

Накопитель нерелятивистских протонов, дейтронов и тритонов

Ю.Н. Григорьев, И.С. Гук, Е.В. Инопин, С.Г. Кононенко, А.С. Тарасенко, А.А. Щербаков
 ИИЦ ХФТИ, Харьков, Украина

В работе [1] впервые было рассмотрено влияние потерь частицей энергии на ионизацию на её динамику в циклической магнитной системе. Было показано, что “потери на ионизацию ведут к раскачке колебаний при $\beta = v/c < 2^{-0.5}$ ”, так как в этом случае $\langle \Gamma_x \rangle + \langle \Gamma_s \rangle = 1/2 \langle \Gamma(1 + \partial \ln P / \partial \ln E) \rangle < 0$; здесь $\langle \Gamma_x \rangle$ и $\langle \Gamma_s \rangle$ – декременты соответствующих колебаний, E – полная энергия частицы, P – мгновенная мощность тормозных потерь, $\Gamma = P/\omega E$, ω – угловая частота обращения частицы. При выводе этого результата полагалось, что, согласно формуле Бете-Блоха [2], $P \sim 1/\beta$.

Позже авторы работы [3] показали, что сумма декрементов поперечных и продольных колебаний при $\beta \leq 0.7$ положительна. Было предложено, обеспечив затухание продольных колебаний, для подавления раскачки радиальных колебаний ввести связь между радиальными и вертикальными колебаниями.

Результаты экспериментальных исследований тормозной способности водорода и гелия для протонов [4, 5] существенно отличаются от теоретических оценок, использовавшихся в работах [1, 3].

На рис.1 приведены измеренные в работах [4, 5], зависимости тормозной способности гелия и водорода от кинетической энергии протона. Там же показаны те же зависимости, рассчитанные по формуле Бете-Блоха.

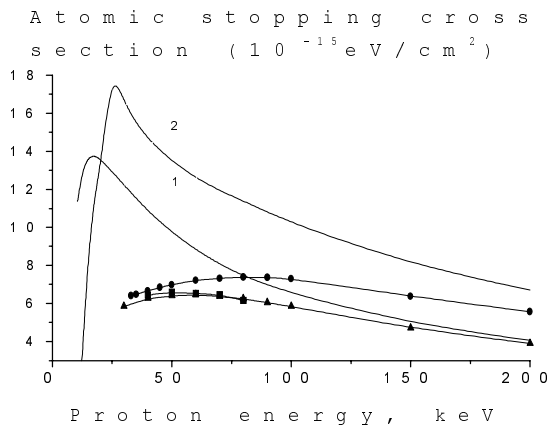


Рис.1. Зависимость атомарной тормозной способности водорода и гелия от энергии налетающего протона.

1 и 2 – рассчитанные по формуле Бете-Блоха тормозные способности соответственно водорода и гелия для протонов;

● – экспериментально измеренная в работе [4] тормозная способность гелия для протонов;

▲ ■ – экспериментально измеренная в работах [4, 5] тормозная способность водорода для протонов.

Видно принципиальное отличие экспериментальных и расчетных кривых в области энергий 30 – 80 КэВ: в то время, как для расчетной кривой в этой области энергий $\partial P / \partial E < 0$, для экспериментальной зависимости та же величина является положительной. Это обстоятельство имеет решающее значение при рассмотрении динамики ионов изотопов водорода с энергиями 20 – 80 КэВ/нуклон в накопительном кольце.

Выражения для декрементов бетатронных и синхротронных колебаний имеют вид [3]

$$\Gamma_z = \langle cF/2\beta E \rangle, \quad (1)$$

$$\Gamma_x = \langle cF/2\beta E * [1 - \eta_x R_0 (K + \partial \ln F / \partial x)] \rangle, \quad (2)$$

$$\Gamma_s = \langle cF/2\beta E * [\beta^2 \partial \ln F / \partial \ln E + \eta_x R_0 (K + \partial \ln F / \partial x)] \rangle, \quad (3)$$

