

Б-884

5/II 65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Д-1946



Г.Н.Вялов, М.М.Фикс

2.

ОБ УСКОРЕНИИ ЧАСТИЦ
С ПЕРЕМЕННЫМ ЗАРЯДОМ
В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ
29, 1965, т2, в.1, с.112-116.

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

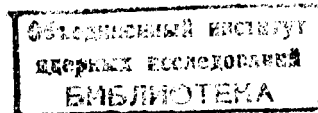
1965

Д-1046

Г.Н. Вялов, М.М. Фикс

ОБ УСКОРЕНИИ ЧАСТИЦ
С ПЕРЕМЕННЫМ ЗАРЯДОМ
В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Направлено в журналы "Ядерная физика"
и "Nuclear Physics"



1. Введение

За последнее десятилетие изучение взаимодействия между сложными ядрами стало целым направлением в ядерной физике ^{/1/}.

Для изучения реакций между сложными ядрами требуются пучки ускоренных ионов различных элементов с достаточно высокой энергией. Развитие физических экспериментов в этой области отличается тенденцией к использованию ускоренных ионов все более тяжелых элементов. Если несколько лет назад казалось достаточным ускорять ионы таких элементов, как углерод, азот, кислород, неон, то в настоящее время в экспериментах уже используются ускоренные ионы аргона ^{/1/} и обсуждается возможность получения энергичных ионов брома ^{/2/}, иода и даже урана ^{/3/}.

Широкие физические возможности, связанные с использованием пучка ускоренных ионов урана, неоднократно отмечал Г.Н.Флеров.

Ускорение ионов тяжелых элементов представляет сложную научно-техническую проблему. Попытки решить эту проблему обычными методами, которые реализованы в различных типах современных ускорителей, наталкиваются на большие трудности и принципиального, и технико-экономического характера. Эти трудности в значительной степени связаны с тем, что использующиеся до сих пор принципы ускорения учитывают лишь в незначительной степени специфику проблемы получения энергичных ионов тяжелых элементов. Так как ионы тяжелых атомов представляют собой многоэлектронные системы, то появляется еще один параметр, который можно варьировать в широких пределах в процессе ускорения. Таким параметром является заряд иона.

Вариация заряда иона открывает перед ускорительной техникой новые широкие возможности. Например, изменение заряда иона в конце процесса ускорения позволяет сравнительно просто решить проблему вывода тяжелых ионов из циклотрона с азимутальной вариацией магнитного поля ^{/4/}. Изменение заряда ионов в процессе ускорения используется в ускорителях типа тандем-генератора. В работе Хортига ^{/3/} показано, что изменяя заряд иона в процессе ускорения, можно многократно ускорять ионы в потенциальном электрическом поле. Предложенный Хортигом принцип ускорения отличается качественной новизной и, по-видимому, может оказаться эффективнее дру-

гих способов ускорения тяжелых ионов. Ниже рассматривается возможность создания сильноточного ускорителя тяжелых ионов, основанного на этом принципе.

2. Принципиальная схема ускоряющего элемента

В основе всех известных способов ускорения заряженных частиц лежит свойство движущегося заряда изменять свою энергию под действием электрического поля:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = e \int_{r_1}^{r_2} Z (\vec{E} \cdot d\vec{r}). \quad (1)$$

Если постоянный заряд движется в потенциальном электрическом поле $\vec{E} = -\frac{\partial \phi}{\partial \vec{r}}$, то изменение энергии на замкнутом контуре (или на участке траектории между точками с одинаковым потенциалом) равно нулю. Этот факт свидетельствует о невозможности многократного ускорения частицы с постоянным зарядом в потенциальном электрическом поле. Если же электрическое поле непотенциально $\text{rot } \vec{E} \neq 0$, то его работа на замкнутом контуре не равна нулю. Это свойство непотенциальных электрических полей используется для ускорения заряженных частиц с постоянным зарядом в резонансных ускорителях.

Однако, как следует из уравнения (1), для ускорения заряженной частицы в электрическом поле нет необходимости требовать непотенциальности электрического поля: необходимым условием ускорения является непотенциальный характер произведения $Z \vec{E}$. Это может осуществляться и в потенциальных электрических полях для частиц с переменным зарядом Z .

