

52

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 71

Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пар-
хомчук, Д.В.Пестриков, С.Г.Попов, А.Н.Скринский

ВОЗМОЖНОСТИ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СВЕРХТОНКИХ
ВНУТРЕННИХ МИШЕНЯХ В НАКОПИТЕ-
ЛЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Новосибирск

1977

ВОЗМОЖНОСТИ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА
СВЕРХТОНКИХ ВНУТРЕННИХ МИШЕНЯХ В НАКОПИТЕЛЯХ
ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук,
Д.В.Пестриков, С.Г.Попов, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

Высокая монохроматичность (вплоть до $\Delta E/E_k \sim 10^{-6}$) пучка тяжелых заряженных частиц в накопителе с электронным охлаждением и применение сверхтонких внутренних мишеней позволяют радикально улучшить условия экспериментов по взаимодействию протонов, антипротонов, тяжелых ионов, с ядрами мишени. Для пучков протонов предлагаемый метод имеет определенные преимущества благодаря относительно несложной экспериментальной технике. В остальных случаях (антипротоны, тяжелые ионы, поляризованные пучки и мишени) преимущества метода носят принципиальный характер.

Существенный прогресс, достигнутый за последние годы в ядерной спектроскопии высокого разрешения, связан с развитием спектроскопической ускорительной техники — ускорителей типа "тандем" и спектрометрических циклотронов в области энергий тяжелых частиц порядка нескольких десятков МэВ на нуклон. Такие ускорители позволили провести изучение широкого класса резонансных явлений в ядрах (низколежащие резонансы, тонкая структура гигантских резонансов, аналоговые резонансы и др.) с разрешением по энергии до $\Delta E/E_k \sim 10^{-4}$. Дальнейшее повышение энергетического разрешения представляет принципиальный интерес как для экспериментов, необходимость проведения которых ясна уже теперь — например, измерение ширин оболочечных уровней, изучение квазимолекулярных образований, подпороговых и околопороговых рождений — мезонов, — так и в связи с новыми экспериментами, постановка которых невозможна при существующем разрешении.

Стандартные методы улучшения экспериментальных условий — уменьшение толщины мишени, повышение монохроматичности пучка ускоренных частиц сепарированием и т.п. малоэффективны, т.к. их применение неизбежно снижает светимость эксперимента. Качественно новые возможности появляются при постановке экспериментов на "сверхтонких" внутренних мишенях с циркулирующими пучками заряженных частиц в накопителях. Преимуществами этого метода, по сравнению с традиционной постановкой эксперимента на выпущенном пучке, являются непрерывность работы, высокая светимость при малой толщине мишени (что особенно важно при регистрации сильно ионизирующих вторичных частиц), высокое энергетическое разрешение эксперимента. Возможности метода не исчерпываются спектрометрическими экспериментами. Он особенно эффективен при переходе к экспериментальным условиям, плохо освоенным в настоящее время: эксперименты на пучках тяжелых ионов, антипротонов, ионов высоких энергий (порядка сотен МэВ на нуклон), пучках поляризованных частиц, взаимодействующих с поляризованными мишенями.

Реализация метода принципиально требует компенсации возмущающего влияния мишени на пучок (многократное рассеяние и

ионизационные потери частиц). Для электронов это происходит благодаря радиационному трению, и метод с успехом применяется сейчас на электронном накопителе ВЭП-2 ИЯФ СО АН СССР /1/. Для накопителей тяжелых частиц метод представлялся бесперспективным, пока не существовало способа компенсации флюктуационных возмущений, вносимых мишенью. Применение электронного охлаждения /2,3/ позволяет полностью устранить эту трудность и распространить метод сверхтонких внутренних мишеней на накопителе тяжелых частиц. В таком накопителе под действием электронного охлаждения поперечные размеры и разброс энергии пучка тяжелых частиц после инжекции быстро уменьшаются до некоторых установившихся (равновесных) значений, после чего пучок может длительное время циркулировать в накопителе, практически не меняя своих параметров.

В предлагаемом методе используется накопитель типа рейстрек, в одном из прямолинейных промежутков которого встроена установка с электронным пучком (аналогично схеме накопителя НАП-М /2/). Внутренняя мишень и регистрирующая аппаратура размещаются в другом промежутке. Инжекцию и накопление частиц предпочтительнее производить на энергии эксперимента, хотя возможны и режимы с доускорением или замедлением после накопления на энергии инжекции. Установка с электронным пучком должна обеспечивать время охлаждения, достаточное для сжатия и монохроматизации пучка между двумя последовательными импульсами инжекции.

