

## ВНУТРЕННИЕ МИШЕНИ В НАКОПИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

© 1999 г. С. Г. Попов<sup>1)</sup>

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

Поступила в редакцию 23.02.98 г.

Обсуждается использование техники внутренних мишеней в ускорителях нового поколения для постановки ядерно-физических экспериментов. Рассмотрен режим сверхтонкой внутренней мишени, светимость и параметры пучка электронов в накопительном кольце в этом режиме. Анализируются преимущества и недостатки метода по сравнению с традиционной постановкой эксперимента – бомбардировкой мишеней выведенными пучками. В качестве примера описан эксперимент с поляризованной внутренней дейтериевой мишенью, проводимый коллаборацией Новосибирск–Argonne–NIKHEF–Санкт-Петербург–Томск.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие было приложено много усилий для создания установок, позволяющих проводить ядерно-физические эксперименты с регистрацией рассеянного электрона и продуктов реакций на совпадениях. В этих экспериментах открывается возможность полной реконструкции событий, так как наряду с измерением параметров рассеянного электрона здесь можно извлекать такие важные характеристики событий, как сорт вторичных частиц, их угловые распределения и энергетические спектры. Такая информация допускает качественно новые подходы к анализу и интерпретации изучаемых процессов и дополнительные способы в разделении форм-факторов. В противоположность инклюзивным экспериментам здесь появляется привлекательная возможность извлекать информацию по отдельным каналам реакций, имеющим различную физическую природу, что создает предпосылку для их правильного толкования. Поляризационные эксперименты, к которым в последнее время проявляется особый интерес, также получают здесь дополнительный импульс для своего развития. Эксперименты на совпадениях уже предоставили много интересных результатов [1–7]. Новые широкие возможности этих экспериментов позволяют говорить о них как об экспериментах нового поколения.

Естественно, что для проведения экспериментов на новом уровне потребовалась серьезная модернизация экспериментального оборудования. Особенно это относится к ускорителям, где необходимо кардинально снизить скважность пучков ускоренных частиц, добываясь одновременно их высокой интенсивности, малых угловых и энергетических разбросов.

Здесь мы обсуждаем постановку электронно-ядерных экспериментов в области энергий пучков от сотен МэВ до  $\approx 10$  ГэВ в широком диапазоне переданных импульсов – от долей Фм<sup>-1</sup> (где изучаются свойства ядерной материи) до десятков Фм<sup>-1</sup> (где проявляются кварковые степени свободы) и в широком диапазоне потерянных электронном энергий – от единиц и десятков МэВ (когда возбуждаются резонансы в ядрах) до сотен МэВ (когда в ядерной материи рождаются частицы и имеют место глубоконеупругие процессы). Для реализации этой обширной программы физических исследований были модернизированы некоторые старые и построены или сооружаются новые ускорители [8].

Используются три типа ускорителей:

1. Микротрон непрерывного действия и линейный ускоритель с непрерывным пучком и с рекуперацией.

2. Импульсный линейный ускоритель с высокой интенсивностью в паре с растяжителем.

3. Импульсный ускоритель в паре с накопительным кольцом, где помещена внутренняя мишень, работающая в сверхтонком режиме.

Две разновидности первого варианта, к примеру, успешно реализованы в Майнце [9] и в TJNAF [10]. Первый растяжитель с энергией до 130 МэВ был введен в Токио [11], успешно работает растяжитель в MAX-LAB (Лунд) [12]. Растяжитель с более высокой энергией ( $\approx 1$  ГэВ) работает в

<sup>1)</sup> Известный физик-экспериментатор Станислав Георгиевич Попов (1937–1996) стоял у истоков нового перспективного направления в экспериментальной ядерной физике, связанного с использованием внутренних ядерных мишеней в накопительных кольцах. Эта техника, впервые реализованная под руководством С.Г. Попова в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера в Новосибирске, сейчас принята во многих лабораториях мира. Публикуемая ниже последняя незаконченная работа С.Г. Попова подготовлена к печати В.Г. Зелевинским, Д.М. Николенко, И.А. Рачеком и Д.К. Топорковым.

NIKHEF (Амстердам) [13], аналогичный сооружается в MIT-Bates (Бостон) [14].

Третий метод нам кажется наиболее многообещающим. Идея использовать для постановки экспериментов накопитель электронов с внутренней мишенью в сверхтонком режиме была впервые высказана и затем получила развитие в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера в Новосибирске [15–17]. Первые эксперименты были проведены на накопительном кольце ВЭП-1 еще в конце шестидесятых годов. Позднее в этой постановке был успешно выполнен ряд электронно-ядерных экспериментов в широком диапазоне энергий: в Новосибирске (накопитель ВЭПП-2, энергия пучка  $E_0$  от 100 до 400 МэВ [2, 4, 18] и накопитель ВЭПП-3,  $E_0 = 2$  ГэВ [6, 19]), в Амстердаме (накопитель AmPS при  $E_0 = 565$  МэВ [20]), в Гамбурге (накопитель HERA при  $E_0 = 28$  ГэВ [21]). Отметим также эксперимент на электронном накопительном кольце ADONE (Фраскати), где с помощью внутренней мишени в сверхтонком режиме получены меченые фотоны [22]. Техника внутренних мишеней была недавно применена также и на ионных накопителях: на кольце TSR (Гейдельберг) [23] и на накопителе-охладителе IUCF (Индиана) [7].

