

01;10;12

©1995 г.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ИОННОГО ПУЧКА В КОЛЬЦЕВОМ НАКОПИТЕЛЕ С ПРОЗРАЧНОЙ МИШЕНЬЮ

К.М.Ерохин, В.А.Машинин, С.А.Минаев

Московский инженерно-физический институт,
115409, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 11 апреля 1994 г.)

Рассматриваются принципы работы кольцевой установки для накопления ионов с внутренней проникаемой мишенью и компенсацией энергетических потерь высокочастотным полем. Исследуются условия циркуляции пучка в накопителе, предсказываются и анализируются эффекты электродинамического затухания колебаний ионов в циркулирующих сгустках, обусловленные наличием потерь энергии в изотропной мишени и зависимостью эффективного ускоряющего напряжения от скорости ионов. Показано, что затухание может компенсировать дестабилизирующее действие процессов упругого и неупругого рассеяния на атомах мишени. Проведено численное моделирование динамики протонного пучка с энергией 1.75 МэВ в накопительном кольце с проникаемой углеродной мишенью. Установлено, что в режиме устойчивой циркуляции ионы совершают несколько сотен оборотов. Практическое применение накопительной установки позволит многократно увеличить выход ядерной реакции без изменения интенсивности первичного пучка с минимальными энергозатратами.

Введение

Практическое использование ускоренных пучков заряженных частиц в ряде приложений ограничивается их малой интенсивностью. Это относится к области как высоких, так и сравнительно небольших энергий. Например, для использования реакций радиационного захвата протонов с целью получения интенсивных потоков квазимонохроматического γ -излучения требуются пучки с энергией до нескольких мегаэлектрон-вольт и током от единицы до десятков миллиампер. Создание недорогих, компактных и экономичных ускорителей с такими параметрами является сложной технической проблемой. Для переработки долгоживущих радиоактивных отходов АЭС в короткоживущие изотопы необходимы интенсивные нейтронные потоки, которые могут быть получены с помощью мощных ионных ускорителей нового поколения, причем определяющее значение приобретают здесь вопросы энергетической эффективности.

Традиционная схема работы ускорителя на толстую (больше пробега иона) мишень для ряда ядерных реакций не является оптимальной. В случае резонансных реакций только незначительное число частиц, имеющих энергию, близкую к резонансной, может участвовать в ядерных взаимодействиях. Большая часть ионов в результате неупругих столкновений замедляется, быстро выходит из резонансной области энергий без взаимодействий, создавая, однако, тепловую нагрузку на мишень. Аналогичная ситуация имеет место и для других реакций с сильной зависимостью сечения от энергии частицы.

В работах [1-3] рассматривалась схема установки, в которой осуществляется многократное прохождение предварительно ускоренного пучка через тонкую проникаемую мишень с последующей компенсацией энергетических потерь высокочастотным (ВЧ) полем на каждом обороте. Эффективность такой установки определяется параметрами пучка (временем жизни, предельной интенсивностью, угловым и энергетическим разбросом, фазовой плотностью и т.д.), условиями инжекции и значением акцептанса.

Целью настоящей работы являются исследование условий циркуляции пучка в кольцевом накопителе с прозрачной мишенью и доускоряющим ВЧ резонатором, анализ обнаруженных эффектов продольного и поперечного электродинамического охлаждения пучка, а также определение эффективности использования таких систем.

