

4257

Экз. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9 - 4257



М.Л.Иовнович, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УСКОРЕНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
КОЛЛЕКТИВНЫМ МЕТОДОМ

1969

P9 - 4257

М.Л.Иовнович, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев

**УСКОРЕНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
КОЛЛЕКТИВНЫМ МЕТОДОМ**

Направлено в АЭ

§1. В в е д е н и е

Коллективный метод ускорения ^{/1/} применим для ускорения любых ионов. Если речь идет об ускорении многозарядного иона с атомным весом A и эффективным зарядом $Z_{эф}$, то при определенных условиях закон изменения его энергии будет иметь вид:

$$\Delta E = Z_{эф} \mathcal{E}_{кул} L, \quad \Delta E_{нукл} = \frac{Z_{эф}}{A} \mathcal{E}_{кул} L. \quad (1)$$

Здесь ΔE - прирост энергии иона на длине пути L , $\Delta E_{нукл}$ - соответствующий прирост, приходящийся на один нуклон, $\mathcal{E}_{кул}$ - электрическое поле электронного кольца, направленное вдоль его оси (ось z).

Значение $\mathcal{E}_{кул}$ зависит от положения иона внутри кольца. "Рабочее" значение $\mathcal{E}_{кул}$ составляет примерно половину напряженности электростатического поля на краю кольца. Из (1) видно, что при больших значениях $Z_{эф}$ можно получить больший суммарный прирост энергии на заданной длине L .

При этом допустимое внешнее поле, которое ускоряет электронное кольцо, должно быть тем меньше, чем больше суммарная масса иона

$$\mathcal{E}_{вн} = \frac{m_{\perp} Z_{эф}}{A M_n} \frac{\mathcal{E}_{кул}}{\left(1 + \frac{Z_{эф} m_{\perp}}{A M_n}\right)}, \quad (2)$$

где m_{\perp} - масса электрона в кольце с учётом его вращательной энергии ($m_{\perp} = m \gamma_{\perp}$), M_n - масса нуклона.

Формула (2) верна, однако, лишь для случая, когда суммарная масса ионов пренебрежимо мала по сравнению с суммарной массой электронов, то есть в приближении малого числа ионов.

Цель данной работы - показать, что коллективный метод ускорения позволяет создать компактный ускоритель многозарядных ионов с хорошей интенсивностью и требуемой для физических экспериментов энергией.

§2. Электронное кольцо и накопление ионов

Будем считать, что способ создания электронного кольца в рассматриваемом ускорителе такой же, как и описанный в работах /1,2/. Расчёты, проведенные в /2/, показывают, что интересующая нас величина

$$\mathcal{E}_{\text{кул}} \approx 1,2 \sqrt{\frac{N_0}{10^{13}}} \frac{\text{МВ}}{\text{СМ}} \quad (3)$$

при радиусе кольца ≈ 5 см и внешнем магнитном поле $\approx 2 \cdot 10^4$ гаусс. Здесь N_0 - общее число электронов в кольце.

Учитывая возможности существующих и проектируемых инжекторов и другие факторы, связанные с созданием кольца, примем, что N_0 не больше, чем 10^{14} . При этом значении $\mathcal{E}_{\text{кул}} \approx 3,8 \frac{\text{МВ}}{\text{СМ}}$. Кольцо с такими параметрами может быть получено в результате сжатия его в адиабатически растущем магнитном поле. Время сжатия - порядка нескольких сот микросекунд.

Накопление ионов в электронном кольце происходит при прохождении электронов в конце сжатия кольца сквозь поток нейтральных атомов вещества /3/. При столкновении с электронами атомы ионизируются и, в основном, захватываются электронным кольцом. Последовательные столкновения ионов с электронами приводят к накоплению в кольце ионов с различной степенью ионизации. Этот процесс последовательной ионизации можно описать известным уравнением для изменения плотности k -кратно ионизированных атомов n_k в единицу времени ($k \equiv Z$ эф)

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{n_{k-1}}{\tau_{k-1}} - \frac{n_k}{\tau_k}, \quad (4)$$

где время ионизации $\tau_k = (n_e \sigma_k)^{-1}$, n_e - плотность электронов, σ_k - сечение ионизации иона при столкновении с релятивистским электроном.