## 2. РЕЖИМ СВЕРХТОНКОЙ МИШЕНИ В НАКОПИТЕЛЕ

В экспериментах с выведенным пучком естественным является уменьшение толщины мишени с целью увеличения точности получаемых данных. В то же время для увеличения статистической точности необходимо увеличить светимость эксперимента – величину, которая является произведением толщины мишени и интенсивности пучка. При этом возникает парадоксальная ситуация, когда требуется все большая интенсивность ускоренного пучка и все меньшую долю его используют. Прошедший через мишень пучок производит при утилизации радиационное загрязнение оборудования и большой экспериментальный фон, так что необходимы специальные меры для его подавления. Возникает естественное желание использовать прошедший через мишень пучок многократно до тех пор, пока его параметры будут еще приемлемы.

При использовании внутренней мишени возможно скомпенсировать средние энергетические потери пучка (в мишени) на пути его возвращения к мишени (так называемый режим тонкой мишени), а также благодаря диссипативным процессам подавить стохастический разогрев продольных и поперечных степеней свободы пучка (режим сверхтонкой мишени). Подходящими диссипативными процессами являются синхротронное излучение в электронных кольцах и электронное

и/или стохастическое охлаждение в ионных накопительных кольцах.

Оценим выигрыш, который может быть получен за счет многократного использования частиц пучка на внутренней мишени. Это легко сделать для энергий электронного пучка выше 200–300 МэВ, когда тормозное излучение является основным процессом взаимодействия пучка и мишени. Для наших целей достаточно использовать упрощенную формулу, полученную в [24], которая лишь немного завышает сечение в области больших значений заряда ядра-мишени  $Z$  (для  $Z = 90$  завышение составляет  $\approx 10\%$ ):

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = 4\alpha \frac{r_e^2}{\omega} Z(Z+1) \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \mathcal{L}, \quad (1)$$

здесь  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $\omega$  – энергия тормозного фотона,  $y = \omega/E$ ,  $E$  – энергия начального электрона,  $\mathcal{L} = \ln(184.15Z^{-1/3})$ .

Предположим, что частица участвует в процессе до тех пор, пока потери ее энергии не превысят некоторого, допустимого для данных параметров накопителя, значения  $\Delta E_m$ . Обозначим через  $X$  полную толщину мишени (выраженную в единицах ат. см<sup>-2</sup>), которую частица прошла, потеряв при этом энергию  $\Delta E_m$ . Вычисляя такую толщину из условия

$$X \int_{\Delta E_m}^E d\sigma = 1, \quad (2)$$

получим

$$X = X_0 \left( \frac{4}{3} \ln \frac{E}{\Delta E_m} - \frac{5}{6} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $X_0 = [4\alpha r_e^2 Z(Z+1)\mathcal{L}]^{-1}$  есть радиационная единица длины (также выраженная в ат. см<sup>-2</sup>). Если допустимый энергетический разброс в пучке составляет 1%, то эффективная толщина мишени в соответствии с (3) равна  $0.2X_0$ . Заметим, что зависимость эффективной толщины мишени от параметров накопителя логарифмическая, т.е. очень слабая. Принимая во внимание, что в экспериментах с выведенным пучком толщина мишени обычно не превышает величины  $10^{-3}X_0$ , можно сделать заключение, что эффективность использования частиц при постановке эксперимента в накопителе на два порядка величины выше по сравнению с традиционным случаем. Необходимо отметить, что эффективная толщина мишени не зависит от реальной толщины, поскольку, когда последняя уменьшается, число пересечений электронами мишени возрастает пропорционально, так что произведение числа пересечений на толщину остается тем же самым.

3. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА  
В ЭЛЕКТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ  
В ПРИСУТСТВИИ ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ

Для более точного, чем это изложено в предыдущем разделе, расчета светимости эксперимента в накопительном кольце с внутренней мишенью необходим учет всех процессов, ограничивающих время жизни пучка. Наряду с тормозным излучением рассеяние электронов на ядрах мишени и атомных электронах является основным процессом, приводящим к выбыванию частиц из пучка [17]. Кроме этого, частицы могут быть потеряны за счет эффектов больших токов, таких, как взаимодействие интенсивного сгустка с элементами вакуумной камеры накопителя, тушек-эффект и т.д. Нетрудно показать, что в стационарном режиме сверхтонкой мишени в накопителе светимость эксперимента в пренебрежении эффектами больших токов может быть выражена соотношением

$$L = \frac{n}{\sum \sigma_i} (\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}), \quad (4)$$

где  $n$  (эл.  $\text{с}^{-1}$ ) есть скорость (ток) инъекции электронов в накопительное кольцо, а  $\sum \sigma_i$  — полное сечение всех процессов, определяющих время жизни частиц. Если в уравнении (4) учесть только процесс тормозного излучения, то мы возвращаемся к определению эффективной толщины мишени, введенному ранее. Как было отмечено выше, светимость эксперимента не зависит, в принципе, от толщины мишени. Однако при уменьшении толщины время жизни пучка и, следовательно, накопленный ток должны возрастать, в результате чего могут появиться ограничения, связанные с эффектами больших токов.