В работе^{/3/} для ускорения тяжелых ионов предложено использовать механизм перезарядки ионов при прохождении их через тонкие мишени различной плотности. Так как при заданной энергии ионов W средний заряд их при движении в конденсированной среде больше, чем в разреженной, то возможно осуществить ускорение ионов в потенциальном электрическом поле, меняя не знак заряда иона, а его величину.

Ионы с энергией W после прохождения через плотную среду (фольга) обладают некоторым распределением по зарядовым состояниям со средним зарядом $Z_p(W)$. Ускоряясь потенциалом V до энергии $W_1 = W + eV Z_p(W)$, ионы проходят через второе перезаряжающее устройство (газовая мишень), где приобретают средний заряд $Z_o(W_1)$, и тормозятся потенциалом V .

Приращение энергии частицы после прохождения такого ускорительного элемента равно:

$$\Delta W = eV \{ Z_p(W) - Z_o[W + eV Z_p(W)] \}. \quad (2)$$

Разлагая функцию Z_o при достаточно малых ускоряющих потенциалах V в ряд Тейлора и ограничиваясь первым исчезающим по V приближением, получим:

$$\Delta W = eV [Z_p(W) - Z_o(W) - eV Z_p(W) Z_o'(W)]. \quad (2a)$$

т.е. приращение энергии как функция ускоряющего потенциала определяется параболическим законом.

Оптимальный потенциал V_o , обеспечивающий максимальный прирост энергии при заданном значении W , находится из уравнения

$$\left(\frac{\partial \Delta W}{\partial V} \right)_W = 0, \quad (3)$$

что в рассматриваемом приближении дает величину:

$$V = \frac{Z_p(W) - Z_o(W)}{2e Z_p(W) Z_o'(W)}. \quad (3a)$$

3. Потери интенсивности пучка при многократном ускорении

На основании экспериментальных данных о средних зарядах ионов I_{33}^{127} в углеродных фольгах и кислороде в работе^{/3/} получена зависимость прироста энергии ΔW от ускоряющего потенциала, и показана возможность многократного ускорения тяжелых ионов (иод, уран) до энергий порядка 1 Гэв.

Согласно расчетам (рис. 3 из работы^{/3/}), интенсивность пучка ускоренных частиц экспоненциально падает с ростом энергии. Поэтому ускорение частиц до энергий выше 1 Гэв практически невозможно: только 0,1 % от числа частиц, начавших ускорение, достигнет энергии 1 Гэв и лишь 0,0001% - энергии 2 Гэв.

Однако, как указывается в работе^{/3/}, при расчете потерь интенсивности из-за рассеяния на мишенях ускоряющего элемента не учитывалась зависимость среднего квадрата угла рассеяния частицы от ее энергии.

Учет этого обстоятельства, как показано ниже, коренным образом меняет численный результат.

а) Среднеквадратичный угол многократного рассеяния на малые углы

Средний квадрат угла многократного рассеяния $\bar{\theta}_m^2(W)$ при кулоновском взаимодействии определяется формулой (см., например,^{/5/})

$$\bar{\theta}_m^2(W) = \frac{td_1}{A_1} N_0 \frac{\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{W^2} \int_0^{\pi} \frac{td_1 \pi N_0 a_0^2}{A_1 (Z_0^{2/3} + Z_1^{2/3})}. \quad (4)$$

Так как $\bar{\theta}_m^2(W) = \frac{\text{const}}{W^2}$, то с увеличением энергии частиц среднеквадратичный угол рассеяния быстро падает.

При энергии инжекции W_0 средний квадрат угла рассеяния после K проходов ускоряющего элемента определяется суммированием выражения (4) по всем энергиям и равен:

$$\bar{\theta}_m^2 K = \frac{\text{const}}{\Delta W W_0} \frac{K}{\frac{\Delta W}{W_0} + K} \quad (5)$$

Этот результат получен при существенном предположении о независимости прироста энергии ΔW от энергии частицы W . Экстраполяция имеющихся экспериментальных данных позволяет считать, что действительно имеет место довольно слабая зависимость $\Delta W(W)$ вплоть до очень больших энергий (для урана $W = 2$ ГэВ). При уменьшении прироста энергии ΔW средний квадрат угла рассеяния $\bar{\theta}_m^2$ будет расти быстрее, чем это следует из формулы (5).