Электронное охлаждение обогащает возможности эксперимента и другими важными качествами. Облегчается возможность перестройки энергии частиц с шагом порядка разброса энергии в пучке: для этого достаточно согласование изменить на заданную величину энергию электронов в охлаждающем потоке и ведущее магнитное поле накопителя /2,3/. Дополнительно появляется способ абсолютной калибровки энергии ионов — по энергии охлаждающих электронов, которая может быть измерена с высокой точностью (прямое измерение ускоряющего потенциала).

I. Общие соотношения

Скорость счёта в исследуемой реакции определяется светимостью установки:

$$L = t_z \frac{N_i}{T_s}, \quad (1)$$

где t_z — толщина мишени (число атомов на единицу площади мишени), N_i — число частиц, циркулирующих в накопителе, T_s — период обращения. Для ускорителя с выведенным пучком N_i — число частиц ускоряемых в цикле длительностью T_s .

При работе с внутренней мишенью различают два режима. В режиме без электронного охлаждения (режим тонкой внутренней мишени) потери энергии частиц в мишени компенсируются в среднем ускоряющей системой, а многократное рассеяние и флюктуации ионизованных потерь непрерывно расширяют пучок и увеличивают разброс энергии частиц. Если же толщина мишени достаточно мала, так что параметры пучка — размеры и разброс энергии — принимают при охлаждении установившиеся значения, имеет место режим сверхтонкой мишени, когда время жизни частиц τ_i определяется однократными процессами на мишени — рассеянием частиц на предельный угол и ядерным взаимодействием:

$$\tau_i = T_s / \sigma_0 t_z, \quad (2)$$

Здесь σ_0 — полное сечение процессов взаимодействия частиц с мишенью, приводящих к их гибели. Параметры накопителя должны, очевидно, удовлетворить условию $\tau_i > \tau_e$. Среднее число частиц, циркулирующих в накопителе, поддерживается скоростью инжекции

$$\dot{N}_i = \bar{N}_i / \tau_i, \quad (3)$$

а максимальная светимость, как следует из (1) и (3), не зависит от толщины мишени:

$$L_{\max} = \frac{\dot{N}_i}{\sigma_0} \quad (4)$$

При энергии частиц порядка нескольких сот МэВ становится существенным ядерное взаимодействие, тогда как при более низких энергиях основную роль играет однократное рассеяние частиц на ядрах мишени на предельно допустимый угол:

$$\sigma_0 = \sigma_{ss} = \frac{4\pi r_0^2 Z^2}{\beta^4 \gamma^2} \left(\frac{Z_i}{A_i} \right)^2 \frac{B_{\max} B_t}{h^2} \quad . 5$$

(5)

Здесь r_p - классический радиус протона, Z - атомный номер вещества мишени, Z_i, A_i - атомный номер и атомный вес ионов, β - скорость ионов в единицах скорости света c , $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, B_{max}, B_t - значения амплитудных бетатронных функций накопителя в максимуме и вблизи мишени, соответственно, h - предельно-допустимое значение амплитуд бетатронных колебаний ионов (в накопителе с электронным охлаждением величина h может определяться требованием эффективности охлаждения). Выражения (2), (4) и (5) показывают, что выгодно уменьшать амплитудную функцию в районе мишени B_t - при этом падает σ_0 и, соответственно, растут время жизни и светимость.

Взаимодействие пучка с мишенью. Ионизационные потери на внутренней мишени уменьшают энергию ионов, а флуктуации ионизационных потерь вносят разброс энергии частиц. Средние потери за оборот будут компенсированы электронным охлаждением, если толщина мишени t_2 достаточно мала:

$$t_2 \leq \frac{2F}{mc^2} \cdot \frac{R_s}{2Zr_e^2} \cdot \frac{\beta^2}{\ln(2\beta^2\gamma^2 mc^2 / I(Z) - \beta^2)}, \quad (6)$$

а установившееся значение разброса энергии ионов в этом случае описывается соотношением [4]:

$$\epsilon_{iz} = \left(\frac{\Delta E}{E_{kiz}} \right) = \frac{\beta^2 \gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{m}{M} \sqrt{8Z \frac{t_2 r_e^2}{z_i R_s} \cdot \frac{mc^2}{2F}}. \quad (7)$$

Здесь $\frac{1}{2}$ - доля орбиты, занятая электронным пучком, F - продольная сила трения, вносимого электронным пучком, деления на Z_i^2 (эта величина не зависит от значений Z_i, M), R_s - средний радиус накопителя, m, M - масса электрона, иона, r_e - классический радиус электрона, $I(Z) \approx 13,5$ (эВ) - средний ионизационный потенциал атома мишени, ϵ - монохроматичность, E_k - кинетическая энергия ионов.