Временной цикл обычной работы установки с мишенью определяют несколько временных параметров: 1) период обращения  $T_0$ , 2) время затухания колебаний  $T_d$ , 3) время жизни пучка  $T_l$ , 4) период инъекции электронов  $T_i$ .

Условие  $T_l \gg T_d \gg T_0$  является необходимым для реализации сверхтонкого режима мишени. Оно может быть легко выполнено при выборе подходящей толщины мишени, которая определяет время жизни пучка. Тем не менее, если  $T_l \geq T_i$ , электронный ток в накопителе возрастает до уровня, соответствующего максимальной светимости. Равновесное значение тока при этом составляет  $(n_0/T_0)(T_l/T_i)$  (эл.  $\text{с}^{-1}$ ), где  $n_0$  — число электронов в инъекционном импульсе. Если значение тока достаточно велико, то часть электронов будет потеряна из-за эффектов большого тока, и светимость будет падать. Минимальный средний ток (на уровне  $n_0/T_0$ ) получается при  $T_l = T_i$ , и максимально достижимая светимость в соответствии с уравнением (4) приблизительно равна  $n \times 10^{25}/Z^2$  или  $10^{40}/Z^2$  ( $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) при токе инъекции  $n =$



Рис. 1. Типичный цикл работы накопительного кольца с внутренней мишенью в сверхтонком режиме:  $T_0$  — период обращения пучка электронов,  $T_l$  — время жизни пучка,  $T_i$  — период инъекции,  $T_d$  — время затухания колебаний пучка,  $n_0$  — число электронов в импульсе инъекции.

$= 10^{15}$  эл.  $\text{с}^{-1}$  (20 мкА). На рис. 1 приведен типичный временной цикл для такого случая.

В течение времени, необходимого для накопления электронов и затухания колебаний пучка (на рис. 1 это время  $3T_d$ ), мишень выключена и система регистрации заблокирована. Сквозность определяется соотношением времени, отведенного на затухание пучка, и периода инъекции  $T_i$ . Когда достигается предел светимости и реализуется малый период инъекции порядка времени затухания  $T_d$ , условие  $T_l \gg T_d$  перестает выполняться. Для сохранения этого условия необходимо уменьшать  $T_d$ , добавляя, например, вигглер.

Установившиеся параметры пучка (энергетический и угловые разбросы) определяются балансом сил затухания и разогревом пучка за счет взаимодействия с мишенью и флуктуаций синхротронного излучения. Результирующая величина определяется равновесием между скоростью увеличения и скоростью затухания амплитуды соответствующих степеней свободы. Эффективный параметр пучка вычисляется как среднеквадратичное отклонение величины, набранное на мишени за время, равное половине времени затухания колебаний по соответствующей степени свободы. Необходимо также принять во внимание, что некогерентный набор гармонических колебаний должен быть описан средним квадратом амплитуды колебаний, который в 2 раза меньше квадрата амплитуды.

Энергетический разброс в электронном пучке определяется в основном тремя процессами.

1. Квантовые флуктуации синхротронного излучения. Для полного вычисления этого эффекта требуется знание магнитной структуры кольца. Для оценок может быть использовано следующее приближенное выражение [25]:

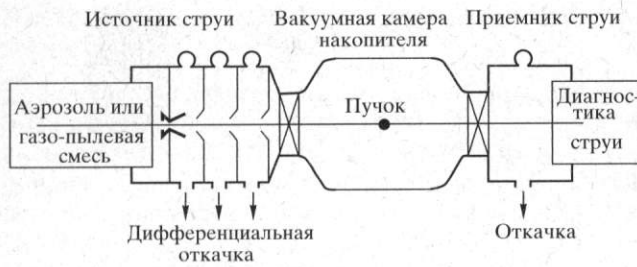


Рис. 2. Схематическое изображение внутренней мишени в накопительном кольце.

$$\sigma_{\Delta E/\bar{E}} = \gamma \sqrt{(55\sqrt{3}/192)\Lambda_e/R}, \quad (5)$$

где  $\gamma$  – лоренц-фактор,  $\Lambda_e$  – комптоновская длина волны электрона,  $R$  – орбитальный радиус внутри поворотных магнитов. После подстановки констант в уравнение (5) получаем  $\sigma_{\Delta E/\bar{E}} = 4.4 \times 10^{-6} \gamma / \sqrt{R(\text{см})}$ .

2. Флуктуации тормозного излучения на мишени определяются выражением

$$\langle \Delta E^2 \rangle = X \int_0^{\Delta E_m} E^2 (4/3 - 4/3y + y^2) dE/E, \quad (6)$$

где  $X$  – толщина мишени, набранная за половину времени затухания радиально-фазовых колебаний. Для верхнего предела толщины мишени, когда  $\Delta E_m/E = 10^{-2}$ , получаем  $\sigma_{\Delta E/E} \approx 6 \times 10^{-4}$ . Эта величина является максимально возможным энергетическим разбросом для случая  $T_i = 10T_d$  (рис. 1).

3. Флуктуации ионизационных потерь. Этот эффект дает вклад в установившийся энергетический разброс только при малых энергиях частиц (до 200 МэВ) и малых значениях  $Z$  – атомного номера вещества мишени.