Оценка эффективности накопительной системы

Очевидно, что если в установке с внутренней прозрачной мишенью обеспечены условия инжекции и устойчивости циркулирующего пучка, то она может работать как накопитель ионов (или умножитель выхода ядерной реакции), в котором время жизни ионов зависит от условий их взаимодействия с внешними электромагнитными полями и веществом мишени. Ионы, захваченные в режим устойчивой циркуляции, группируются в сгустки и совершают поперечные и продольные колебания около некоторого равновесного положения. Эффективность использования ионного пучка определяется коэффициентом умножения выхода ядерной реакции K_Y , который равен отношению выхода реакции Y_I для циркулирующего пучка с использованием тонкой мишени к выходу из толстой мишени на прямом пучке Y_0

$$K_Y = \frac{Y_I}{Y_0}. \quad (1)$$

Энергетическую эффективность использования ионного пучка определим следующим образом:

$$\eta_p = \frac{P_0}{P_0 + \Delta P} K_Y, \quad (2)$$

где P_0 — мощность инжектируемого пучка; ΔP — прирост мощности циркулирующего пучка в резонаторе, соответствующей средней величине потерь энергии частицей на внутренней мишени за один оборот ΔE_t .

Если реакция имеет резонансный характер, при выполнении условия $\Delta E_t \geq \Delta E_m + \Gamma_t$, где ΔE_m — начальный энергетический разброс ионов в циркулирующем пучке, Γ_t — полная ширина резонанса, то справедливы следующие соотношения:

$$K_Y = N, \quad \eta_p = \frac{N}{1 + \frac{(N-1)\Delta E_t}{E}}, \quad (3)$$

где N — среднее число оборотов ионов за время жизни в накопителе, E — средняя кинетическая энергия ионов в пучке.

Для пороговых реакций в интервале энергии, когда сечение и тормозную способность можно считать постоянными, нетрудно получить

$$K_Y = \frac{N\Delta E_t}{E - E_0}, \quad \eta_p = \frac{N\Delta E_t}{\left[1 + \frac{(N-1)\Delta E_t}{E}\right] [E - E_0]}, \quad (4)$$

где E_0 — пороговое значение энергии ионов.

Формулы (4) справедливы при условии $\Delta E_t + \Delta E_m \leq E - E_0$. Соотношения (1)–(4) позволяют оценить целесообразность и эффективность применения устройства накопления с внутренней прозрачной мишенью в конкретных ситуациях. Из формул (3) и (4) видно, что устройство накопления ионов в принципе позволяет значительно увеличить выход ядерной реакции без увеличения интенсивности инжектируемого пучка с минимальными энергозатратами. Кроме того, система доускорения работает в узком энергетическом интервале и при сильной нагрузке пучком может быть сделана компактной и эффективной.

Эффекты электродинамического охлаждения пучка

Среднее число оборотов ионов в накопительной установке зависит от условий захвата в режим циркуляции, параметров рассеяния на атомах мишени, кулоновского взаимодействия частиц в сгустках. При малых токах выход частиц из устойчивого режима циркуляции определяется ростом шестимерного фазового объема вследствие стохастического характера процессов упругих и неупругих столкновений с атомами мишени. К техническим факторам, определяющим время жизни пучка, следует отнести погрешности изготовления и юстировки оборудования, нестабильность электродинамических параметров установки, а также нелинейность ускоряющих и фокусирующих полей.

Среднеквадратичный прирост энергии бетатронных (радиальных и вертикальных) колебаний $\delta W_{x,z}^t$ обусловлен упругим рассеянием на ядрах атомов мишени. В соответствии с [4] для прироста энергии колебаний за один оборот

$$\delta W_{x,z}^t = \frac{\pi e^4 Z^2 z^2 \ln(183Z^{-1/3}) \Delta E_t}{EM\bar{\epsilon}}, \quad (5)$$

где $\bar{\epsilon}$ — средние потери энергии ионами на ионизацию ($\text{МэВ}\cdot\text{см}^2/\text{г}$), M — масса атома мишени, Z и z — атомные номера мишени и иона.

