор, пока кольцо не достигает скорости v_0 , которая будет определена ниже. Полная энергия иона массы M равна

$M \left(\frac{v^2}{2} + \frac{\omega_1^2 z_0^2}{2} + q\omega_1^2 a z_0 \right)$, где z_0 - координата захвата, отсчи-

тываемая от центра кольца, v - скорость кольца в момент захвата, частота колебаний иона в кольце

$\omega_1 = \frac{e}{a} \sqrt{\frac{N}{\pi MR}}$, N - число электронов, a, R - малый и большой

радиусы кольца, $q\omega_1^2 a$ - ускорение кольца /т.к. на этом

участке выполнено условие удержания ионов, то коэффициент $q < 1$ /. С увеличением скорости область кольца,

в которой происходит захват ионов, уменьшается, и при скорости v_0 захват возможен только в точке

$z_0 = qa$, где потенциальная энергия иона минимальна. Приравнявая полную энергию иона в этой точке величине

$M\omega_1^2 a^2 \ln \frac{1}{q\sqrt{e}}$ - максимальной энергии, при которой

возможен захват иона в потенциальную яму ускоренного электронного кольца ^{2/}, найдем $|v_0| = \omega_1 a \sqrt{H}$, где $H = q^2 +$

$+ 2 \ln \frac{1}{q\sqrt{e}}$. Время захвата $t_0 = \frac{2\sqrt{H}}{q\omega_1}$, размер области, в кото-

рой происходит захват, $h_0 = aH/2q$. Ширина потока нейтральных атомов равна h_0 , его плотность $n_0 = \frac{f}{c\sigma_1 t_0}$, где

$f = \frac{N_1}{N}$, σ_1 - сечение ионизации атома.

^{5/} В ^{5/} показано, что периодический захват и вывод ионов приводят к увеличению малого радиуса электронного кольца, т.к. появление ионов в кольце изменяет частоту колебаний электронов. В ^{6/} получено уравнение для огибающей прямого электронного потока при условии

отсутствия дисперсии по частоте колебаний во внешнем

фокусирующем поле $\omega = \sqrt{\lambda} \frac{c}{R}$, которое необходимо дополнить членом, учитывающим влияние ионов:

$$\ddot{a} + \omega^2 a - \frac{2v_c^2 u}{a} - \frac{F^2}{a^3} = 0, \quad /1/$$

где $v_c^2 = \frac{e^2 N}{2\pi R m \gamma^3}$, $u = 1 - f \gamma^2$, постоянная величина F связана

с фазовым объемом потока. Т.к. время захвата и вывода ионов много меньше времени ускорения кольца /причем время вывода ионов при торможении кольца меньше ω_1^{-1} /, примем величину f постоянной в течение времени ускорения кольца с ионами T_1 , в остальную часть периода $T_0 - T - T_1$ величина $f = 0$. Уравнение для огибающей имеет постоянное решение, вблизи которого с помощью линеаризации уравнения можно получить уравнение для малых отклонений радиуса x . В момент начала n -ого периода колебания кольца малый радиус равен a_n , а скорость его изменения - v_n . Во время ускорения кольца с ионами представим малый радиус в виде суммы постоянного решения a_1 и x , причем $a_1 = \omega^{-1} (v_c^2 u + \sqrt{v_c^4 u^2 + F^2 \omega^2})^{1/2}$, а отклонение x определяется уравнением колебаний

$$\ddot{x} + \omega_1^2 x = 0, \quad \text{где } \omega_1 = 2\omega \sqrt{1-p_1}, \quad p_1 = \frac{v_c^2 u}{\omega^2 a_1^2}. \quad \text{При выводе}$$

уравнения колебаний величина F^2 выражена через радиус кольца: $F^2 = a_1^2 (\omega^2 a_1^2 - 2v_c^2 u)$. Скорость изменения радиуса равна \dot{x} . Решение уравнения колебаний определяет величины радиуса и его скорости в момент окончания ускорения:

$$a_n' = a_1 + (a_n - a_1) \cos \phi_1 + \frac{v_n}{\omega_1} \sin \phi_1, \quad /2/$$

$$v_n' = v_n \cos \phi_1 - \omega_1 (a_n - a_1) \sin \phi_1,$$

где $\phi_1 = \omega_1 T_1$.

Т.к. число ионов в кольце много меньше числа электронов, то радиус после вывода ионов изменится мало и с помощью этого метода можно получить решение,

справедливое для всего времени движения кольца. В остальную часть периода колебания кольца T_0 радиус $a = a_0 + x$, где $a_0 = \omega^{-1} (v_c^2 + \sqrt{v_c^4 + F^2 \omega^2})^{1/2}$, уравнение колебаний для отклонения радиуса имеет вид: $\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$, где $\omega_0 = 2\omega \sqrt{1-p_0}$,

$$p_0 = \frac{v_c^2}{\omega^2 a_0^2} = \frac{N r_e R}{2\pi \lambda \gamma^3 a_0^2}, \quad r_e = \frac{e^2}{mc^2}. \quad \text{Решение уравнения колеба-$$