Радиальный угловой разброс в пучке возникает как из-за рассеяния электронов на ядрах мишени, так и из-за потерь электроном части энергии, что приводит к дополнительной раскочке бета-тронных колебаний.

По вертикальной степени свободы угловой разброс обусловлен не только рассеянием частиц на ядрах, но и наличием связи вертикальных и радиальных бетатронных колебаний, которая перекачивает энергию радиальных колебаний в вертикальные. Используя приближенное выражение для угла многократного рассеяния из [26], легко получить максимальный угловой разброс в пучке, обязанный рассеянию на ядрах:

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} = 1.5/\gamma. \quad (7)$$

Учет углового разброса, возникающего за счет флуктуаций энергий электронов, связан с параметрами магнитной структуры конкретного ускорителя. Вычисления соответствующих поперечных сечений пучка должны быть сделаны с учетом его радиальной бета-функции в месте расположения мишени и точке измерения размеров пучка.

#### 4. ВНУТРЕННЯЯ МИШЕНЬ В НАКОПИТЕЛЕ

Для достижения максимальной светимости необходимо выполнение нескольких условий. Как видно из (4), светимость определяется скоростью инжекции электронов в накопитель и величиной сечений процессов, определяющих время жизни частиц. При этом различные временные параметры, влияющие на движение частиц (время жизни, время затухания колебаний и т.д.), должны находиться в определенном соотношении друг с другом. Из рис. 1 видно, что для реализации оптимального режима работы накопителя необходимо, во-первых, чтобы энергия инжекции была равна энергии эксперимента с целью избежать потери времени на ускорение частиц в накопителе; во-вторых, толщину мишени следует выбрать так, чтобы обеспечить выполнение обоих требований режима сверхтонкой мишени (PCM):  $T_i \gg T_d$  и  $T_i = T_j$ . Соответствующая толщина мишени  $X_{PCM}$  прямо пропорциональна длине орбиты  $\Pi$  и обратно пропорциональна  $T_i$  и  $Z(Z+1)L$ :

$$X_{PCM} = 2.8 \times 10^{15} \frac{\Pi(\text{см})}{LZ(Z+1)T_i}. \quad (8)$$

Из этого выражения видно, что толщина мишени, необходимая для реализации режима максимальной светимости, варьируется в пределах от  $10^{14}$  до  $10^{19}$  ат. см<sup>-2</sup> в зависимости от конструкции накопителя и требуемой в эксперименте величины  $Z$ .

К настоящему времени внутренние мишени для накопителей успешно применяются (или применялись) в экспериментах в Новосибирске [27, 28], Фраскати [29], Блумингтоне [30], Гамбурге [31], Лунде [32] и Амстердаме [33].

Рассмотрим некоторые типы внутренних мишеней. Схема узла внутренней мишени для экспериментов на накопителе изображена на рис. 2. В такой конфигурации были опробованы три типа мишеней: сверхзвуковая газовая струя (или струя кластеров), пылевая и аэрозольная мишени.

Струйная мишень создается с помощью сверхзвукового сопла. Для некоторых газов, таких, как водород, азот и кислород, сопло (а с ним и струю) охлаждают, для других (водяной пар) – струю нагревают. Для пылевых мишеней используют обычное сопло или направляющую трубку и заранее приготовленную суспензию из несущего газа и пылинок мишени. Частицы пылевой мишени

должны быть приготовлены специальным образом – с размером обычно не более чем 1–2 мкм и с поверхностью, свободной от адсорбированных атомов. Мы успешно применяли никелевую и углеродную пылевые струи [28]. В третьем методе, в отличие от второго, используют кластеры аэрозоли, сформированные из паров материала мишени (например, серы), захваченные и охлажденные потоком несущего газа. В качестве несущего газа применяется водород или углекислый газ. Доля несущего газа в мишени не превышает нескольких процентов.

Главная проблема заключается в создании удовлетворительных вакуумных условий в экспериментальном промежутке накопителя. Требования к вакууму в накопителе, работающем со внутренней мишенью, заключается в том, что толщина остаточного газа, просуммированная по всему периметру, должна быть намного меньше толщины мишени (нормированной на атомный номер). Как правило, это условие довольно легко выполняется, особенно для ускорителя с большим периметром, если:

- а) струя достаточно хорошо сформирована;
- б) применена многоступенчатая система откачки источника струи и экспериментального промежутка;
- в) приемник струи способен уловить основную часть потока атомов из источника.

Кроме того, важным является взаимодействие интенсивного электронного пучка накопителя с мишенью. Кластеры в мишени могут быть расплавлены и испарены пучком. В результате струя теряет свою направленность, часть вещества мишени не попадает в приемник и вакуум ухудшается. К тому же при пересечении струи электронным пучком часть кластеров может быть ионизирована, захвачена электростатическим потенциалом пучка и затем диффузно распространится по всему кольцу. Последний эффект можно подавить, наложив электростатическое поле, которое позволяет либо “сгладить” потенциальную яму пучка, либо “запереть” ионы в области мишени. Однако необходимо заметить, что эффекты компенсации заряда ионов в электронном накопителе и методы удаления ионов от электронного пучка еще недостаточно хорошо изучены.