Прирост энергии продольных (синхротронных) колебаний определяется дисперсией энергетических потерь в мишени. Используя для оценки страгглинга формулу Бора [5], среднеквадратичный прирост энергии продольных колебаний δW_s^t за один оборот сгустка, имеющего разброс энергии δE_m , может быть записан как

$$\delta W_s^t = \sqrt{\frac{\pi e^4 z^2 Z \Delta E_t}{M \bar{\epsilon}}} - \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial E} \frac{\delta E_m \Delta E_t}{2 \bar{\epsilon}}. \quad (6)$$

В зависимости от знака $\partial \bar{\epsilon} / \partial E$ имеет место либо частичная компенсация, либо увеличение потерь.

Наряду со стохастическим ростом амплитуды колебаний частиц существует простой механизм, способствующий их поперечному электродинамическому затуханию: каждый раз проходя через мишень, ионы теряют часть полного импульса, тогда как в ускоряющей системе восстанавливается только его продольный компонент. Для кольцевого накопительного устройства со средним радиусом орбиты R и числом бетатронных колебаний за оборот $\nu_{x,z}$ зависимость энергии бетатронных колебаний $\delta W_{x,z}^e$ с амплитудами $A_{x,z}$

$$\delta W_{x,z}^e = -\frac{\nu_{x,z}^2 \Delta E_t}{2 \gamma^2 R^2} (A_{x,z})^2, \quad (7)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - \beta_0^2}$, $\beta_0 = v/c$ — относительная скорость равновесной частицы.

Следовательно, при наличии в системе изотропной диссипации энергии можно говорить об эффекте поперечного электродинамического охлаждения пучка. Аналогичного эффекта в продольном направлении можно ожидать, если эффективная амплитуда ускоряющего напряжения будет зависеть от скорости ионов. Простым примером такой ускоряющей системы может служить одноззорный резонатор, для которого прирост энергии ионов ΔE_1

$$\Delta E_1 = \frac{eU\beta\lambda}{\pi \cdot g} \cos(\varphi_{c1}) \sin\left(\frac{\pi \cdot g}{\beta\lambda}\right), \quad (8)$$

где U — амплитуда ускоряющего напряжения на зазоре, λ — длина волны ВЧ колебаний, g — длина зазора, φ_{c1} — фаза пролета частиц электрического центра зазора (в косинусном отсчете), β — относительная скорость частицы в центре зазора.

Из (8) видно, что при выполнении условия $\pi \cdot g / \beta\lambda \geq 1$ прирост энергии существенно зависит от скорости.

В резонаторе с трубкой дрейфа и двумя зазорами, каждый из которых можно считать малым, также имеет место зависимость прироста энергии от скорости частицы

$$\Delta E_2 = 2eU \sin(\varphi_{c2}) \sin\left(\frac{\pi \cdot l_t}{\beta\lambda}\right), \quad (9)$$

где l_t — расстояние между центрами зазоров, φ_{c2} — фаза поля в первом зазоре в момент пролета ионом центра трубки.

Далее будем полагать, что длина резонатора составляет небольшую часть пространственного периода ускорения (длины орбиты) и набегом фазы продольных колебаний на резонаторе можно пренебречь по сравнению с набегом фазы на периоде ускорения. Для линейных продольных колебаний усредненное по фазе изменение их энергии при однократном прохождении ионов через резонатор имеет вид

$$\delta W_s^e = -\frac{\Delta E_m \Delta E_t}{4\gamma^2 E} K_d, \quad (10)$$

где

$$K_{d1} = \frac{\Delta \varphi_g}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\Delta \varphi_g}{2} \right) - 1, \quad K_{d2} = \frac{\Delta \varphi_t}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\Delta \varphi_t}{2} \right) \quad (11)$$

— коэффициенты затухания для одно- и двухзазорного резонаторов соответственно;

$$\Delta \varphi_g = \frac{2\pi \cdot g}{\beta_0 \lambda}, \quad \Delta \varphi_t = \frac{2\pi \cdot l_t}{\beta_0 \lambda} \quad (12)$$

— фазовые углы пролета зазора и трубки.