Распределение по энергии, которое устанавливается в охлажденном пучке частиц, взаимодействующих с мишенью, обладает особенностью, позволяющей улучшить экспериментальные условия. Это распределение [4] имеет острый максимум, вблизи которого

содержится основная доля частиц, и длинный "хвост" в область энергий, меньших максимальной. Ограничив размер мишени со стороны центра накопителя, можно исключить или резко уменьшить взаимодействие с ней частиц, потерявших в мишени энергию больше некоторой величины, и, тем самым, фактически использовать пучок более высокой монохроматичности. Выйдя за мишень (на внутренний радиус) такие частицы не теряются полностью: под действием электронного охлаждения они набирают энергию и вновь "вступают в игру".

Интенсивность ионного пучка. Если плотность мишени мала, то монохроматичность пучка ионов в накопителе определяется их рассеянием друг на друге внутри пучка с передачей энергии из поперечной степени свободы в продольное движение. В равновесии с действием электронного охлаждения этот эффект даёт некоторое установившееся значение разброса энергии, которое для фиксированных амплитуд бетатронных колебаний ионов описывается выражением [4]:

$$\epsilon_{ii} = \frac{4r_p L_i}{\beta \gamma (\gamma - 1)} \cdot \frac{Z_i^2}{A_i} \cdot \frac{e I_i}{2Fc} \cdot \frac{R_s^{3/2}}{a_x a_z \langle (a_x^2 B_z^2 + a_z^2 B_x^2)^{1/2} \rangle} \quad (8)$$

где $L_i \sim 20$ - кулоновский логарифм рассеяния, e - заряд электрона, I_i - ток ионов, символ $\langle \rangle$ означает операцию усреднения вдоль орбиты. Условие (8) для заданной монохроматичности ϵ определяет выбор значения тока I_i .

При определенных условиях эффект внутреннего рассеяния может приводить к увеличению поперечных размеров пучка и разброса энергии.

Поперечные размеры ионного пучка. Многократное рассеяние на внутренней мишени в равновесии с действием электронного охлаждения приводит к установлению равновесных амплитуд бетатронных колебаний:

$$a_{eq} = \sqrt{a_0^2 + a_t^2}, \quad a_t^2 = c \tau_e B_t L_z r_p^2 t_2 \frac{Z(Z+1)}{\beta^3 \gamma^2}. \quad (9)$$

Здесь a_0 - установившееся значение амплитуды в отсутствие мишени, a_t - вклад многократного рассеяния на мишени, $L_z = \ln(183 Z^{-1/2})$ - кулоновский логарифм рассеяния быстрых частиц на ядрах.

Согласно оценкам, при выбранной монохроматичности $\epsilon \sim 10^{-4} + 10^{-6}$ допустимая толщина мишени (согласно (7)) невелика, и равновесный размер пучка, соответствующий (9), мал, что существенно ограничивает допустимый ток пучка (8). Поэтому для повышения тока и светимости выгодно искусственно увеличить размеры пучка, например, некогерентной раскачкой бетатронных колебаний. Здесь, впрочем, также существуют ограничения: при больших поперечных размерах пучка ионы на участке охлаждения взаимодействуют с электронами, имеющими различную среднюю скорость из-за "провисания" потенциала пространственного заряда обоих пучков в поперечном направлении. Это может ограничивать монохроматичность охлажденного пучка, так что потребуются компенсации пространственного заряда на участке охлаждения, например, ионами остаточного газа. Размеры пучка ограничены и по другой причине: при больших амплитудах бетатронных колебаний время охлаждения ионов возрастает и определяется их поперечными скоростями, а не "эффективной" температурой электронов /2/.

Проведенное обсуждение показывает, что в накопителе со сверхтонкой внутренней мишенью возможны две предельные ситуации. Если задана скорость инжекции, а остальные параметры — свободные, светимость установки определена значениями N_i и β_i (4). Если же выбор параметров накопителя определяется заданной монохроматичностью (соотношения (7,8)), либо накопленный ток и толщина ограничены другими причинами (эффекты пространственного заряда в пучке, конструкция мишени и т.п.), то для расчёта светимости следует использовать соотношение (1), в этом случае (4) определяет необходимую скорость инжекции. В этом смысле и следует понимать независимость светимости от толщины мишени.