Еще один тип внутренней мишени, газовая поляризованная мишень, описан ниже в разд. 6.

## 5. ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ МЕТОДА

Постановка экспериментов с внутренними мишенями сопряжена с рядом специфических трудностей. В настоящее время разработанные конфигурации мишеней довольно громоздки, поэтому размещение детектора на экспериментальном

промежутке затруднено. Другой важный недостаток, как технического, так и психологического характера, состоит в том, что экспериментальная камера является частью чрезвычайно сложного комплекса – накопительного кольца. Это делает процесс размещения элементов детектора частиц и быстрого перехода от одного эксперимента к другому более сложной процедурой, чем в случае традиционной постановки с внешней мишенью. Конструкция экспериментального промежутка накопителя, в котором размещаются мишень и детектор, с необходимостью включает и соседние элементы магнитной системы накопителя (например, при регистрации вторичных частиц, вылетевших вперед и/или назад).

Однако преимущества экспериментов с внутренней мишенью намного более существенны.

1. Высокая эффективность использования накопленных частиц. Следствием этого является возможность получить высокую светимость. Значительным оказывается и отношение светимость/фон, так как все частицы пучка используются для взаимодействия с мишенью. Кроме того, затухание колебаний уменьшает гало вокруг пучка. В результате вблизи пучка могут быть созданы исключительно благоприятные фоновые условия. Светимость, достижимая в режиме сверхтонкой мишени, оказывается намного больше, чем в обычном методе, при равных скоростях инжекции. Однако к настоящему времени максимальная светимость режима сверхтонкой мишени не была продемонстрирована. В Новосибирске на установке ВЭПП-2 электронно-ядерные эксперименты проводились со светимостью  $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Потери светимости происходят из-за того, что используемый накопитель, созданный для экспериментов со встречными пучками, не оптимизирован для работы с внутренними мишенями (малая эффективность инжекции электронов, плохие вакуумные условия в экспериментальной секции и т.д.). В специализированном накопительном кольце НЭП [25] будет использован тот же инжектор электронов, и ожидаемая светимость должна превысить  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при  $Z = 8$ .

2. Непрерывный режим работы и благоприятные кинематические условия эксперимента. Важно, что этими условиями можно управлять: можно изменить период микроструктуры электронных ступков, используя более высокие ВЧ-гармоники; варьируя характеристики магнитной системы (величины бета-функции в районе мишени), можно изменить угловой разброс; энергетическое разрешение может быть улучшено введением коррекции на зависимость энергии пучка от радиальной координаты [34].

3. Возможность постановки уникальных экспериментов. Малая толщина мишени практически не мешает регистрации вторичных частиц, в



Рис. 3. Асимметрия в упругом электрон-дейтронном рассеянии, измерявшаяся при наборе данных на накопителе ВЭПП-3. Сплошная линия — вычисленная величина асимметрии при степени тензорной поляризации  $P_{zz} = 1$ .

том числе и медленных ядерных фрагментов, на совпадении с рассеиваемой частицей и не искажает их кинематические параметры. Возможны эксперименты как с уникальными пучками, например позитронами, так и с уникальными мишенями, такими, например, как поляризованные газовые мишени. Отметим также, что предложены методы получения продольной поляризации электронов в накопителе и управления ею [35]. Реальными представляются даже прямые измерения электромагнитных формфакторов радиоактивных ядер, которые, по-видимому, невозможны ни в какой другой постановке эксперимента.

## 6. ПРИМЕР: ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА

В качестве примера использования уникальной мишени рассмотрим эксперимент по разделению зарядовых формфакторов дейтрона — монополюсного и квадрупольного.

Эта давно известная фундаментальная проблема и по сей день вызывает большой интерес. Действительно, упругое рассеяние электронов этой простейшей ядерной системой, имеющей спин 1, в предположении сохранения пространственной четности полностью описывается тремя электромагнитными формфакторами, которые могут быть вычислены исходя из современных представлений о нуклон-нуклонном взаимодействии и мезонных токах. Таким образом, измерение дейтронных формфакторов представляет один из способов изучения природы ядерных сил. Однако неполяризованные эксперименты позволяют выделить лишь дипольный магнитный формфактор, а упомянутые выше монополюсный и квадрупольный формфакторы можно получить в этом случае только в виде их некогерентной комбина-

ции. Проблему можно решить посредством поляризационных экспериментов, где измеряют одну из компонент тензорной анализирующей способности упругого рассеяния  $T_{20}$ , являющейся дополнительной комбинацией этих двух формфакторов.

Однако измерение  $T_{20}$  оказывается непростой задачей. Традиционная постановка эксперимента с применением выведенного пучка и внешней конденсированной поляризованной мишени не может быть использована эффективно вследствие деструктивного действия интенсивного электронного пучка на поляризацию мишени [36, 37]. Другой способ измерения  $T_{20}$  состоит в использовании техники двойного рассеяния, когда измеряется тензорная поляризация дейтронов отдачи в процессе упругого электрон-дейтронного рассеяния. Такие эксперименты были проведены на линейном ускорителе MIT-Bates [38, 39].