здесь $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по периметру установки, F – тормозные потери, отнесенные к единице пути, R_0 – средний радиус установки, η_x – дисперсионная функция магнитной системы, $K(\theta)$ – локальная кривизна траектории частицы, θ – обобщенный азимут, E – полная энергия частицы. Из выражения (3) видно, что для обеспечения затухания синхротронных колебаний в случае $\partial \ln F / \partial \ln E < 0$, как это полагалось в работах [1, 3], необходимо, во-первых, обеспечить $\eta_x > 0$ на участке тормозных потерь и, во-вторых, либо располагать тормозную мишень в магнитном поле ($K \neq 0$), либо создать неоднородную по радиусу тормозную мишень ($\partial \ln F / \partial x > 0$). Первое обстоятельство обуславливает дополнительное увеличение поперечных размеров пучка, а два других – существенно усложняют техническую реализацию установки.

На рис. 2 приведен вариант суперпериода магнитооптической системы накопителя ионов изотопов водорода, соответствующие амплитудные функции фокусировки β_x , β_z и дисперсионная функция η_x .

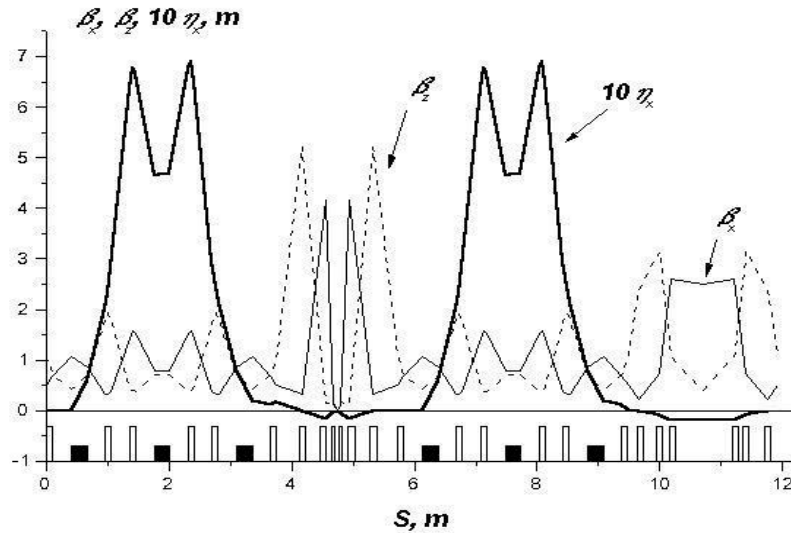


Рис. 2. Структурные функции на одном суперпериоде магнитооптической системы накопителя (■ – дипольный магнит; □ – квадрупольная линза).

Время затухания бетатронных и синхротронных колебаний ионов трития оценивалось по выражениям (1), (3) для случая $\eta_x = \partial \ln F / \partial x = 0$. При этом полагалось, что $\partial \ln F / \partial \ln \gamma = d \ln F / d \ln \gamma = \gamma / F * dF / d\gamma = \gamma / F * dF(E_{kin}) / d\gamma = \gamma / F * dF / dE_{kin} * E_0$, здесь E_0 – энергия покоя частицы. Величины F и dF / dE_{kin} определялись из соответствующих графиков рис. 1 для случая $E_{kin} = 50$ КэВ.

Установившиеся размеры ионного пучка в накопителе

Установившиеся размеры пучка определяются квантовыми флуктуациями тормозных потерь и многократным кулоновским рассеянием. Поскольку в месте расположения тормозящей мишени дисперсионная функция равна нулю, то квантовые флуктуации тормозных потерь не влияют на установившиеся размеры пучка. В этом случае средний квадрат амплитуды бетатронных колебаний равен:

$$\langle |a_{x,z}|^2 \rangle = R_0 / 8 \Gamma_{x,z} * \langle \theta^2 \rangle_t |f_{x,z}(\theta_0)|^2, \quad (4)$$

где $\langle \theta^2 \rangle_t = 4\pi \beta c r^2 n Z(Z+1) E_c^2 / E \beta^4 * \ln(183 Z^{-1/3})$ – средний квадрат угла многократного рассеяния в единицу времени.

Установившийся в пучке энергетический разброс

Для нахождения установившегося энергетического разброса воспользуемся уравнением для синхротронных колебаний [6]:

$$d(\Delta E)^2 / dt = 1/2 \dot{N} \bar{\epsilon}^2 - (2\Gamma - 1/2 * \dot{E} / E) (\Delta E)^2. \quad (5)$$

Здесь $\dot{N} \bar{\epsilon} = d(\Delta E) / dt * \epsilon_s$, где ϵ_s – средний квант тормозных потерь, принятый равным средней энергии ионизации атома мишени ($\epsilon_s \approx 25$ эВ), $d(\Delta E) / dt = e_a \langle n \rangle \beta c$. Для стационарного случая $d(\Delta E)^2 / dt = 0$

$$(\Delta E)^2 = \dot{N} \bar{\epsilon} / 4\Gamma = e_a \epsilon_s (2 \partial e_a / \partial E_{kin})^{-1} \quad (6)$$

т.е. установившийся энергетический разброс не зависит от плотности мишени.

Время жизни накопленных частиц

Время жизни накопленных частиц определяется однократными и многократными процессами. К однократным процессам относятся: кулоновское рассеяние на большие углы; столкновения с большой передачей импульса; ядерные взаимодействия; перезарядка.

Кулоновское рассеяние на большие углы. Время жизни из-за однократного упругого рассеяния на атомах ионизационной мишени на угол, больший θ_{max} , равно [6]:

$$\tau_{el} = [\beta c \langle n \rangle 2\pi (2zZe^2 / pv)^2_a]^{-1} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \theta (\theta_{min}^2 + \theta^2)^{-2} d\theta. \quad (7)$$

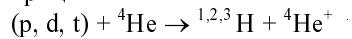
Здесь θ_{max} – максимальный угол рассеяния, при котором частица не выбывает из режима накопления; Z и z – заряд ядра вещества мишени и налетающей частицы соответственно; p – импульс рассеиваемой частицы; m – масса электрона; $a = \text{tg} \theta_{min}$; $b = \text{tg} \theta_{max}$; $\theta_{max} \approx 274 * A^{-1/3} (\text{mc/p})$; $\theta_{min} \approx Z^{1/3} (\text{mc/p}) (192)^{-1}$.

Столкновения с большой передачей импульса. Как указывалось в работе [3], здесь достаточно учесть те столкновения с ядрами, которые сопровождаются рассеянием на угол меньший θ_m , так как потери за счёт столкновений с $\theta > \theta_{max}$ учтены ранее. В нерелятивистском случае справедливо соотношение $\Delta p / p < \theta_{max}^2 / 2A$.

Так как $\Delta p/p \cong \Delta E/2E$, то столкновения большой передачей импульса будут влиять на время жизни при условии $\theta_{\max}^2 > A(\Delta E^2)^{1/2}/E$, где $(\Delta E^2)^{1/2}$ – установившийся энергетический разброс дейтронов, E – кинетическая энергия частиц.

Ядерные взаимодействия. Сечение реакции ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, которая может идти при взаимодействии пучка ионов трития с гелиевой мишенью, в рассматриваемом диапазоне энергий ${}^3\text{H}^+$ составляет $\sim 10^{-30} \text{ см}^2$ [8]. Сечение других реакций на протонах, дейтронах и ядрах трития значительно меньше этой величины. Таким образом, влияние этих процессов на время жизни накопленного пучка крайне незначительно.

Перезарядка. При взаимодействии пучка ионов трития со струйными мишенями могут идти следующие перезарядные процессы:



При одинаковой скорости ионов T^+ и H^+ эти процессы сводятся к $\text{H}^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \text{H} + {}^4\text{He}^+$ соответственно. Уменьшить влияние возможно путем принятия мер к ионизации образовавшихся нейтралов.

Были оценены возможные параметры накопителя ядер изотопов водорода. Функции фокусировки магнитооптической системы выбраны такими, чтобы, во-первых, время жизни пучка, обусловленное многократными процессами, было значительно больше времени жизни из-за однократных процессов и, во-вторых, обеспечивался захват частиц в режим циркуляции после их рассеяния на угол ≤ 0.3 рад. Полученные данные приведены в Табл. 1 и 2.

ТАБЛИЦА 1. Параметры магнитной и ВЧ-системы накопителя нерелятивистских ионов трития.

Количество суперпериодов	2
Приведенный радиус установки	3.79 м
Напряжённость поля в поворотных магнитах	2.02 кгаусс
Параметры квадрупольных линз (градиент, радиус, апертуры)	4 кгаусс*см ⁻¹ - 2 см 0.75 кгаусс*см ⁻¹ – 6 см
Апертура поворотных магнитов (вертикальная и горизонтальная)	7см, 11см
Частоты бетатронных колебаний (радиальных и вертикальных)	6.55 и 6.33
Значение амплитудных функций на азимуте мишени $\beta_{\min}(x, z)$	3 см, 2 см
Кратность ВЧ-подпитки	80
Амплитуда ВЧ-напряжения,	50 КВ
Частота обращения пучка	0.125 МГц

ТАБЛИЦА 2. Параметры пучков ионов изотопов водорода при наличии водородной или гелиевой мишени.

Параметры		p	d	t
Кинетическая энергия частицы (КэВ)		50	100	150
Тормозные потери за оборот (эВ)* $[R_0(\text{см}) \cdot \langle n \rangle (\text{см}^{-3})]^{-1}$	H	$4.0 \cdot 10^{-14}$	-	-
	He	$4.4 \cdot 10^{-14}$	-	-
Время затухания поперечных колебаний (с)* $\langle n \rangle$	H	$9.7 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{11}$
	He	$\sim 9 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$
Время затухания продольных колебаний (с)* $\langle n \rangle$	H	$\sim 10^{12}$	$\sim 2 \cdot 10^{12}$	$\sim 3 \cdot 10^{12}$
	He	$2.6 \cdot 10^{11}$	$5.1 \cdot 10^{11}$	$7.8 \cdot 10^{11}$
Установившийся энергетический разброс в пучке (КэВ)	H	2.54	3.6	4.4
	He	1.7	2.4	3.
Средний квадрат амплитуды бетатронных колебаний $\cdot \beta_{x,z}^{-2}(\theta_{\min})$	H	$\sim 10^{-3}$	$\sim 5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 3.6 \cdot 10^{-4}$
	He	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
Время жизни из-за однократного кулоновского рассеяния на угол $> 0.3 \text{ rad} \cdot \langle n \rangle$, (с)	H	$\sim 6.8 \cdot 10^{13}$	$\sim 2 \cdot 10^{14}$	$\sim 6 \cdot 10^{14}$
	He	$\sim 1.7 \cdot 10^{13}$	$\sim 7 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{14}$
Предельное число частиц, определяемое силами объёмного заряда		$3.6 \cdot 10^{10}$	$\sim 7 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^{11}$

Накопленные пучки нерелятивистских ионов изотопов водорода могут найти, на наш взгляд, широкое применение, как для прикладных целей, так и в фундаментальных исследованиях. Так, например, дейтериевая струйная мишень в накопителе ионов трития позволит генерировать достаточно интенсивные потоки нейтронов ($\sim 10^{13}$ н/с) с меньшими, по сравнению с другими методами, удельными энергозатратами. При взаимодействии пучка ионов дейтерия с дейтериевой струйной мишенью можно достаточно эффективно изучать $D(d,p)^3H$, $D(d,n)^3He$ реакции, перспективные с точки зрения УТС [9].

Список литературы

- [1] А.А. Коломенский. «Атомная энергия», т.19, с. 534, 1965.
- [2] Б. Росси. «Частицы больших энергий». – М., ГИТТЛ, 1955.
- [3] Ю.М. Адо, В.И. Балбеков. «Атомная энергия», т. 31, вып.1, с. 40, 1971.
- [4] Phillips J.A. "Phys. Rev.", vol. 90, p. 532, 1953.
- [5] Reynolds H.L., Dunbar D.N.F., Wantzel W.A., Whaling W. "Phys. Rev.", vol. 92, p. 742, 1953.
- [6] Г. Брук. «Циклические ускорители заряженных частиц», Атомиздат, М., 1970.
- [7] Дж. Джексон. «Классическая электродинамика». – М., Изд-во «Мир», 1965.
- [8] Таблицы физических величин. Справочник под ред. И.К. Кикоина. – М., Атомиздат, 1976.
- [9] В.И. Хвесюк, А.Ю. Чирков. ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, №2, с. 82, 1999.