2. Мишени

Внутренние мишени могут быть выполнены в виде тонких пленок, нитей, газовых или паровых струй, сфокусированных пучков ионов низкой энергии. Применение твердых мишеней затруднительно из-за их разрушения под действием интенсивного пучка. Ионные

пучки, как показывают оценки, вполне пригодны для описываемых целей и особенно удобны в тех случаях, когда нужно выделять определенные изотопы. Однако, наиболее адекватны газовые или паровые струйные мишени, техника которых хорошо развита (см., например, /5/). Существуют, конечно, определенные ограничения применимости этого типа мишеней, связанные, в основном, с отсутствием достаточно широкого набора чистых изотопов. Для поляризационных экспериментов особенно перспективны мишени в виде потоков поляризованных атомов. Такие мишени, в отличие от твердых поляризованных, позволяют получить почти 100%-ую поляризацию, а достигнутые в них сейчас толщины составляют порядка 10^{12} частиц/см².

3. Спектрометрический накопитель с охлажденным пучком

В качестве иллюстрации возможностей предлагаемого метода приведем соответствующие оценки параметров спектрометрического накопителя с охлажденным пучком (СНОП). Выбрав в качестве циркулирующих в нем частицы ионы ^{82}Rb , а в качестве мишени —

Таблица параметров СНОП

Параметры накопителя	
Магнитное поле	5 кГс
Средний радиус орбиты R_s	5 м
Амплитудные бетатронные функции $\langle B \rangle$	$\langle B \rangle = 4 м, B_z \approx 5 м, B_r \approx 0,5 м$
Предельный размер пучка (диаметр $2h$)	2 см
Параметры эксперимента	
Энергия E_k	50 МэВ/нуклон
Светимость L	$2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
Монохроматичность ϵ	10^{-5}

Параметры пучка и мишени

Необходимая скорость инжекции \dot{N}_i	$2 \cdot 10^{11} \text{сек}^{-1}$
Ток ионов I_i	6 мА
Число частиц в пучке N_i	$1 \cdot 10^{10}$
Толщина мишени t_z	$4 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ или $1,4 \cdot 10^{-6} \text{г/см}^2$
Время жизни τ_i	70 мсек

4. Протоны и легкие ионы

Основное преимущество СНОП при работе с пучками протонов и легких ионов состоит, по-видимому, в возможности работы со сверхтонкой внутренней мишенью, что позволяет детально анализировать сильноионизирующие продукты ядерных реакций. При этом, как показывают оценки, светимость при монохроматичности в диапазоне $10^{-4} + 10^{-6}$ не уступает таким уникальным ускорителям, как мезонные фабрики *LAMPF, TRIUMF*, в то время как требуемый средний ток ускорителя на много порядков меньше. Это, в частности, позволяет работать в простых в радиационном отношении условиях.

5. Поляризационные эксперименты

Несомненный интерес представляют эксперименты по рассеянию пучков поляризованных частиц на мишенях с заданной поляризацией. Предлагаемый метод обеспечивает максимальную светимость таких экспериментов в чистых условиях (без примеси других ядер), когда поляризации как пучка, так и мишени близки к 100%. При этом возможен выбор нужной поляризации сталкивающихся частиц — продольной или поперечной к направлению скорости. Достигнутые к настоящему времени параметры ускорителей с поляризованными пучками (например, в Аргонском синхротроне получают поляризованные протоны с энергией до 12 ГэВ при интенсивности $2 \cdot 10^{10}$ частиц в цикле) и поляризованных мишеней позволяют рассчитывать на накопление в установке типа СНОП порядка 10^{12} частиц и, соответственно, получение светимости на уровне $10^{30} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

6. Пучки тяжелых ионов

Проблемы интенсивности пучка и малой толщины мишени, существующие при постановке экспериментов с пучками полностью ионизованных тяжелых ионов, значительно легче разрешить при использовании описываемого метода. На первой стадии исследований, когда не требуется высокая монохроматичность, уже скорость инжекции ионов 10^6 частиц/сек, доступная сегодня, позволяет, например, для ядер $^{208}_{82}\text{Pb}$ на свинцовой паровой мишени в области энергии 100 МэВ/нуклон получить в накопителе СНОП светимость порядка $10^{28} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

Следует отметить, что электронное охлаждение тяжелых ионов сопровождается их интенсивной радиационной рекомбинацией с электронами охлаждающего потока. Время жизни пучка по отношению к радиационной рекомбинации и время охлаждения обратно пропорциональны квадрату заряда ионов, но время охлаждения, кроме того, прямо пропорционально массе иона. Поэтому можно успеть охладить тяжелые ионы, но нельзя удержать их охлажденными длительное время. Для этой цели можно использовать протонное охлаждение /6/: охлаждать тяжелые ионы пучком протонов, циркулирующих в дополнительном накопителе, который сопряжен с основным и имеет систему электронного охлаждения протонов. Эффективность такого охлаждения, как показывают оценки, может быть весьма высокой.

