

Вывод протонов, упругорассеянных W- и Si-мишенями ускорителя ИФВЭ. Первые результаты

А.А. Асеев, Г.Е. Воронин, Ю.Г. Каршев, А.В. Максимов, А.В. Минченко
ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Введение

О прямом выводе ускоренных протонов, упругорассеянных на внутренней мишени У-70, сообщалось в [1]. В направлении канала 8 отбирались частицы, рассеянные под углами $\sim 5 \div 6$ мрад. Выводилось $6 \cdot 10^7$ при сбросе на мишень 10^{12} протонов/цикл [6].

Следующим шагом был вывод из ускорителя протонов, претерпевших рассеяние на внутренних мишенях на существенно меньшие углы (~ 1 мрад [2]). Этому требовала программа физических исследований института, в рамках которой необходимо было обеспечить вывод пучков интенсивностью $10^7 \div 10^{11}$ частиц/цикл, ранее недоступных для экспериментов. На установке ФОДС (канал №8) была получена интенсивность $\geq 3 \cdot 10^{10}$ частиц при сбросе на мишень, установленную перед первым септум-магнитом системы МВ в ПП-18, $\sim 6 \cdot 10^{11}$ первичных протонов [2].

Позднее (см., например, [3–6]) был осуществлен вывод первичных протонов одновременно с выводом вторичных частиц для разных экспериментов. Рассеяние осуществлялось мишенями из легких материалов (в основном Ве), генерирующими вторичные частицы для каналов 2(14); 4; 18; 5Н и др. Интенсивность пучка протонов в таком режиме, например для установки КМН, была $\sim (3-5) \cdot 10^{10}$ протонов/цикл [6].

В данном эксперименте при сбросе на рассеивающую мишень 10^{12} протонов интенсивность выведенного пучка составила $\geq 3 \cdot 10^{11}$ за цикл. Ожидается увеличение выводимой интенсивности при осуществлении условий, о которых будет сказано ниже.

1. Схема эксперимента

На рис. 1 представлен участок периметра У-70 (блоки 20 ÷ 30), где показано расположение септум-магнитов 24- и 26-го прямолинейных промежутков (SM-24 и SM-26) и отмечено место установки рассеивающих мишеней (М). Показаны также локальные искажения замкнутой орбиты, используемые для наведения циркулирующего пучка на мишень (1), для подвода пучка к септуму SM-24 и облегчения заброса частиц в апертуры SM-24 и SM-26 (2), и траектория пучка упругорассеянных протонов, выводимого из У-70 (3).

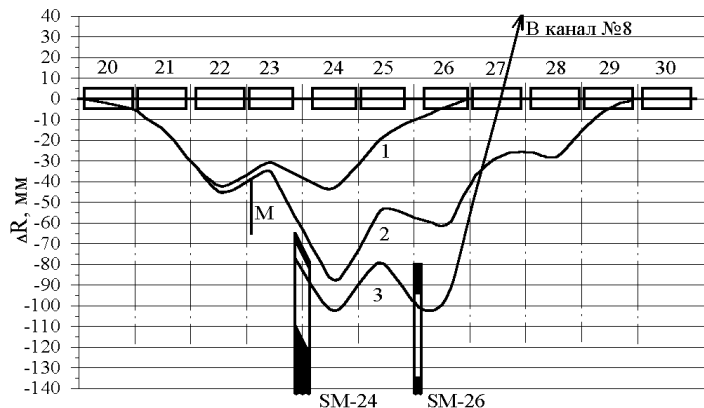


Рис. 1: Схема эксперимента по выводу упругорассеянных протонов из У-70.