В наибольшей степени эффект электродинамического затухания проявляется вблизи значений фазовых углов пролета зазора $\Delta \varphi_g = 2\pi \cdot k$, $k = 1, 2, \dots$ для (8) и $\Delta \varphi_t = 2\pi \cdot k$, $k = 0, 1, 2, \dots$ для (9). Однако реализация механизма затухания снижает эффективность ускорения и требует увеличения ускоряющего напряжения, необходимого для компенсации потерь энергии на мишени и поддержания режима автофазировки.

Вдали от резонансов, приводящих к раскачке колебаний, условие невозрастания их среднеквадратичных амплитуд $\delta W_{x,z,s}^t + \delta W_{x,z,s}^e \leq 0$ можно представить в следующем виде:

$$\left[\frac{\pi \cdot e^4 Z^2 z^2 \ln(183Z^{-1/3})}{\bar{\epsilon} E M} - \frac{(A_{x,z})^2 v_{x,z}^2}{2\gamma^2 R^2} \right] \Delta E_t \leq 0, \quad (13)$$

$$\sqrt{\frac{\pi \cdot e^4 Z^2 z^2 \Delta E_t}{M \bar{\epsilon}}} - \left(\frac{1}{\bar{\epsilon}} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial E} + \frac{K_d}{2\gamma^2 E} \right) \frac{\Delta E_m \Delta E_t}{2} \leq 0. \quad (14)$$

В области энергий больше 0.1 МэВ/а.е.м. $\partial \bar{\epsilon} / \partial E < 0$ и, хотя вклад от слагаемого в (14) в скобках обычно мал, он может способствовать усилению продольных колебаний. Следует отметить, что при фиксированной энергии ионов увеличение амплитуды бетатронных колебаний $A_{x,z}$, равно как и энергетического разброса частиц в сгустках, усиливает неравенства (13), (14). Увеличение толшины мишени, приводящее к возрастанию средних потерь, не влияет на баланс энергии бетатронных колебаний, делая продольное электродинамическое затухание более заметным. Если эффект затухания преобладает, то сгустки, движущиеся в накопителе, будут сжиматься до равновесных размеров, определяемых объемным зарядом. Уменьшение числа ионов в этом случае будет происходить за счет редких событий — рассеяний

на углы, превышающие аксептанс вакуумной камеры. Долю рассеянных за один оборот частиц оценим как

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\pi \cdot e^4 Z^2 z^2 \Delta E_t R^2}{\bar{\epsilon} M E^2 (A_{x,z})^2 v_{x,z}^2}. \quad (15)$$

Интенсивность однократно инжектированного и циркулирующего пучка в накопителе с шириной вакуумной камеры a и высотой b убывает в зависимости от числа оборотов N по экспоненциальному закону

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{N}{N_e}\right), \quad (16)$$

где N_e — число оборотов, за которое интенсивность уменьшается в e раз,

$$N_e = \frac{M E \bar{\epsilon}}{\pi \cdot e^4 Z^2 z^2 R^2} \left[\left\{ \frac{v_z}{a} \right\}^2 + \left\{ \frac{v_x}{b} \right\}^2 \right]^{-1}. \quad (17)$$

Величина циркулирующего тока для непрерывно инжектируемого (например, при помощи перезарядки) пучка отрицательно заряженных ионов без учета заряда достигает значения $I \approx I_0 N_e$.

Основным фактором, который будет ограничивать эффективность накопительных систем с внутренней мишенью, является стохастический рост разброса энергии циркулирующего пучка. Энергия продольных колебаний оказывается во много раз больше энергии поперечных колебаний, и компенсировать ее рост можно только при большом энергетическом разбросе за счет дополнительного увеличения амплитуды ускоряющего поля и соответственно мощности ВЧ питания. Поэтому трудно ожидать значительного выигрыша за счет большого числа оборотов инжектированных ионов, особенно для резонансных реакций захвата с малой полной шириной.

Численное моделирование динамики ионов в накопительном кольце с прозрачной мишенью

Приведенные в предыдущих разделах оценки являются весьма приближенными, носят ориентировочный характер и нуждаются в уточнении для каждого конкретного случая. При выборе параметров накопителя следует учитывать, что запасенная в сгустке колебательная энергия может перекачиваться из продольной моды в поперечную и наоборот за счет связи уравнений движения. При общем росте энергии колебаний представляется целесообразным выбирать параметры накопителя таким образом, чтобы при неизменном или уменьшающемся значении дисперсии энергии пучка увеличивалась амплитуда радиальных колебаний, поскольку ширина вакуумной камеры в слабофокусирующей системе может быть значительно больше ее высоты. При этом амплитуда бетатронных x -колебаний растет существенно быстрее, чем медленный компонент радиального смещения, повторяющийся синхротронные колебания.

В качестве примера приведем результаты численного моделирования динамики протонного пучка с энергией 1.75 МэВ с углеродной мишенью, средние потери энергии за один оборот в которой составляют

20 кэВ. Магнитная система состоит из четырех поворотных магнитов с однородным полем и скошенными краями. Индукция магнитного поля в области вакуумной камеры $B = 1$ Тл, частоты бетатронных колебаний выбраны $v_x = 0.87$ и $v_y = 1.35$, сечение вакуумной камеры $2a \times 2b = 10 \times 2$ см. Для компенсации потерь энергии используется двухзазорный ускоряющий резонатор со щелевой апертурой. При длине волны ВЧ генератора $\lambda = 13$ м (три периода ВЧ колебаний за один оборот) и длине дрейфовой трубки 5 см фазовый угол пролета между центрами зазоров составляет $\Delta\varphi_t = 30^\circ$, коэффициент продольного затухания $K_d \approx 1$. Амплитуда ВЧ напряжения на трубке около 40 кВ.

Численное моделирование динамики ионов в накопителе проводилось по специально разработанной программе, которая позволяет рассчитывать траекторию, фазу и энергию каждой частицы из инжектированного ансамбля. Программа состоит из блоков, рассчитывающих изменения координат и импульсов на различных участках: дрейфовый промежуток, поворотный магнит, края магнита, ускоряющий зазор с учетом радиального действия электрического поля на входе в зазор и на выходе из него в предположении линейной зависимости радиального компонента электрического поля от поперечной координаты. Такая зависимость оправдана выбором большой длины волны и выполнением условия $2a, 2b \ll \beta\lambda$. По результатам моделирования на рис. 1 представлены характерные зависимости радиальной и вертикальной координат одной из частиц, а также значения ее фазы и энергии в зависимости от числа оборотов. Из рисунка видно, что, несмотря на стохастические возмущения траектории вследствие случайного характера процессов упругого и неупругого столкновений с атомами вещества мишени, частица совершает более 500 оборотов без потери устойчивости, при этом амплитуда радиальных колебаний возрастает, а верти-

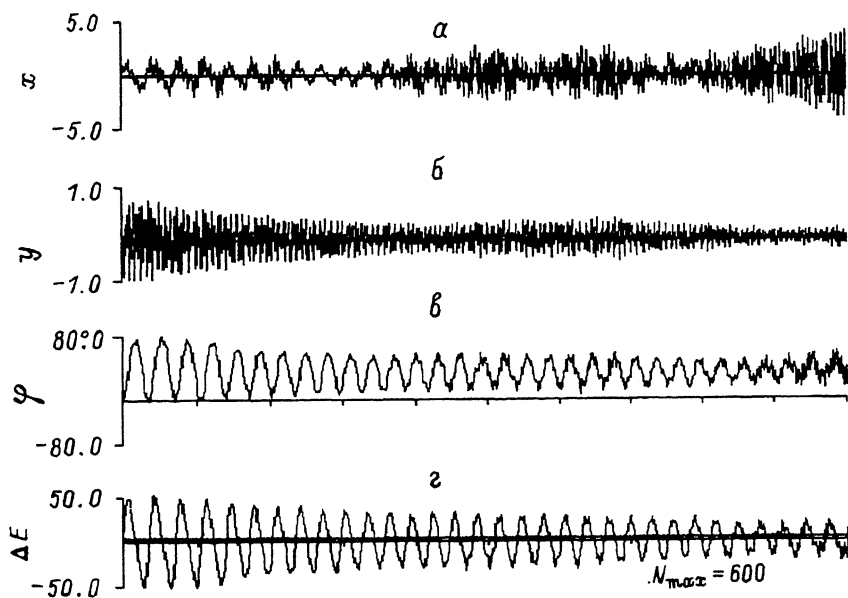


Рис. 1. Зависимость параметра частицы от числа оборотов N в накопителе. a — радиальное смещение частицы от равновесной орбиты (x , см); $б$ — вертикальное смещение частицы от равновесной орбиты (y , см); $в$ — фазовый сдвиг (φ , град); $г$ — отклонение от равновесной энергии (ΔE , кэВ).

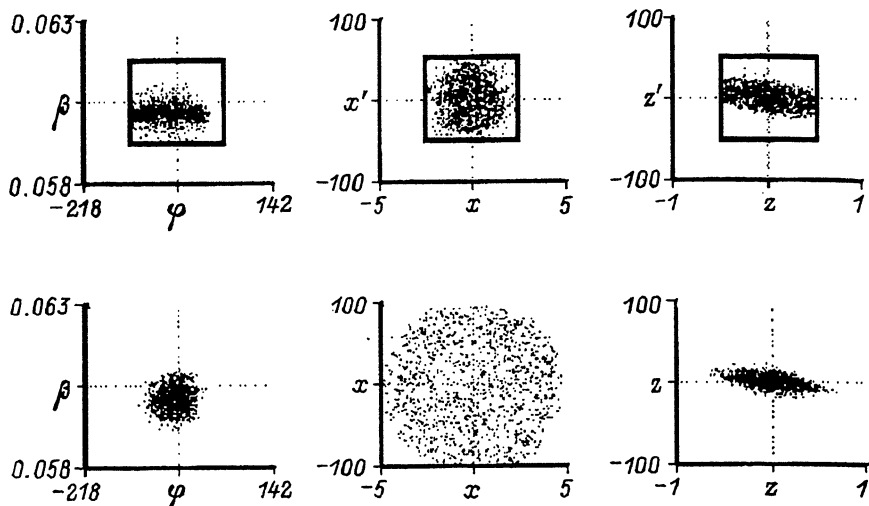


Рис. 2. Проекция фазового объема пучка (вверху) и аксептанса накопителя (внизу) на плоскости.

φ — фазовый сдвиг; β — относительная скорость частицы; x, z — радиальное и вертикальное смещение; x', z' — угловые отклонения от равновесной орбиты (мрад).

кальное отклонение и амплитуда колебаний энергии уменьшается. На рис. 2 показаны проекции шестимерного фазового объема инжектированного ансамбля (верхняя часть рисунка) и ансамбля частиц, совершивших 160 оборотов (нижняя часть рисунка). Рамки на верхней части рисунков определяют границы допустимых разбросов параметров инжектируемых частиц. Из приведенных рисунков видно, что шестимерный аксептанс накопителя соизмерим с эмиттансом ионных пучков, получаемых в линейных резонансных ускорителях. Эффект электродинамического охлаждения оказывает заметное влияние на циркуляцию пучка и, несмотря на рассеяние в мишени, устойчивость пучка сохраняется в течение нескольких сотен оборотов.