Третий вариант предусматривает использование газовой поляризованной дейтронной мишени в качестве внутренней мишени электронного накопителя. Применение газовой поляризованной струи дейтерия из источника поляризованных атомов (ИПА) кажется адекватным условиям постановки экспериментов в накопителе [40], и первые эксперименты при небольших переданных импульсах на накопителе ВЭПП-2 [2], а затем на накопителе ВЭПП-3 это подтвердили. К сожалению, малая толщина мишени, полученная таким способом, не позволяет достичь предельной светимости из-за эффектов больших токов, ограничивающих максимальный ток накопителей (для ВЭПП-2 это ток в 1 А, для ВЭПП-3 — 0.2 А). Светимость в данном случае пропорциональна толщине мишени. Увеличить толщину мишени удалось путем реализации (впервые на ускорителе) идеи накопительной ячейки [41, 42] — устройства, удерживающего вблизи электронного пучка газ поляризованных атомов дейтерия, инжектированных в него из ИПА. В совместном эксперименте Новосибирск—Argonne [6, 43], проведенном на ВЭПП-3, была использована накопительная ячейка длиной 940 мм с эллиптическим сечением  $24 \times 46$  мм, которая позволила на порядок увеличить толщину мишени по сравнению с полученной на струе ИПА.

Поверхности ячейки были покрыты кремнеорганической пленкой "drifilm" [44] для ослабления деполяризации атомов при их столкновении со стенками ячейки. Деполяризовать атомы может также периодическое поле ступок пучка электронов — эффект, впервые наблюдаемый на ВЭПП-3 [43]. Для предотвращения этого на область расположения накопительной ячейки было наложено магнитное поле с напряженностью в 0.03–0.1 Тл.

На рис. 3 приведена асимметрия в упругом электрон-дейтронном рассеянии, измерявшаяся при

наборе данных на накопителе ВЭПП-3. Асимметрия пропорциональна степени тензорной поляризации дейтериевой мишени, и часть данных, относящихся к малым переданным импульсам, где теоретические предсказания достаточно надежны и имеют слабую модельную зависимость, была использована для нахождения степени поляризации мишени. За время эксперимента через ячейку был пропущен заряд тока электронного пучка  $\approx 1$  МКл (режимы – одно- или двухсгустковый, максимальный ток 0.2 А, длина сгустка 1 нс). Как видно из рисунка, существенного уменьшения степени поляризации мишени не наблюдалось.

Дальнейшее увеличение светимости было достигнуто за счет применения разборной накопительной ячейки [45], сечение которой в закрытом состоянии составляет  $\approx 10 \times 20$  мм, что значительно меньше, чем сечение первой ячейки, а длина – 520 мм. В период накопления электронов и подъема энергии пучка ячейка находится в открытом состоянии, чтобы обеспечить большую апертуру, необходимую в этих режимах. Малое сечение ячейки способствует повышенной компрессии дейтерия, инжектированного из ИПА. При этом давление газа, а с ним и толщина мишени, повышается.

Для этого эксперимента был создан новый детектор частиц [46], просматривающий примерно в 2.5 раза большую длину мишени, чем предыдущий, и обладающий, кроме того, рядом других достоинств. В результате светимость по сравнению с первой фазой эксперимента увеличилась примерно в 10 раз.

Однако стенки разборной ячейки оказались слишком толстыми, что вызвало интенсивный фон, производимый электронами из гало пучка. Проблему удалось решить применением коллиматоров [46], установленных так, что они экранировали ячейку от электронов из гало пучка. При этом сами коллиматоры не создавали дополнительного фона, поскольку находились достаточно далеко от детектора.

На рис. 4 (взяты из работы [47]) представлены результаты измерений  $T_{20}$  в описанных экспериментах, приведены также результаты измерений других групп (MIT-Bates [38, 39], NIKHEF [20]) и некоторые теоретические предсказания (обзор теоретических работ см. в [39]). Отметим, что эксперимент в NIKHEF проведен также с применением методики сверхтонкой внутренней мишени в накопителе.

Очевидно, что для выбора правильного теоретического описания  $T_{20}$  необходимы дополнительные, более точные измерения, выполненные с привлечением различных методик и в более широкой области переданных импульсов. Поэтому мы предполагаем продолжить измерения, значительно увеличив светимость эксперимента. С

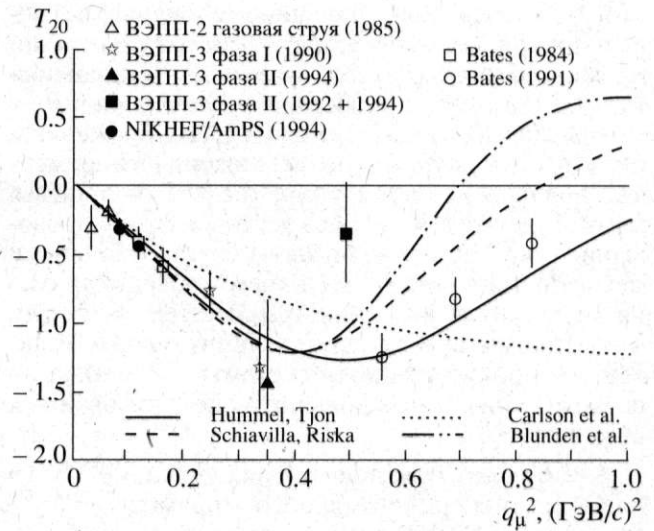


Рис. 4. Мировые данные по компоненте тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  в упругом электрон-дейтронном рассеянии в зависимости от переданного импульса и некоторые ее теоретические предсказания.