Между рассеивающей мишенью и SM-24 существует азимутальный сдвиг ~ 0.5 радиана. Это играет важную роль, способствуя выводу некоторой доли частиц, испытавших рассеяние, непосредственно после взаимодействия. Чтобы не усложнять изложение, будем считать, что частицы перед рассеянием имели нулевую амплитуду. Прирост амплитуды бетатронного колебания частицы после взаимодействия с мишенью выражается зависимостью [7]:

$$\Delta A_{r,z} = \frac{|\varphi_M| \cdot |\varphi_{SM}|}{V_0} \cdot \Phi_{r,z}, \quad (1)$$

где $V_0 = 1$ м; $|\varphi_M|, |\varphi_{SM}|$ — модули функций Флоке соответствующих проекций движения для азимутов мишени и SM-24 соответственно; $\Phi_{r,z}$ — горизонтальная или вертикальная проекция среднеквадратичного угла многократного кулоновского рассеяния протона. Из работы [8]

$$\Phi_{r,z} = \frac{E_s}{p\beta c} \cdot \sqrt{\frac{L_M}{L_R}}, \quad (2)$$

где $E_s = 15.0$ МэВ; p и βc — импульс и скорость налетающей частицы; L_M, L_R — толщина мишени и радиационная длина ее материала. В нашем случае $L_M = 3$ см.

При однократном рассеянии в мишени отклонение частицы на азимуте SM-24 выражается зависимостью

$$\Delta X_{r,z} = \Delta A_{r,z} \cdot \sin(\psi_{SM} - \psi_M), \quad (3)$$

где ψ_{SM}, ψ_M — аргументы соответствующих модулей функций Флоке.

Так как значения проекций среднеквадратичных углов рассеяния при однократном взаимодействии протона с мишенью составляют 0.63 мрад (для W) и 0.31 мрад (для мишени из Cu), то отклонение частицы в горизонтальной плоскости на азимуте SM-24 на первом же обороте может быть соответственно $\Delta X_{rW} = 6.96$ мм и $\Delta X_{rCu} = 3.42$ мм. При физической толщине токовой перегородки ~ 2.0 мм видно, что уже на первом обороте после пересечения мишени некоторая доля частиц будет заброшена в апертуру первого магнитного дефлектора.

Заметим, что до того, как быть потерянными из-за упругого ядерного взаимодействия для мишени из W, протон может пересечь мишень дважды, так как $\lambda_T^W = 5.71$ см. Это даст увеличение угла рассеяния и, соответственно, прирост амплитуды колебания в $\sqrt{2}$ раз, т.е.

$$\Phi_{W2} = \Phi_W \cdot \sqrt{2} = 0.891 \text{ мрад}; \quad \Delta A_{rW2} = 9.84 \text{ мм}.$$

Мишень из Cu ($\lambda_T^{Cu} = 9.55$ см) протоны могут пересечь более 3 раз, в результате:

$$\Phi_{Cu3} = \Phi_{Cu} \cdot \sqrt{3} = 0.537 \text{ мрад}; \quad \Delta A_{rCu3} = 5.92 \text{ мм}.$$

Это означает, что даже при неоптимальном положении пучка относительно края магнитного дефлектора в его апертуру будет забрасываться некоторая доля рассеянных частиц. Ситуация оказывается более благоприятной, если учесть набег фазы бетатронных колебаний рассеиваемых частиц и влияние ионизационных потерь энергии.

2. Экспериментальные результаты

Для нашего случая результат эксперимента оказался оптимальным при расстоянии от края пучка до токовой перегородки SM-24 (координата входа $R = -65$ мм) $\sim 1-2$ мм перед наведением на мишень. При этом еще отсутствовали потери частиц, контролируемые по сигналу датчика интенсивности. Зависимость интенсивности выводимого пучка (в относительных единицах) от координаты рассеивающей мишени приведена на рис. 2.

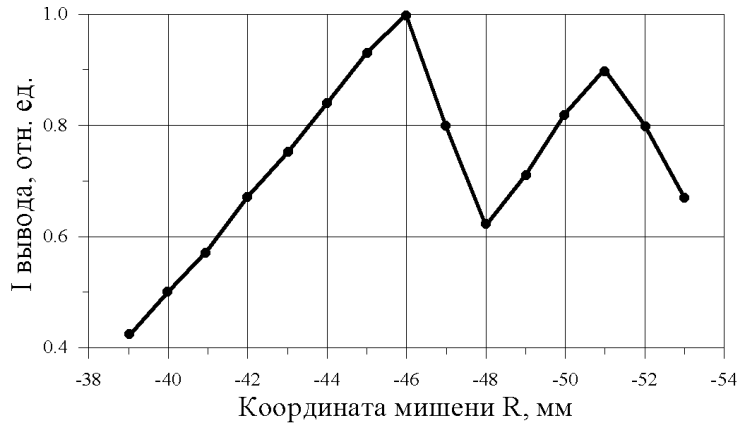


Рис. 2: Зависимость интенсивности выведенного пучка от координаты мишени.

Из анализа данной зависимости следует:

1. Интенсивность выведенного пучка существенным образом зависит от взаимного положения края пучка и токовой перегородки септум–магнита.
2. Максимум выводимой интенсивности соответствует координате мишени $R = -46$ мм. При выбранной форме локального искажения орбиты это соответствует зазору между краем пучка и септумом ≤ 2 мм.
3. “Провал” в кривой распределения интенсивности означает попадание мишени в “тень” септума. При этом часть частиц циркулирующего пучка и частицы, рассеиваемые на малые углы, гибнут на токовой перегородке септум–магнита.

Измеренные на выходе из ускорителя (в ПП–30) профили выводимого пучка показали, что размер пучка составляет $\sim 12\text{--}15$ мм. С учетом эффективной толщины септума ~ 3 мм и зазора между пучком и токовой перегородкой ~ 2 мм, амплитуда раскачки частиц составляет $\sim 17\text{--}20$ мм. Это хорошо согласуется с оценками, приведенными в табл. 1.

Необходимо отметить следующий факт: при замене мишени из W на Cu было зафиксировано, что координата мишени $R = -46$ мм остается оптимальной, но профиль выводимого пучка становится уже, а интенсивность — примерно в 1.5 раза выше ($\sim 2.5 \cdot 10^{11}$ протонов/цикл по сравнению с $\sim 1.6 \cdot 10^{11}$ в случае мишени из W). Объяснение этому эффекту дается в следующем разделе. Уменьшение толщины мишени до 10 мм (W) и 20 мм (Cu) позволило достигнуть значения выводимой интенсивности $\geq 3 \cdot 10^{11}$ протонов/цикл.

3. Обсуждение результатов

Из результатов эксперимента следует, что, используя механизм многократного кулоновского рассеяния, можно обеспечить достаточный прирост амплитуд бетатронных колебаний частиц и вывести их на экспериментальную установку с помощью септум–магнитов системы медленного вывода. При этом, если параметры мишени (материал, длина по пучку и др.) таковы, что вероятность неупругого ядерного взаимодействия протона при однократном прохождении мишени мала (\leq нескольких процентов), это будет означать, что возможен вывод пучка достаточно высокой интенсивности, если исключить потери протонов в местах ограничения аксептансов ускорителя и системы вывода.

Из формулы (3) следует, что при фиксированном азимуте установки мишени отклонение частицы на азимуте септум–магнита зависит от сдвига фаз ($\psi_{SM} - \psi_M$), который меняется после каждого оборота провзаимодействовавшей с мишенью частицы, увеличиваясь на $2\pi Q$,

где Q — частота бетатронного колебания частиц пучка. В нашем случае рабочая точка соответствовала частотам $Q_r/Q_z = 9.73/9.70$.

Соответственно, отклонения частиц на азимуте SM-24 будут изменяться по величине и знаку от оборота к обороту. Изменение отклонений для случаев W- и Cu-мишеней видно из табл. 1, где показана также их зависимость от числа пересечений мишени (до набора ядерной длины упругого рассеяния).

Таблица 1: Изменения горизонтальных отклонений частицы от числа пересечений мишени и набега фазы бетатронного колебания для $\Phi > 0$.

№ оборота	Число пересечений мишени частицей				
	W: ΔX_{rW} , мм		Cu: ΔX_{rCu} , мм		
	1	2	1	2	3
0	6.96	9.84	3.42	4.84	5.92
1	-13.42	-18.98	-6.60	-9.33	-11.43
2	-3.60	-5.09	-1.77	-2.50	-3.06
3	14.31	20.38	7.05	9.97	12.21

Видно, что в нашей схеме для частиц, рассеянных на “отрицательный” угол, благоприятными являются обороты первый (номер 0), сразу после рассеяния, и четвертый (номер 3), когда изменения координат имеют необходимый знак, и их величина превышает толщину токовой перегородки септум-магнита SM-24. Для частиц, испытавших рассеяние на “положительный” угол, благоприятным оказывается второй оборот (номер 1), когда изменения координаты по модулю близки к максимальной величине, достигаемой на четвертом обороте.

Таким образом, независимо от знака угла рассеяния, частица может приобрести такой прирост амплитуды колебания, который, на соответствующем обороте после рассеяния обеспечит ее заброс в апертуру первого магнитного дефлектора (SM-24 в нашем случае) и вывод из ускорителя. Последующие (второе, третье и т.д.) пересечения мишени частицей (см. табл. 1 и 2) обеспечивают большой прирост амплитуд бетатронных колебаний и способствуют забросу частиц в апертуру первого дефлектора в случае, когда зазор между краем пучка и токовой перегородкой септум-магнита перед началом рассеяния велик (см. рис. 2). Естественно, частица при этом еще не должна быть потеряна из-за ядерного взаимодействия в мишени (упругого или неупругого). Интенсивность выводимого пучка при значительных зазорах между краем пучка и септумом соответственно ниже...

Таблица 2: Изменения вертикальных отклонений частицы от числа пересечений мишени и набега фазы бетатронного колебания.

№ оборота	Число пересечений мишени частицей				
	W: ΔX_{zW} , мм		Cu: ΔX_{zCu} , мм		
	1	2	1	2	3
0	4.93	6.97	2.43	3.44	4.21
1	-20.08	-28.39	-9.88	-13.97	-17.11
2	7.46	10.55	3.67	5.19	6.36
3	15.15	21.42	7.60	10.75	13.16

Табл. 2 помогает прояснить ситуацию со случаем вывода пучка примерно в 1.5 раза большей интенсивности с помощью Cu-мишени.

Поскольку акты рассеяния частиц в горизонтальной и вертикальной плоскостях статистически независимы, а среднеквадратичные значения углов рассеяния одинаковы [8], то изменения вертикальных координат частиц после рассеяния также определяются сдвигом фаз между рассеивающей мишенью и септум-магнитом и набегом фазы из-за бетатронного движения (см. формулу (3)). Из табл. 2 видно, что в случае мишени из W частицы независимо от знака рассеяния уже на втором обороте имеют отклонения более 20 мм. Так как вертикальная

апертура SM-24 не превышает ± 15 мм, видно, что заметная доля частиц должна обрезаться на вертикальных стенках первого дефлектора. Эффект обрезания будет еще более заметным, если учесть имеющиеся место искажения орбиты пучка в вертикальной плоскости.

В случае же мишени из Cu ситуация более благоприятна: отклонения частицы, превышают размер вертикальной полуапертуры SM-24 лишь после третьего пересечения мишени, когда высока вероятность упругого ядерного рассеяния.

Несколько слов о влиянии ионизационных потерь энергии. При пересечении мишени импульс p_0 ускоренного протона изменяется на некоторую величину Δp . Соответственно, на величину

$$\Delta r_{SM} = -\frac{|\varphi_{SM}|}{|\varphi_M|} \cdot \psi_M^{\Delta p} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (4)$$

изменится радиальное положение замкнутой орбиты на азимуте септум-магнита, около которой совершаются бетатронные колебания частицы. Здесь $\psi_M^{\Delta p}$ — значение дисперсионной функции на азимуте мишени. Зная удельные потери энергии в используемых мишенях, легко получить, что смещение орбиты на азимуте SM-24, дающее вклад в амплитуды колебаний налетающих частиц, достигает ~ 7 мм (за 2 пересечения W мишени) и ≥ 5 мм (за 3 пересечения мишени из Cu). Вместе с эффектом многократного кулоновского рассеяния этот эффект способствует забросу частиц в апертуру SM-24 уже на первом обороте, сразу после рассеяния.

Заключение

Полученные результаты позволяют надеяться, что в данной схеме возможно достижение интенсивности выведенного пучка $\sim 5 \cdot 10^{11}$ протонов за цикл при сбросе на мишень 10^{12} частиц. Для этого необходимо подобрать толщины мишеней таким образом, чтобы исключить потери частиц на вертикальных стенках апертур септум-магнитов. В частности, при толщинах мишеней ≈ 7 мм для W и ≈ 15 мм для Cu среднеквадратичные углы рассеяния $\Phi_{r,z}$ будут соответственно 0.28 и 0.22 мрад. А после первых 2–3 пересечений мишени приросты амплитуд бетатронных колебаний частиц не будут превышать пределов вертикальной апертуры первого септум-магнита SM-24.

Дальнейшее повышение выводимой интенсивности возможно, если:

- Обеспечить сдвиг фаз между мишенью и первым септум-магнитом $\approx \pi/2$. Тогда прирост амплитуды колебания, определяемый произведением модулей функций Флоке, будет максимальным при установке мишени в середине фокусирующего блока (например, №20). Отклонение частицы ΔX_r на азимуте SM-24 уже на первом обороте после пересечения мишени будет заметно превышать толщину септума (для W ≈ 7.7 мм, для Cu ≈ 6.0 мм). Будут также минимизированы “вертикальные” потери частиц.
- Использовать SM-18 с толщиной токовой перегородки ~ 0.7 мм и мишень-рассеиватель перед ним с оптимальным фазовым сдвигом между ними. Благоприятны середина или конец блока 14. Следует ожидать значительного снижения потерь частиц при забросе в апертуру SM-18 (из-за уменьшения толщины ножа) и “вертикальных” потерь (за счет уменьшения $|\varphi_z|$).
- Использовать электростатический дефлектор 106-го прямолинейного промежутка с толщиной перегородки ~ 0.15 мм и мишень до него. Ожидается, что в данном случае возможен вывод пучка интенсивностью до 10^{12} протонов/цикл с хорошей временной структурой.

В последних двух случаях существует возможность устойчивого вывода пучка протонов интенсивностью $\sim 5 \cdot 10^{11}$ или более для некоторых экспериментов (например, по поиску редких распадов K-мезонов на установке КМН, по исследованию поляризационных процессов на

установке ФОДС) одновременно с выводом вторичных частиц для исследований, ведущихся на каналах 2(14); 4; 5Н; 18; 6. Это наиболее предпочтительный режим работы, обеспечивающий стабильные и качественные условия для всех 4–5 одновременно проводимых экспериментов.

Список литературы

- [1] Алексеев А.В. и др. Препринт ИФВЭ 79–98, Серпухов, 1979.
- [2] Адо Ю.М., Асеев А.А. и др. Препринт ИФВЭ 85–23, Серпухов, 1985.
- [3] Асеев А.А. и др. // ЖТФ, 1990, т.60, N9, с. 70.
- [4] Asseev A.A. et al. – Proceed. of the 2-nd European PAC, Nice, 1990, v.2, p.1604.
- [5] Asseev A.A. et al. – Proceed. of the 3-d European PAC, Berlin, 1992, v.2, p. 1486.
- [6] Asseev A.A. et al. – Proceed. of the 5-th European PAC, Barcelona, 1996, v.3, p. 2409.
- [7] Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. – М., ФМ, 1962.
- [8] Д. Перкинс. Введение в физику высоких энергий. – М., Энергоатомиздат, 1991.