Наряду с моделированием динамики частиц были сделаны расчеты по оценке предельного тока в накопителе с приведенными выше параметрами. Пространственный ансамбль ионов аппроксимировался равномерно заряженным эллипсоидом. Размеры эллипсоида определялись методом последовательных приближений по среднеквадратичным значениям координат частиц на предыдущей итерации относительно их среднего значения. При потере частицы общий заряд эллипсоида соответственно уменьшался. Результаты расчета показали, что при токе в несколько миллиампер характер движения частиц практически не меняется, а предельный ток частиц совершивших несколько сот оборотов, при котором происходит разрушение пучка, ограничивается величиной 15–20 мА.

В качестве примера практического применения накопитель протонов может служить источником квазимонохроматических фотонов большой энергии. В результате реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ радиационного захвата протона с энергией, близкой к резонансной 1.748 МэВ, излучаются фотоны с энергией 9.17 МэВ. Из проведенных расчетов было получено, что при толщине мишени в 20 кэВ в среднем протоны совершают около $N \approx 160$ оборотов, коэффициент умножения $K_{\gamma} \approx 75$, энер-

гетическая эффективность пучка $\eta_p \approx 26$, т.е. для получения одинакового числа фотонов (одинакового выхода реакции) при использовании толстой и прозрачной мишени для последней энергозатраты будут почти в 30 раз меньше. В отличие от случая, описываемого формулой (3), $K_Y < N$, так как разброс энергии частиц пучка превышает толщину мишени и только часть частиц в каждый момент времени имеет энергию, близкую к резонансной. Размеры рассматриваемого накопительного кольца не превышают $0.5 \times 1 \times 1$ м.

Заключение

Практическое применение накопителей с прозрачной мишенью и компенсацией потерь ВЧ полем позволит существенно увеличить выход ядерной реакции и сократить энергозатраты. Например, в реакциях радиационного захвата протонов увеличение может составлять два порядка, что достигается за счет более эффективного использования частиц пучка. Ускоренные до необходимой энергии ионы, инжектируемые в установку, захватываются на устойчивую орбиту и могут совершать в ней несколько сотен оборотов. Помимо электромагнитных полей на характер движения пучка оказывают сильное влияние упругие и неупругие столкновения ионов с атомами мишени. Именно эти процессы определяют устойчивость пучка, т.е. среднее число оборотов иона за время его жизни, которое в свою очередь определяет коэффициенты умножения выхода реакции и энергетической эффективности. Предсказываемые эффекты поперечного и продольного электродинамического охлаждения сгустков позволяют частично компенсировать дестабилизирующее влияние рассеяния частиц в мишени, уменьшая как энергетический разброс, так и амплитуду вертикальных колебаний частиц сгустка. Физическая причина эффекта поперечного охлаждения заключается в том, что частицы на каждом обороте, проходя через мишень, теряют часть полного импульса, в то время как в ускоряющей системе восстанавливается только его продольный компонент, что обеспечивает сжатие фазового объема по двум координатам. Механизм продольного затухания обусловлен зависимостью эффективного ускоряющего напряжения на резонаторе от скорости иона.

Приведенные в работе оценочные формулы позволяют определить только области параметров, при которых возможно поддерживать устойчивую циркуляцию пучка сравнительно длительное время. Однако для конкретной ядерной реакции необходимо использование численного моделирования динамики, что позволит найти оптимальный набор параметров накопительного кольца, при которых будет обеспечен максимальный выход реакции либо минимальные энергетические затраты.

Список литературы

- [1] Максимов М.З. // Атомная энергия. 1959. Т. 7. № 5. С. 472–473.
- [2] Abo Yu.M., Avdeev E.F., Dorohovoch S.L. // Kerntechnik. 1991. Bd 56. N 3. S. 190–195.
- [3] Адо Ю.М., Уфимцев А.Г., Артисок В.В. // Атомная энергия. 1992. Т. 73. № 46. С. 289–293.
- [4] Коломенский А.А. // Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., 1980. 302 с.
- [5] Бор Н. // Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИЛ, 1950.