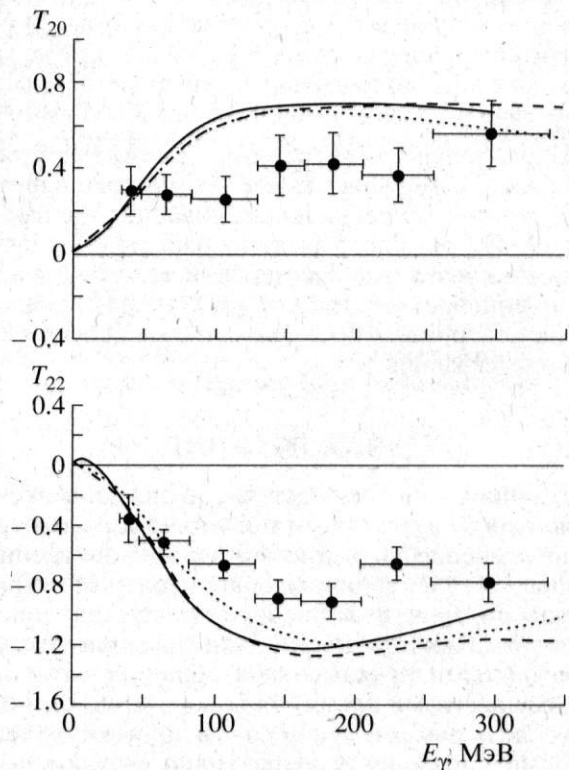


Рис. 5. Экспериментальные результаты по компонентам тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  и  $T_{22}$  в процессе фотодезинтеграции дейтрона в зависимости от энергии фотона [19] и теоретические предсказания (сплошная кривая – расчеты из [50], точечная – из [51] и штриховая – из [52]).

этой целью готовится новый интенсивный источник поляризованных атомов дейтерия, который должен создавать поток атомов с интенсивностью  $\approx 10^{17}$  ат.  $\text{с}^{-1}$  и с тензорной поляризацией  $P_{zz} \approx +0.8$  (или  $-1.6$ ) [47]. В новом ИПА применены идеи и технологические достижения современных поляризованных источников [48], отличается же он будет тем, что в нем установят сверхпроводящие секступольные магниты с более сильными магнитными полями ( $\approx 4$  Тл), чем в обычно применяемых сейчас постоянных магнитах ( $\approx 1.5$  Тл). Такие магниты позволят увеличить угловой аксептанс фокусирующей системы источника и, следовательно, увеличить поток поляризованных атомов.

Кроме того, изменена оптика пучка ВЭПП-3 в районе экспериментального прямолинейного промежутка [49]. В результате сжатия пучка стало возможным применить стабильную, охлажденную до температуры  $\approx 100$  К ячейку с размерами, близкими к размерам активной ячейки, но со стенками очень малой толщины (0.1 мм), что позволило достичь достаточно низкого уровня фона при планируемой толщине мишени ( $\approx 10^{14}$  ат.  $\text{см}^{-2}$ ).

Выигрыш по скорости набора статистики (с учетом увеличения толщины мишени и ее поляризации) оценивается приблизительно в 130 раз [47] по сравнению со второй фазой эксперимента. Это позволит получить качественные данные в области переданных импульсов 0.3–1.0 (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Параллельно с экспериментом по упругому рассеянию измерялись также асимметрии в фото- и электрорасщеплении поляризованного дейтрона [18, 19, 47]. На рис. 5 (взяты из работы [19]) представлены результаты измерений компонент анализирующей способности  $T_{20}$  и  $T_{22}$  в фоторасщеплении дейтрона, а также некоторые теоретические предсказания.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлено описание экспериментов с внутренними мишенями и рассмотрено применение сверхтонкого режима внутренней мишени в электронном накопителе. Методика тонких внутренних мишеней существенно дополняет возможности постановки экспериментов с выведенными пучками. Она обладает важными преимуществами при постановке ядерно-физических экспериментов в области промежуточных энергий: позволяет эффективно использовать инжектируемые частицы и достичь высокой светимости; непрерывный пучок и хорошие фоновые условия дают возможность использовать детекторы с большими телесными углами и проводить эксперименты на совпадениях; малая толщина мишени не искажает характеристик медленных продуктов реакций; появляется воз-

можность постановки экспериментов с уникальными мишенями и пучками.

Все эти преимущества (исключая пока первое) с успехом реализуются в экспериментах. Особенно широко используется последняя возможность (поляризационные эксперименты в ИЯФ СО РАН, NIKHEF, DESY, IUCF и др.). Следующий радикальный шаг может быть связан с пучками радиоактивных ядер.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Calarco J.R.* // Highly Excited States in Nuclear Reactions / Eds. H. Ikedami, M. Muraoka. Osaka (Jpn): RCNP Osaka Univ., 1980. P. 543.
2. *Dmitriev V.F. et al.* // Phys. Lett. 1985. V. B157. P. 143.
3. *Papanicolas C.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 26.
4. *Dmitriev V.F. et al.* // Nucl. Phys. 1987. V. A464. P. 237. *Войцеховский Б.Б. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 733.
5. *Schuhl C.* // Modern Developments in Nuclear Physics / Ed. O.P. Sushkov. Singapore: World Sci., 1988. P. 211.
6. *Gilman R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1733.
7. *Bloch C. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. 1995. V. A354. P. 437.
8. *Popov S.G.* // Modern Developments in Nuclear Physics / Ed. O.P. Sushkov. Singapore: World Sci., 1988. P. 3.
9. *Boeglin W.U.* // Proc. Conf. on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies. Trieste: ICTP, 1995. P. 602.
10. Report of the 1987 summer study group. CEBAF, Newport News, 1988.
11. *Tamae T. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. 1988. V. A264. P. 173.
12. *Andersson Å. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. 1994. V. A343. P. 644.
13. *de Witt Huberts P.K.A.* // Nucl. Phys. 1993. A553. P. 845c.
14. *Kowalski S.* // Proc. Conf. on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies. Trieste: ICTP, 1995. P. 567.
15. *Будкер Г.И. и др.* // ЯФ. 1967. Т. 6. С. 775.
16. *Belyaev S.T., Budker G.I., Popov S.G.* // Proc. III Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. New York: Plenum Press, 1970. P. 606.
17. *Popov S.G.* // Proc. Int. Workshop on the Use of Electron Rings for Nuclear Physics. Lund, 1982. V. 2. P. 150.
18. *Mostovoy M.V. et al.* // Phys. Lett. 1987. V. B188. P. 181.
19. *Mishnev S.I. et al.* // Phys. Lett. V. B302. P. 23.
20. *Ferro-Luzzi M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2630.
21. *Pate S.F.* // AIP Conf. Proc. 1995. V. 339. P. 71.
22. *Ricco G.* // Reports 7th Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies. Moscow, 1988.



23. Rathmann F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 1379.
24. Tsai Y.S. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. P. 915.
25. Войцеховский Б.Б. и др. Препринт ИЯФ 85-41. Новосибирск, 1985.
26. Highland Y.L. // Nucl. Instrum. Methods. 1979. V. 161. P. 171.
27. Батулин П.И. и др. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 637.
28. Пугач В.М. и др. // ПТЭ. 1992. № 4. С. 45.
29. Taiuti M. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1990. V. A297. P. 354.
30. Dezarn W.A. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1995. V. A362. P. 36.
31. Kramer L.H. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1995. V. A362. P. 2.
32. Ekstrom C. // Nucl. Instrum. Methods. 1995. V. A362. P. 1.
33. Botto T. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1995. V. A362. P. 26.
34. Avdienko A. et al. // Proc. 12 Int. High Energy Accelerators Conf. Batavia, 1983. P. 186.
35. Baturin P.I. et al. // AIP Conf. Proc. 1989. V. 187. P. 1028.
36. Althoff K.H. et al. // Contributed paper G6 to 11th Europhysics Divisional Conf. Paris, 1985. Meyer W. // Nucl. Phys. 1985. V. A446. P. 381.
37. Boden B. et al. // Z. Phys. 1991. V. C49. P. 175.
38. Schulze M.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 597.
39. The I. et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 173. Garçon M. et al. // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 2516.
40. Evstigneev A.V., Popov S.G., Toporkov D.K. // Nucl. Instrum. Methods. 1985. V. A238. P. 12.
41. Holt R.J. // Proc. Spectrometers Workshop at the College of William and Mary, 1983; Proc. Workshop on Internal Targets in Storage Rings, Argonne: ANL Report no. 84-50, 1984. P. 103; AIP Conf. Proc. 1984. V. 123. P. 499.
42. Haerberli W. et al. // AIP Conf. Proc. 1980. V. 69. P. 931.
43. Gilman R. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1993. V. A327. P. 277.
44. Thomas G.E. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1987. V. A257. P. 32.
45. Coulter K.P. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1994. V. A350. P. 432.
46. Theunissen J.A.P. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1994. V. A348. P. 61.
47. Rachek I. // Proc. 9th Amsterdam Mini-Conference on Electromagnetic Studies of the Deuteron. Amsterdam, 1996. P. 61.
48. Wise T., Roberts A.D., Haerberli W. // Nucl. Instrum. Methods. 1993. V. A336. P. 410.
49. Popov S.G. et al. // AIP Conf. Proc. 1995. V. 339. P. 530.
50. Schmitt K.-M., Arenhövel H. // Few-Body Systems. 1989. V. 7. P. 95.
51. Mel'nik Yu.P., Shebeko A.V. // Phys. Rev. 1993. V. C48. P. 1259.
52. Leuchuk M.I. // Few-Body Systems. 1995. V. 19. P. 77.

## INTERNAL TARGETS IN A STORAGE RING

**S. G. Popov**

The new generation of accelerators utilizing internal target techniques for studying nuclear structure is discussed. The luminosity and beam parameters are calculated for an electron storage ring with an internal target operating under conditions of the superthin regime. The advantages and disadvantages in comparison with the conventional operation method using external beams and fixed targets are described. As an example, the results on 2-GeV electron scattering by the internal polarized deuterium target are reviewed (joint Novosibirsk-Argonne-NIKHEF-St. Petersburg-Tomsk experiment).