ний с учетом начальных условий /2/ позволяет найти величины a_{n+1}, v_{n+1} в момент окончания n -ого периода колебаний кольца. В результате получим систему уравнений для радиуса и его скорости:

$$d_{n+1} - b_1 d_n - c_1 \frac{v_n}{\omega_1} = d(1 - \cos \phi_0), \quad /3/$$

$$v_{n+1} + b_2 \omega_0 d_n - c_2 v_n = \omega_0 d \sin \phi_0,$$

где

$$d_n = a_n - a_1, \quad d = a_0 - a_1 \ll a_0, \quad b_1 = \cos \phi_1 \cos \phi_0 - \nu \sin \phi_1 \sin \phi_0,$$

$$c_1 = \sin \phi_1 \cos \phi_0 + \nu \cos \phi_1 \sin \phi_0, \quad b_2 = \cos \phi_1 \sin \phi_0 + \nu \sin \phi_1 \cos \phi_0,$$

$$c_2 = \cos \phi_1 \cos \phi_0 - \frac{1}{\nu} \sin \phi_1 \sin \phi_0, \quad \phi_0 = \omega_0 T_0, \quad \nu = \frac{\omega_1}{\omega_0}.$$

Начальные условия для системы уравнений /3/: $d_0 = d$, $v_0 = 0$. Общее решение /3/ представляет собой сумму постоянного частного решения неоднородной системы уравнений d_s, v_s и общего решения однородной системы: $d_n = d_s + A r_1^n + B r_2^n$. Величины d_s, v_s определяются уравнениями

$$(1 - b_1) d_s - c_1 \frac{v_s}{\omega_1} = d(1 - \cos \phi_0), \quad /4/$$

$$(1 - c_2) v_s + b_2 \omega_0 d_s = \omega_0 d \sin \phi_0.$$

r_1, r_2 - корни уравнения $r^2 - 2q_0 r + 1 = 0$, где $q_0 = \cos \phi_1 \cos \phi_0 - \frac{1}{2}(\nu + \frac{1}{\nu}) \sin \phi_1 \sin \phi_0$. Как известно из теории ускорителей /4/

устойчивое решение возможно, если $|q_0| < 1$, т.е. $q_0 = \cos \phi$.

Т.к. для малых значений $f\gamma^2$ величина $\nu = 1 + \frac{p_0(1-2p_0)}{2(1-p_0)^2} f\gamma^2$,

то $\frac{1}{2}(\nu + \frac{1}{\nu})$ мало отличается от единицы и $|q_0| < 1$ за исключением того случая, когда выполняется резонансное условие: $\phi = \phi_1 + \phi_0 = n\pi$, где n - целое число. Вычисление величин d_s, v_s, A, B показывает, что они малы при малом значении величины d , если не выполнено резонансное условие. Таким образом, малый радиус кольца совершает малые колебания около равновесных значений, если не возникает резонанс между колебаниями огибающей и колебательным движением кольца как целого: $2\omega\sqrt{1-p_0}T = n\pi$. Этот вывод справедлив для $d \ll a_0$, т.е. при $f \ll \frac{2(1-p_0)}{p_0\gamma^2}$.

Отметим, что вывод работы $\propto 1/5$ об увеличении малого радиуса кольца со временем справедлив только при выполнении указанного выше резонансного условия.

В⁷⁷ проведено обобщение уравнения /1/ для среднеквадратичного размера пучка. Там же показано, что учет дисперсии по частоте ω при скачкообразном изменении фокусирующей силы приводит к изменению фазового объема. В рассмотренном случае относительное увеличение среднеквадратичного размера за период колебания кольца не превосходит f^2 и, следовательно, учет дисперсии не изменяет полученных результатов.

Приведем некоторые параметры коллективного ускорителя с многократным использованием электронного кольца: $N=3 \cdot 10^{13}$, $R=5$ см, $a=0,1$ см, $\gamma=50$, $f=10^{-4}$, $\lambda=0,02$, $\sigma=10^{-24}$ см², величина γ_1 для ускоренных протонов равна 2, $T=10^{-7}$ с, $W=0,1$ кэВ; если допустимая потеря энергии электрона равна 1 МэВ, то кольцо может совершить 10^4 колебаний. Число ускоренных при этом ионов равно N , то же кольцо при однократном ускорении может ускорить $0,01N$ ионов. Таким образом, многократное использование кольца позволяет увеличить ионный ток.

Авторы благодарят Н.Ю.Казаринова и Э.А.Перельштейна за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ионович М.Л. и др. II Симпозиум по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Д9-10500, Дубна, 1976.
2. Иванов И.Н. и др. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. ЭЧАЯ, 1971, 1, стр. 391.
3. Ионович М.Л. и др. ОИЯИ, Р9-10112, Дубна, 1976.
4. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. ГИФМЛ, М., 1962.
5. Капчинский И.М. Препринт ИТЭФ-63, М., 1973.
6. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, Атомиздат, М., 1966.
7. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-11337, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1978 года.