В предположении $\Delta W = \text{const}$ получим при больших K :

$$\bar{\theta}_m^2 = \frac{\text{const}}{\Delta W \cdot W_0} \quad (5a)$$

б) Рассеяние ускоряемых частиц на большие углы

Рассеяние на большие углы в тонких фольгах происходит при однократном столкновении и определяется законом Резерфорда. Хотя сечение резерфордовского рассеяния на большие углы невелико, однако всякое рассеяние на угол, больший апертуры ускорителя, выводит частицу из режима ускорения и потому при многократном повторении может служить источником потерь интенсивности.

Сечение рассеяния на углы, большие угловой апертуры ускорителя θ_L , определяется выражением

$$\sigma(\theta_L) = \frac{\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{W^2} \frac{\cos \theta_L}{\sin^2 \theta_L} \sqrt{1 - \frac{A_1^2}{A_0^2} \sin^2 \theta_L} \quad (6)$$

Отсюда определяется полная вероятность рассеяния на углы $\theta \geq \theta_L$ при многократном ускорении:

$$P(\theta_L) = \frac{t d_1}{A_1} N_0 \frac{\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{\Delta W W_0} \frac{\cos \theta_L}{\sin^2 \theta_L} \sqrt{1 - \frac{A_1^2}{A_0^2} \sin^2 \theta_L} \quad (7)$$

в) Фокусировка пучка

В результате рассеяния на мишенях ускоряющего элемента пучок частиц дефокусируется.

Рассмотрим уравнение малых колебаний частицы около равновесной траектории:

$$x'' + \nu^2 x = 0 \quad \frac{\ell}{2\pi} \delta(\phi - \phi_0) \quad (8)$$

Здесь ℓ - длина квазизамкнутой орбиты (для циклического ускорителя) или одной секции линейного ускорителя; ν - число бетатронных колебаний на "цикле" - величина постоянная, определяющая жесткость фокусировки.

Решая уравнение (8) и усредняя по ϕ , получим среднее значение отклонения частицы с энергией W :

$$\bar{x}^2 = \frac{\ell^2}{32 \pi^2 \nu^2} \bar{\theta}^2(W) \quad (9)$$

Для определения среднего значения квадрата отклонения частицы от равновесной траектории выражение (9) следует усреднить по углам рассеяния θ и просуммировать по энергиям частиц W . Средний квадрат угла рассеяния $\bar{\theta}^2$ определяется как сумма среднего квадрата угла многократного рассеяния $\bar{\theta}_m^2(W)$ по формуле (4) и среднего квадрата угла однократного рассеяния на углы

$$\theta_L^2 \geq \theta_0^2 \geq \frac{t d_1}{A_1} N_0 \frac{\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{W^2}; \quad \bar{\theta}^2(W) = \bar{\theta}_m^2(W) + \bar{\theta}_0^2(W) \quad (10)$$

Вычисления дают для среднего квадрата угла рассеяния величину:

$$\bar{\theta}^2(W) = \frac{t d_1}{A_1} N_0 \frac{2\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{W^2} \ln \left(\frac{\theta_L W_0}{a^2 Z_0 Z_1 (Z_0^2 + Z_1^2)^{1/2} m_0 c^2} \right) \quad (11)$$

Суммируя (11) по всем энергиям и подставляя в (9), получим:

$$\frac{\langle x^2 \rangle}{\ell^2} = \frac{1}{16 \pi^2 \nu^2} \frac{t d_1}{A_1} N_0 \frac{\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{\Delta W W_0} \left[1 + \ln \frac{\theta_L W_0}{a^2 Z_0 Z_1 (Z_0^2 + Z_1^2)^{1/2} m_0 c^2} \right] \quad (12)$$

При угловой апертуре ускорителя $\theta_L = \frac{L}{\rho}$ для гауссова распределения частиц интенсивность пучка после большого числа проходов через ускоряющий элемент определяется выражением

$$\frac{J}{J_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int_0^{L/\sqrt{\langle x^2 \rangle}} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt = P(\theta_L) \quad (13)$$

Для ионов иода с энергией инжекции $W_0 = 15,4$ МэВ и $\Delta W = 4$ МэВ, полагая рассеяние в ускоряющем элементе эквивалентным рассеянию в углеродной фольге толщиной 14 мкг/см^2 (как и в работе /3/), при апертуре $\theta_L = 3 \cdot 10^{-2}$ (θ_L в 3,3 раза меньше чем в /3/), получим даже для слабофокусирующих систем ($\nu = 0,2$ в 5 раз меньше, чем в /3/), что $P(\theta_L) = 1,7 \cdot 10^{-2}$ и $\frac{J}{J_0} \approx 0,98$.

Аналогичные оценки для ионов урана при $W_0 = 25$ МэВ и $\Delta W = 10$ МэВ дают $P(\theta_L) = 5 \cdot 10^{-2}$ и $\frac{J}{J_0} \approx 0,95$.

Энергия инжекции частиц W_0 определяется энергетическими потерями частиц и их рассеянием при первых прохождениях через мишени ускоряющего элемента. Так как потери уменьшаются с ростом энергии частиц, то при достаточно большой энергии инжекции они становятся незначительными.

Оценки показывают, что при энергии инжекции ионов урана $W_0 = 25$ Мэв энергетические потери много меньше, чем прирост энергии ΔW , и потому не сказываются на процессе ускорения.

4. З а к л ю ч е н и е

Учет зависимости среднего квадрата угла рассеяния частицы от ее энергии показывает, что при достаточно высокой энергии инжекции частиц и обычных апертурах потери интенсивности малы.

Отсюда следует принципиальная возможность получения интенсивных пучков ускоренных ионов, т.е. возможность создания сильноточного ускорителя, по крайней мере в линейном варианте, в котором условие $\Delta W = \text{const}$ обеспечивается соответствующим изменением ускоряющего потенциала V на различных ступенях ускорителя.

Однако для реализации ускорителя рассматриваемого типа нет необходимости требовать, чтобы потери интенсивности были малыми на всех прохождениях через ускоряющий элемент. Достаточно потребовать, чтобы потери интенсивности были малыми, начиная с некоторого прохождения K . При этом практически все частицы, не потерянные за K проходов, сохраняются до конца ускорения. Действительно, как уже отмечалось, потери возникают, по существу, лишь при первых прохождениях ускоряющего элемента, пока энергия частиц невелика. Это значит, что потери определяются в основном начальной областью ускорения. При условии $\Delta W = \text{const}$ в области большой энергии потери становятся малыми. Поэтому даже в случае значительных потерь в начальной области ускорения интенсивность пучка с ростом энергии частиц стремится к некоторой константе, отличной от нуля (при $\Delta W = \text{const}$).

Изложенный принцип может быть использован для ускорения ионов, по крайней мере до энергии W_k , при которой $Z_f(W_k) = Z_0(W_k)$ (если пренебречь энергетическими потерями частиц с энергией W_k). Экстраполяция экспериментальных данных о средних зарядах ионов элементов с $Z_0 \gtrsim 50$ в твердых веществах и газах к более тяжелым элементам указывает на возможность ускорения ионов всех элементов с хорошей интенсивностью до энергий ^{x)}

x) Предполагается, что уменьшение времени жизни возбужденных состояний ионов урана с ростом их заряда существенно не изменит относительную разность средних зарядов ионов в твердых и газообразных мишенях, известную из экспериментов по обдирке атомов с $Z_0 \leq 50$.

$$W_k = 0,125 A_0 Z_0^{4/3} \text{ Мэв} . \quad (14)$$

Флюктуации энергии частиц определяются числом прохождений через ускоряющий элемент и падают с ростом числа ускорений как $\frac{1}{\sqrt{K}}$.

Авторы выражают искреннюю благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н. Флерову за постоянный и стимулирующий интерес к работе, полезные обсуждения и советы и доктору физико-математических наук М.И. Подгорешкому за обсуждение проблемы и полезные советы.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н. Флеров, В.А. Карнауков. Механизмы и продукты реакций между сложными ядрами. Обзорный доклад на конференции по ядерной физике. Париж, июль, 1964. Препринт ОИЯИ, Д-1798, Дубна, 1964.
2. E. Almqvist et al. Can. J. Phys., 40, 954 (1962).
3. G. Hortig. Z.f. Physik, 176, 115 (1963).
4. Г.Н. Вялов, Ю.Ц. Оганесян, Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ, 1884, Дубна, 1964.
5. Экспериментальная ядерная физика. Под редакцией Сегре, т.1. ИЛ, Москва, 1956.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 января 1968 г.