Если время заполнения атомами объема кольца a/v_0 , где a - малый радиус кольца, v_0 - скорость потока атомов, много меньше времени ионизации атома τ_0 , то плотность нейтральных атомов n_a одинакова внутри и вне кольца.

Для отрезков времени, много больших времени ионизации, то есть, величин $\tau_0, \tau_1, \dots, \tau_k$, плотность ионов принимает максимальное значение, равное, согласно уравнению (4), величине

$$n_a \frac{\tau_k}{\tau_0} \quad \text{или} \quad n_k = n_a \frac{\sigma_0}{\sigma_k}. \quad (5)$$

Сечения ионизации ионов можно приближенно вычислить по формуле^{/4/}

$$\sigma_k \approx \pi r_e^2 \frac{m c^2}{J_k} \ln \frac{E}{J_k}, \quad (6)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m c^2}$, m - масса покоя, E - кинетическая энергия электрона, J_k - потенциал ионизации k -кратно ионизированного атома.

К концу накопления количество ионов в кольце будет тем больше, чем выше степень их ионизации при условии, что время их ионизации остается много меньшим времени накопления τ_a , определяемым временем работы источника атомов.

Рассмотрим накопление в кольце ионов Hg. Значение потенциала ионизации Hg увеличивается от величины

$$J_0 = 10,41 \text{ эВ} \quad \text{до} \quad J_5 = 76,9 \text{ эВ} \quad /5/.$$

Сечения ионизации изменяются при этом от $\sigma_0 \approx 10^{-19} \text{ см}^2$ до

$\sigma_5 \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Время ионизации 5-кратно ионизированного атома Hg, равное $3 \cdot 10^{-5}$ сек ($n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), меньше времени накопления $\tau_a \approx 10^{-4}$ сек.

Для накопления в кольце пятикратно ионизированных атомов в указанное время необходимо в области кольца обеспечить плотность атомов из источника $n_a = n_k \frac{\sigma_k}{\sigma_0} \approx \frac{n_5}{5}$. Если $n_5 = 10^{-3}$ $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, то $n_a = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эта величина не приводит к существенным потерям электронов кольца при рассеянии в потоке H_g .

83. Процесс ускорения

После вывода кольца из камеры адгезатора ^{/2/}, в котором оно было создано, его следует ускорять по оси. Нас будут интересовать здесь нерелятивистские энергии ионов. Продольное ускорение кольца в этом случае вполне можно осуществлять за счёт запасенной в нем поперечной энергии ^{/6/}.

Продольное магнитное поле при этом должно уменьшаться (пространственно, а не во времени) по мере продвижения кольца. Произведем некоторые расчёты.

С учётом вклада ионов интеграл энергии для кольца в расчёте на один электрон имеет вид:

$$\Gamma = \gamma_e \left(1 + \frac{N_i}{N_e} \frac{M_n A}{m_{\perp}} \right) = \text{const}, \quad (7)$$

где

$$\gamma_e = \gamma_{\parallel} \gamma_{\perp}, \quad \gamma_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma_{\parallel}^2 \frac{r^2 \dot{\theta}^2}{c^2}}}, \quad (8)$$

$$\gamma_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_z^2}},$$

$\dot{\theta}$ - азимутальная скорость, N_i - полное число ионов в кольце. В иной записи соотношение (7) даёт:

$$\gamma_{\parallel} (\gamma_{\perp} + \frac{N_i}{N_e} \frac{M_n A}{m}) = \gamma_{\parallel 0} (\gamma_{\perp 0} + \frac{N_i}{N_e} \frac{M_n A}{m}), \quad (9)$$

где индекс "0" относится к начальному состоянию ($\gamma_{\parallel 0} \approx 1$).

Если задаться величинами $\gamma_{\perp 0}$ и конечной величиной γ_{\parallel} , определяющей энергию иона (ионы не вращаются), то из последней формулы получим величину γ_{\perp} в конце процесса ускорения. Внешнего ускорения кольца здесь нет. Поэтому увеличение γ_{\parallel} сопровождается уменьшением γ_{\perp} . Радиус кольца R в процессе его поступательного движения с ускорением меняется в зависимости от того, какова структура магнитного поля. Если при каждом значении координаты z магнитное поле близко к однородному по радиусу, то

$$R = R_0 \sqrt{\frac{B_{z0}}{B_z}}. \quad (10)$$

При выполнении условия "2:1"

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z}, \quad (11)$$

где \bar{B}_z - среднее поле в круге радиуса R ; радиус кольца остается неизменным ^{/6/}.

Для того чтобы при ускорении кольца ионы следовали вместе с ним, градиент магнитного поля по z должен удовлетворять условию:

$$\frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z} = \frac{2}{R} \frac{\gamma_{\parallel 0}}{\gamma_{\parallel}^2} \frac{\gamma_{\perp}}{\sqrt{\gamma_{\perp}^2 - 1}} G, \quad G = \frac{m_{\perp 0} Z \Phi}{A M_n} \left(1 + \frac{N_i}{N_e} \frac{A M_n}{m_{\perp 0}} \right) \epsilon_{\text{кул}}. \quad (12)$$

Величина G "играет роль" внешнего электрического поля. Действительно, уравнение движения центрального электрона принимает вид:

$$m_{\perp 0} \left(1 + \frac{AM_n}{m_{\perp 0} N_0}\right) \gamma_{\parallel}^3 \ddot{z}_0 = eG, \quad (13)$$

аналогичный уравнению движения электрона с утяжеленной массой в продольном электрическом поле с напряженностью G .

Из сравнения G с выражением для $\mathcal{E}_{\text{вн}}$ в (2) видно, что учёт ионной компоненты приводит к появлению фактора $(1 + \frac{N_1}{N_0} \frac{AM_n}{m_{\perp 0}})$, который повышает допустимые ускоряющие поля. Можно показать, что учёт этой компоненты приводит к следующему выражению для $\mathcal{E}_{\text{вн}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{вн}} = \frac{m_{\perp} Z_{\text{эф}}}{AM_n} \frac{(1 + \frac{N_1}{N_0} \frac{AM_n}{m_{\perp}})}{(1 + \frac{Z_{\text{эф}} m_{\perp 0}}{AM_n})} \mathcal{E}_{\text{кул}}. \quad (14)$$

Как видно, выражения для G и $\mathcal{E}_{\text{вн}}$ весьма близки, если учесть, что при движении во внешнем электрическом поле, направленном по z , величина $m_{\perp} = \text{const}$. Если $\frac{N_1}{N_0} \frac{AM_n}{m_{\perp}} \gg 1$, то

$$\mathcal{E}_{\text{вн}} \approx G = \frac{N_1}{N_0} Z_{\text{эф}} \mathcal{E}_{\text{кул}}. \quad (15)$$

Изменение $\mathcal{E}_{\text{кул}}$ в процессе продольного ускорения кольца определяется в значительной степени принятым способом его фокусировки¹⁷⁾ и требует детальных расчётов.

Для грубых оценок при незначительном ускорении можно принять $\mathcal{E}_{\text{кул}} = \text{const}$, $G = \text{const}$. Имея все необходимые формулы, произведем оценки. Но прежде приведем нерелятивистский вариант формулы (9), когда $\gamma_{\parallel 0} = 1$, $\Delta\gamma_{\parallel} = \gamma_{\parallel} - 1 \ll 1$, $\Delta\gamma_{\perp} = \gamma_{\perp} - \gamma_{\perp 0} \ll \gamma_{\perp}$. Тогда

$$\Delta\gamma_{\perp} = (\gamma_{\perp 0} + \frac{N_1 M_n A}{N_0 m}) \Delta\gamma_{\parallel}, \quad \Delta\gamma_{\parallel} = \frac{\Delta E_{\text{нукл}}}{M_n c}. \quad (16)$$

Рассмотрим конкретный пример. Для осуществления ряда ядерных реакций с участием многозарядных ионов необходимо иметь такую конечную энергию ионов, чтобы на каждый нуклон приходилось примерно 10 Мэв. Поэтому возьмем $\Delta E_{\text{нукл}} = 10 \text{ Мэв}$, $\Delta\gamma_{\parallel} = 5 \cdot 10^{-3}$. Тогда при $\gamma_{\perp 0} \approx 50$, $\frac{N_1}{N_0} \approx 10^{-3}$, $A \approx 200$ имеем $\Delta\gamma_{\perp} = 450 \cdot \Delta\gamma_{\parallel} = 2,2$. Подчеркнем, что в данном примере $\frac{N_1}{N_0} \frac{M_n A}{m_{\perp 0}} = 8 \gg 1$. В каждом импульсе ускорения при $N_0 = 10^{14}$ будет получаться 10^{11} ускоренных ионов.

Если импульсы повторять через каждые 500 мксек, то можно получить примерно $2 \cdot 10^{14}$ ускоренных ионов ртути в 1 сек.

При взятых параметрах и $Z_{\text{эф}} \approx 5$ получим $G \approx 20 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$. Градиент магнитного поля, например, при условии $R = \text{const}$ будет равен $\approx 13 \frac{\text{гаусс}}{\text{см}}$ (см. (12)). Условие адиабатичности изменения магнитного поля, использованное при получении рабочих формул, здесь хорошо выполняется. Длина области ускорения, согласно (1) $L \approx 1 \text{ м}$. Заметим, что использование бетатронного условия из-за малости перепада поля совершенно необязательно. Ускорение может осуществляться просто в спадающем поле. Градиент поля при этом возрастает в 2 раза.

Таким образом, данный метод ускорения вполне приемлем для ускорения многозарядных ионов. Система, в принципе, оказывается весьма простой, так как не требует применения каких-либо дополнительных ускоряющих систем.

Авторы благодарят А.Б.Кузнецова за обсуждение вопросов, затронутых в работе.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Векслер, В.П.Саранцев, А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбилов, Г.А.Иванов, И.Н.Иванов, М.Л.Иовнович, И.В.Кожухов, А.Б.Кузнецов, В.Г.Маханьков, Э.А.Перельштейн, В.П.Рашевский, К.А.Решетникова, С.Б.Рубин, Н.Б.Рубин, П.И.Рыльцев, О.И.Ярковой. Коллективное линейное ускорение ионов. Препринт ОИЯИ Р-3440-2, Дубна 1967; Атомная энергия 24, 317 (1968).
2. И.Н.Иванов, М.Л.Иовнович, А.Б.Кузнецов, Ю.Л.Обухов, К.А.Решетникова, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев, О.И.Ярковой. Вопросы движения частиц в адгезаторе. Препринт ОИЯИ Р9-4132, Дубна 1968.
3. Symposium on Electron Ring Accelerators. UCRL-18103 (1968).
4. M.Gryzinski. Phys. Rev., 138, A336 (1965).
5. Д.Кэй, Т.Лэби. Справочник физика-экспериментатора, ИЛ (1949).
6. А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбилов, О.А.Колпаков, А.Б.Кузнецов, В.Н.Мамонов, К.А.Решетникова, Н.Б.Рубин, С.Б.Рубин, В.П.Саранцев. Система ускорения электронного кольца, нагруженного ионами. Препринт ОИЯИ Р9-4171, Дубна 1968.
7. А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбилов, И.Н.Иванов, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев, О.И.Ярковой. Фокусировка заряженного электронного кольца в линейном коллективном ускорителе ионов. Препринт ОИЯИ Р9-4135, Дубна 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

7 января 1969 года.