7. Эксперименты на антипротонных пучках

Метод электронного охлаждения открывает возможность накопления интенсивных пучков антипротонов. Оценки, сделанные для Серпуховского синхротрона /7/, показывают, что на его протонном пучке можно получить скорость накопления антипротонов до 10^8 частиц/сек. Это означает, что в установке типа СНОП при исследовании взаимодействия антипротонов с протонами достигается максимальная светимость $5 \cdot 10^{32} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$. Для монохроматичности $\epsilon \approx 10^{-5}$ толщина водородной мишени должна быть $t_z \leq 3,5 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$, что даёт время жизни антипротонов поряд-

ка часа и, соответственно, среднее число антипротонов в накопителе $N_p \approx 3,5 \cdot 10^{11}$.

Следует отметить, что накопление антипротонов выгодно производить, собирая их при оптимальной по сечению рождения энергии и замедляя перед охлаждением. Поэтому оптимизированная схема может содержать два промежуточных накопителя, а выход на энергию эксперимента потребует ускорения или замедления антипротонов. Поэтому предпочтительнее режим с достаточно большим временем жизни частиц в СНОП, чтобы операции "перепусков" и замедления не снижали заметно светимость.

З а к л ю ч е н и е

Развитый в настоящее время вариант электронного охлаждения с использованием прямого ускорения электронного пучка позволяет рассчитывать на его применимость в области энергии мезонов (на нуклон) от единиц МэВ до 1-2 ГэВ. Вместе с тем, безусловно интересна и область более высоких энергий. Можно продвинуть метод по энергии, используя электронное охлаждение циркулирующим пучком /7/ до энергии порядка десятков ГэВ. Развитие метода стохастического охлаждения /8/ может позволить продвинуться по энергии еще дальше. Наконец, возможен вариант проведения экспериментов с пучками частиц высокой энергии и электронным охлаждением на низкой энергии: в этом случае охлаждение частиц производится после их замедления до равенства скоростей мезонов и электронов с последующим, после охлаждения, ускорением до рабочей энергии, что эквивалентно введению некоего среднего по времени трения.

Проведенное обсуждение показывает перспективность постановки экспериментов на электронно охлаждаемых пучках тяжелых частиц в накопителях со сверхтонкими внутренними иппенями.

Л и т е р а т у р а

1. Б.Б.Войцеховский, В.Г.Зелевинский, М.Д.Николенко, С.Г.Попов. В сб. "Труды Межд.конф. по избранным вопросам структуры ядра, Дубна, 1976 г.", т.1, стр.125.
2. Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Ф.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. "Particle Accelerators", 7, p.197 (1976).
3. Г.И.Будкер, А.Ф.Булушев, Я.С.Дербенёв, Н.С.Диканский, В.И.Кононов, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. "Состояние работ по электронному охлаждению". Доклад на X-ой Межд.конф. по уск.заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977 г.
4. В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков. "Энергетический разброс пучка тяжелых частиц в накопителях с электронным охлаждением". Препринт ИЯФ 77-37, Новосибирск (1977).
5. Г.И.Димов. ЖТФ 39, 681 (1969).
6. "Electron Cooling And New Possibilities of Elementary Particle Physics", Report of VAPP-NAP Group, Nucl. Phys. Institute, Proceedings of XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, N-86, 1977.
7. Г.И.Будкер, Т.А.Всеволожская, Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Г.И.Сильвестров, А.Н.Скринский. "Предложение по осуществлению встречных протон-антипротонных пучков на основе метода электронного охлаждения в проекте ускорительно-накопительного комплекса Большого Серпухова". Доклад на У-м Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976 г.
8. G. Carron, L. Falrin, W. Schnell, L. Thorndahl. "Experiments with Stochastic Cooling in the ISR". Доклад на Нац.конф. США по ускорителям заряженных частиц, Чикаго, март 1977 г.

Работа поступила - 15 июня 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 12.УШ-1977 г. МН 02917
Усл. 0,8 печ.л., 0,7 учетно-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно
Заказ № 71.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР