

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

2585/82

31/4-82

P9-82-128

В.П.Саранцев, В.Д.Инкин, А.А.Мозелев

ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ
ПО ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ
С ПРИМЕНЕНИЕМ
РЕНТГЕНОВСКОГО ГЕРМАНИЕВОВОГО
ДЕТЕКТОРА

1982

ВВЕДЕНИЕ

Одним из путей повышения точности измерений параметров электронно-ионных колец по тормозному излучению является увеличение статистики измерений. Однако это связано с определенными трудностями при использовании сцинтилляторов NaJ(Tl) , обусловленными большим временем высвечивания кристалла $\tau = 250$ нс, что приводит к длительности импульса фотоэлектронного умножителя /ФЭУ/ $t > 1$ мкс и ограничивает статистику измерений. Малое время высвечивания имеют органические сцинтилляторы, к которым относятся пластмассовые и жидкие сцинтилляторы, а также органические кристаллы. Для регистрации γ -квантов часто применяются пластмассовые сцинтилляторы, которые являются твердыми растворами малой концентрации флуоресцирующих соединений в пластмассах, чаще всего в полистироле. К достоинствам пластмассовых сцинтилляторов следует также отнести возможность изготовления их в больших масштабах, возможность введения примесей, необходимых для регистрации данного вида частиц, высокую радиационную стойкость. Вместе с тем они имеют низкое энергетическое разрешение при регистрации γ -квантов, что исключает использование этих сцинтилляторов для диагностики электронно-ионных колец по тормозному излучению, так как в этом случае вводится амплитудная дискриминация импульсов.

Высокое амплитудное разрешение и малые длительности импульсов имеют полупроводниковые детекторы. В этой связи представляет интерес исследовать возможность применения полупроводниковых детекторов для диагностики электронно-ионных колец по тормозному излучению.

РЕНТГЕНОВСКИЙ ГЕРМАНИЕВЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, РАССЕЯННЫХ НА ИОНАХ

Из полупроводниковых детекторов наиболее чувствительными к γ -квантам и наиболее эффективными по пику полного поглощения являются германиевые детекторы, которые кроме более высокого по сравнению со сцинтиллятором NaJ(Tl) энергетического разрешения /1-2 порядка/ отличаются от него также следующим:

1. Дают большее отношение высоты линии измеряемого спектра к высоте непрерывного распределения.

2. Позволяют пренебречь вылетом из детектора кванта рентгеновского излучения /К-излучения германия после фотоэффекта/.

3. Дают возможность получить спектры, в которых пик обратного рассеяния практически отсутствует.

4. Имеют сравнительно малое время собирания носителей заряда. Например, в детекторе толщиной 8 мм при $T=77$ К и $V=1000$ В время собирания составляет $T=30$ нс, что на порядок меньше времени высвечивания кристалла NaJ(Tl).

Если скорость счета достаточно велика, то для снижения эффекта наложений уменьшают постоянные времени формирования τ , оптимальная величина которого определяется из условия максимального отношения сигнала к шуму усилителя при заданной длительности выходного сигнала $t_{и}^{1/1}$.

$$\eta_{\max}^{t_{и}} = \eta_{\max}^{\infty} \sqrt{\frac{e^{t_{и}/\tau_{\text{ОПТ}}} - 1}{e^{t_{и}/\tau_{\text{ОПТ}}} + 1}},$$

где

$$(\eta_{\max}^{\infty})^2 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{U^2(\omega)}{U_{\text{ш}}^2(\omega)} d\omega, \quad /1/$$

$U(\omega)$ и $U_{\text{ш}}(\omega)$ - спектры сигнала и шумов на входе усилителя соответственно. С приближением величины τ к времени собирания T_c происходит заметное снижение амплитуды сигнала вследствие неполного сбора заряда к моменту времени, соответствующему максимуму импульса, величина которого определяется формулой

$$U_{\text{ВЫХ}}(t) = \begin{cases} \frac{\tau_{\text{ОПТ}}}{2} e^{t_{и}/\tau_{\text{ОПТ}}} (e^{t/\tau_{\text{ОПТ}}} - e^{-t/\tau_{\text{ОПТ}}}) & \text{для } 0 < t < t_M, \\ \frac{\tau_{\text{ОПТ}}}{2} e^{-t_{и}/\tau_{\text{ОПТ}}} (e^{2t_{и}/\tau_{\text{ОПТ}}} - e^{2t/\tau_{\text{ОПТ}}}) & \text{для } t_M < t < t_{и}, \\ 0 & \text{для } t > t_{и}. \end{cases} \quad /2/$$

При времени измерения $t_M = t_{и}/2$ достигается максимум выходного импульса.

Для измерений параметров электронно-ионных колец по тормозному излучению на применяемый германиевый детектор накладываются следующие требования:

а/ амплитудное разрешение $\Delta E/E$ в рентгеновской области спектра должно быть высоким $< 1\%$.

б/ длительность выходного импульса должна быть минимальной.

Комплектация рентгеновского германиевого детектора предусилителем типа П 213, разработанным в ОИЯИ^{/1/}, позволяет удовлетворить этим требованиям. Предусилитель был настроен с учетом условий оптимальных τ и $U_{\text{ВЫХ}}$, что позволило при времени собирания $T_c \approx 30$ нс получить выходной импульс длительностью $t_{и} \approx 50$ нс. Энергетическое разрешение при этом на линиях источника ^{57}Co /122 и 136 кэВ/ составило $\Delta E \approx 1$ кэВ. Предусилитель П 213 кроме "временного" имеет и "энергетический" выход, что позволяет получать энергетическое разрешение детектора $\Delta E \approx 500$ эВ на линиях источника ^{57}Co . Длительность импульса в этом случае $t_{и} \approx 50$ мкс. Это позволяет использовать детектор для решения спектрометрических задач и делает его универсальным.

При использовании "временного" выхода детектора необходимо дальнейшее усиление сигнала. Ввиду того, что длительность импульса $t_{и} \approx 50$ нс, необходим быстрый усилитель. Специально для таких задач разработан и выпускается опытным производством быстрый усилитель типа У 203. Далее усиленный сигнал по кабелям длиной $l = 50$ м подается на вход амплитудного дискриминатора.

Для обработки данных при регистрации тормозного излучения электронов на ионах с помощью германиевого детектора так же, как в случае применения ФЭУ, расчет зависимости интегрального сечения от нижнего предела интегрирования E_H производится по формуле из работы^{/2/}. Кривая эффективности детектора строится с помощью абсолютно калиброванных источников в геометрии, соответствующей условиям регистрации тормозного излучения электронов на ионах на прототипе КУТИ. При этом приняты меры для уменьшения возможной ошибки из-за погрешностей методики измерения: погрешность геометрической воспроизводимости условий измерений сведена к минимуму, время набора выбирается с учетом получения минимального отношения $\Delta S/S$, где S - площадь пика данной энергии^{/3/}. Для выбранных условий измерений рассчитываются значения абсолютной эффективности^{/4/}

$$\xi = \frac{S/\tau}{I e^{-\lambda t}}, \quad /3/$$

где τ - время измерения /с/; I - число γ -квантов данной энергии в геометрии $4\pi'$ за 1 с; $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ - вероятность радиоактивного распада (1/дн); t - время, прошедшее от момента аттестации источников до момента измерения /дн./.

Полученные экспериментальные значения эффективности (ϵ_j) аппроксимируются^{/5/}

$$\ln \epsilon_j = \sum_{i=1}^M C_i (\ln E_j)^{i-1}, \quad /4/$$

где $M=2 \div 5$. Число участков аппроксимации ≤ 5 .

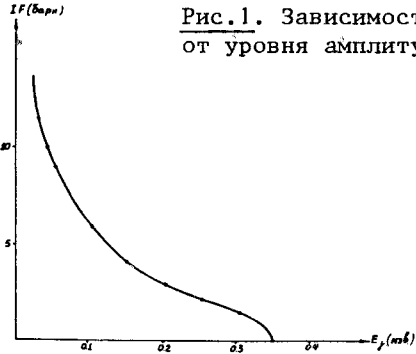


Рис.1. Зависимость сечения тормозного излучения от уровня амплитудной дискриминации.

Особо следует отметить трудности, обусловленные сложным процессом регистрации гамма-лучей с помощью Ge-детектора в области от 100 до 400 кэВ, когда идет сильная конкуренция между фотоэффектом и процессом многократного рассеяния в чувствительном объеме детектора. Трудности усугублялись еще тем, что в этой области нет достаточного количества калиброванных по активности источников. Это замечание относится также и к энергетической области 35-120 кэВ.

Кривая эффективности программным путем вводится в ЭВМ, с помощью которой производится расчет интегрального сечения тормозного излучения электронов на ионах. Интегрирование производится численно методом трапеций. На рис.1 приводится расчетная зависимость интегрального сечения тормозного излучения /с учетом экспериментальной кривой эффективности Ge-детектора/ от нижнего предела интегрирования, соответствующего уровню амплитудной дискриминации, прокалиброванному в единицах кэВ.

СИСТЕМА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ДИНАМИКИ НАКОПЛЕНИЯ ИОНОВ В ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЬЦАХ

Применение германиевого детектора для диагностики электронно-ионных колец по тормозному излучению позволяет экспериментально исследовать динамику накопления ионов в электронных кольцах. Однако для этого необходимо расширение системы диагностики путем увеличения количества счетчиков, таймерных устройств и т.д. Все это усложняет конфигурацию системы, значительно увеличивает время обработки информации. Вместе с тем исследование динамики можно проводить только в режиме сжатия колец без их вывода из адгезатора. В этом случае имеет смысл воспользоваться буферной памятью /6/ и обрабатывать информацию после полного ее считывания в ЭВМ, так как управление ускорителем с учетом результатов измерений в режиме сжатия /без вывода колец/ не планируется.

Блок-схема системы для исследований динамики накопления ионов приведена на рис.2. С предусилителя детектора импульсы поступают на вход быстрого усилителя типа У 203, которым производится усиление импульсов наносекундной длительности до ампли-

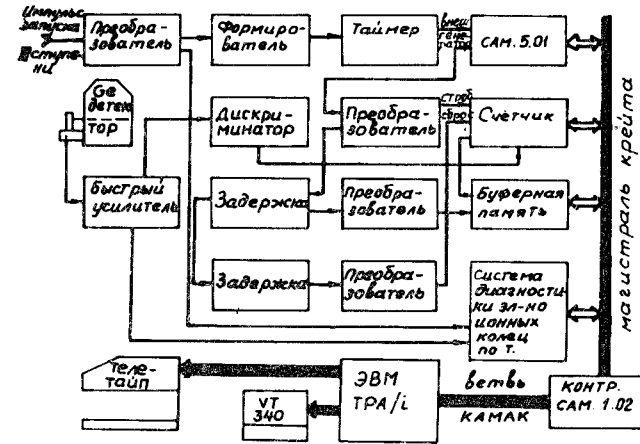


Рис.2. Блок-схема системы для исследований динамики накопления ионов.

туды, достаточной для дальнейшей обработки их дискриминатором, с выхода которого импульсы уровня NIM подаются на вход счетчика. Дискриминатор "отрезает" низкоэнергетичную компоненту спектра и регулирует загрузки счетчика. Весь спектрометрический тракт /детектор-предусилитель - быстрый усилитель - дискриминатор/ перед измерениями калибруется с помощью γ -источников, таким образом, уровень дискриминации устанавливается в единицах энергии γ -квантов /кэВ/.

Импульс запуска III ступени адгезатора, преобразованный в уровень NIM, поступает на вход формирователя, роль которого выполняет таймер модуля типа 312⁷⁷. Временная диаграмма показана на рис.3а. Пачка импульсов с частотой 1 МГц и общей длительностью, соответствующей исследуемому временному интервалу, подается на вход таймера типа САМ 5.01, который работает на линии с ЭВМ ТРА/i. Программным путем задается длительность и частота следования строб-импульсов счетчика. Запись информации в буферную память производится после поступления на один из входов модуля строб-импульса, который задержан относительно строб-импульса счетчика, показанного на рис.3б. Сброс счетчика производится импульсом, задержанным относительно строб-импульса записи в память. В этой системе используются следующие типы модулей КАМАК, разработанные в ОИЯИ.

- Дискриминатор типа 261
- Счетчик типа 015
- Преобразователь уровня типа 053
- Таймер типа 312
- Буферная память типа 061.

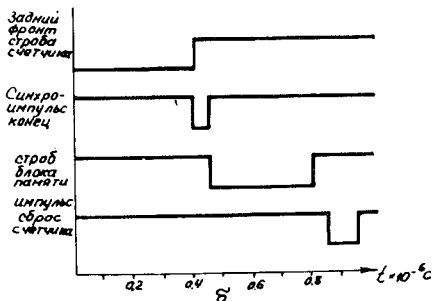
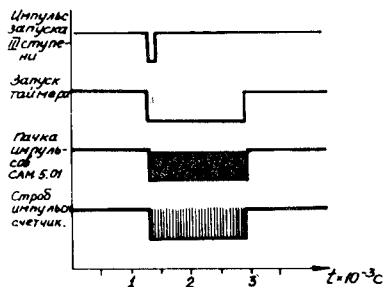
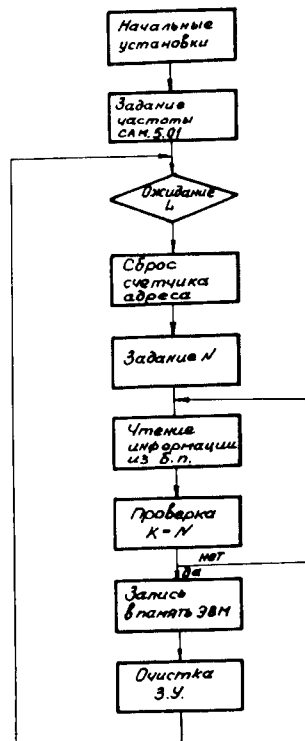


Рис.3. Временная диаграмма.

Рис.4. Алгоритм программы обработки.



Для работы с буферной памятью счетчик типа 015 был дополнен разъемом, контакты которого были соединены с триггерами этого счетчика. В качестве задержек использовались таймеры. Аппаратура размещалась в крейте, который через контроллер САМ 1.02 был подключен к ЭВМ ТРА/i. Управление аппаратурой, обработка и вывод информации осуществлялись программой, написанной на языке ФОКАЛ М. Информация из буферной памяти, представляющая собой число зарегистрированных γ -квантов в различных временных интервалах, считывалась в ЭВМ, которая производила дальнейшую обработку данных. Алгоритм программного обеспечения системы приведен на рис.4. После выполнения команды начальной установки системы производится задание длительности и частоты следования строб-импульсов, которые формируются модулем САМ 5.01. Далее происходит ожидание сигнала ЛАМ, источником которого служит счетчик КС-012 системы диагностики электронно-ионных колец по тормозному излучению. После прихода сигнала ЛАМ производится считывание информации из буферной па-

мяти в ЭВМ. Далее информация обрабатывается или записывается в оперативную память ЭВМ. Интенсивность тормозного излучения, регистрируемая детектором, связана с величиной $N_e \cdot N_i$ произведением числа электронов на число ионов в кольцах - следующей формулой [2]:

$$N = c\tau N_e \frac{N_i}{V} \Phi(Z_0) G, \quad /5/$$

где c - скорость света, τ - время измерения, равное длительности строба счетчика, V - объем электронно-ионного кольца, G - геометрический фактор регистрации тормозного излучения, который определяется тем, что при энергии электронов $E \gg mc^2$ тормозное излучение сосредоточено почти все в конусе с раствором $\theta \approx 1/\gamma$ и что при движении электронов по орбите в апертуру детектора попадает часть полного потока измерения за один оборот, определяемый положением детектора. Информация в виде произведения $N_e \cdot N_i$ выводится на телетайп или дисплей типа Т-340.

Система для исследований динамики накопления ионов позволяет проводить измерение величины $N_e \cdot N_i$ в каждом цикле работы ускорителей в большом количестве временных интервалов $n \leq 64$.

ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В случае, когда тормозное излучение электронов на ионах регистрируется с помощью германиевого рентгеновского детектора, ошибка измерений величины $N_e \cdot N_i$ значительно уменьшается. Относительная ошибка, определяемая статистикой измерений, так же как для случая регистрации интенсивности тормозного излучения с помощью сцинтилляционного счетчика, составляет: $\delta(N_\gamma) = \frac{1}{\sqrt{N_\gamma}}$. Длительность импульса полупроводникового детектора $\tau_1 \approx 50$ нс. Это позволяет за время измерений $\tau = 200$ мкс проводить регистрацию максимальной интенсивности [8,9]

$$N_\gamma = 0,1 \frac{\tau}{\tau_1} = 400.$$

Таким образом, величина $\delta(N_\gamma) = \frac{100\%}{\sqrt{400}} = 5\%$. В случае использования полупроводникового детектора применяется сильная коллимация потока γ -квантов, что приближает источник тормозного излучения к точечному и тем самым уменьшает погрешность в расчетах геометрического фактора. Эта погрешность в основном определяется флуктуациями большого радиуса кольца за счет бета-тронных колебаний и других процессов. В этом случае $\delta(G) \leq 5\%$.

Поскольку германиевый детектор имеет энергетическое разрешение $\delta(E) \approx 1\%$, при оценке ошибки в определении интегрального сечения тормозного излучения основное внимание следует обратить на точность расчетов. Расхождение расчетных и экспериментальных значений сечений тормозного излучения ^{18/} не больше 3% ($\delta(\sigma) < 3\%$).

В работе ^{19/} проводится детальный анализ систематической погрешности, возникающей при измерениях интенсивности γ -излучения германиевым детектором. В целях исследований ошибок проводилось по три серии измерений для каждого источника. В результате тщательного анализа было получено, что систематическая ошибка измерений интенсивности γ -излучения $\delta(I_\gamma) < 2\%$. Таким образом, общая ошибка в определении интегрального сечения тормозного излучения с учетом экспериментальных значений эффективности регистрации детектора

$$\delta(\Phi(Z_0)) = \delta(E_\gamma) + \delta(I_\gamma) + \delta(\sigma). \quad /6/$$

Подставляя в /6/ величины соответствующих ошибок, получаем $\delta(\Phi(Z_0)) < 6\%$.

Расчет общей предельной относительной ошибки системы измерения величины произведения $N_e \cdot N_i$ на конечном этапе сжатия электронно-ионных колец в адгезаторе производится по формуле

$$\delta(N_e \cdot N_i) = \delta(N_\gamma) + \delta(G) + \delta(\Phi(Z_0)) + \delta(V) \quad /7/$$

и дает

$$\delta(N_e \cdot N_i) < 25\%.$$

Если предположить, что компоненты общей относительной ошибки носят случайный характер, то, подставляя эти величины в формулу ^{10/},

$$\delta(N_e \cdot N_i) = \sqrt{(\delta(N_\gamma))^2 + (\delta(G))^2 + (\delta(\Phi(Z_0)))^2 + (\delta(V))^2}, \quad /8/$$

получаем

$$\delta(N_e \cdot N_i) < 12\%.$$

Таким образом, применение германиевого детектора не только позволяет исследовать динамику накопления ионов в электронных кольцах, но и улучшает точность измерений почти в два раза.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Применение германиевого рентгеновского детектора для диагностики электронно-ионных колец по тормозному излучению позво-

ляет увеличить статистику измерений. Разработанная система для исследований динамики накопления ионов дает возможность проводить измерение величины $N_e \cdot N_i$ с точностью порядка нескольких процентов в случае определения $N_e \cdot N_i$ в относительных единицах. Время накопления ионов можно разделять на временные интервалы измерений до $T = 50$ мкс, что совпадает с характерным временем развития коллективных неустойчивостей и дает возможность проследить их влияние на процесс накопления ионов.

На прототипе КУТИ ОИЯИ группой Г.Щорнака проводились работы по диагностике электронно-ионных колец по характеристическому рентгеновскому излучению с применением рентгеновского детектора фирмы "Канберра". С этой целью ими была рассчитана и изготовлена защита детектора от γ -излучения и нейтронных потоков ^{11/}. Опыты, проведенные с этим детектором, показали, что толщина свинца /25 см/ полностью обеспечивает надежное экранирование детектора от мощных импульсов γ -излучения, возникающего при инжекции электронного пучка в адгезатор и при сбросе электронного кольца на инфлектор или мишень.

На рис.5 приводится свинцовый экран, смонтированный на прототипе КУТИ. Для наглядности защита сфотографирована в открытом состоянии с установленным в ней германиевым рентгеновским детектором, который создан для регистрации тормозного излучения электронов, рассеянных на ионах, накопленных в кольцах. Возможность использования для этой цели детектора фирмы "Канберра" исключена, так как длительность импульса этого детектора велика /100 мкс/, а наличие обратной оптической связи затрудняет замену предусилителя. Ввиду того, что защита представляет собой дорогостоящее сооружение, при создании детектора для регистрации тормозного излучения его криостат и сосуд Дьюара для жидкого азота были сделаны в соответствии с размерами защиты ^{11/}. Сосуд для азота является двухстенным с теплоизоляцией между стенками из 20 слоев майлара и пониженным давлением / $P \approx 1 \cdot 10^{-7}$ торр/. Сосуд Дьюара и криостат детекторной головки имеют общий объем. Попытка разделить эти объемы привела к дополнительному теплоотводу и сокращению времени хранения азота. В нижней части внутреннего сосуда, в который заливается жидкий азот, устроена металлическая корзинка с сорбентом, которая находится в вакуумном объеме и дает возможность дополнительно понижать давление. Такая система позволяет производить заливку азота с периодом $T = 3$ суток.

Свинцовая защита, полный вес которой составляет около 5 т, состоит из двух полусфер. Одну можно при помощи крана снять, другая смонтирована на столике, который можно двигать на рельсах по направлению ускорения. Чтобы обеспечить юстировку защиты по углу, полусферы вращают относительно столика. Кроме

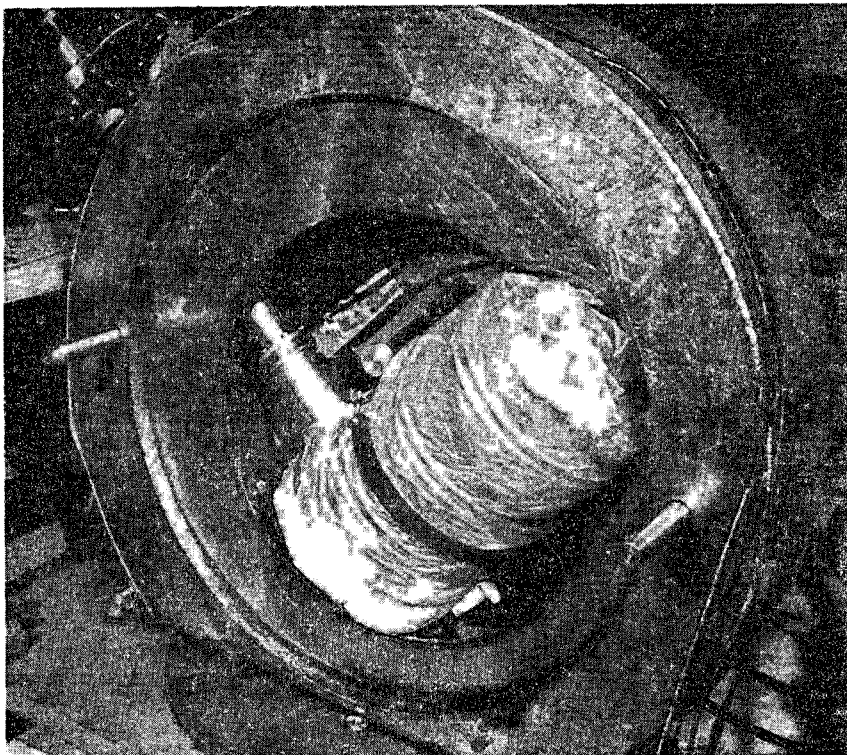


Рис.5. Общий вид детектора в свинцовой защите.

того, существует возможность изменения наклона столика при помощи винтов, определяющих его положение относительно рельсов, таким образом обеспечивается возможность перемещения защиты относительно всех ее степеней свободы движения¹¹. Так как для изъятия детектора из защитного экрана с целью заливки жидкого азота необходимо привлечение крана и требуется немало времени, то в защите было проделано отверстие, через которое с помощью воронки можно заливать азот, не двигая ее.

Важным вопросом является строгая коллимация, которая защищает детектор от перегрузки γ -квантами тормозного излучения при инъекции пучка электронов в адгезатор. Перегрузки детектора должны соответствовать времени стекания заряда, равному временному интервалу от момента инъекции до момента начала изменений тормозного излучения. Вместе с тем коллимация не должна существенно уменьшать статистику измерений. Экспериментально подобран коллиматор с отверстием $\phi = 8$ мм, что обеспечивает ре-

гистрацию достаточной интенсивности тормозного излучения для исследований динамики накопления ионов из остаточного газа. Высокая интенсивность обеспечивается тем, что регистрация излучения производится в рентгеновской области, где величина интегрального сечения $\Phi(Z_0) \approx 1 \cdot 10^{-23}$ при уровне амплитудной дискриминации, соответствующей $E_H < 100$ кэВ. Выход рентгеновского излучения из камеры происходит через переходное окно из майлара.

Чтобы избежать дефектов в полупроводниковом детекторе вследствие бомбардировки нейтронами от (γ, n) -реакций при сбросе колец на мишень, кроме свинцовой защиты, которая для нейтронов является малоэффективной, необходимо предусмотреть дополнительную защиту из парафина. В работе¹¹ производятся расчеты защиты детектора от нейтронов, в результате которых предлагается защита из парафина толщиной 25 см. Кроме того, вышеописанная свинцовая защита окружается слоем кадмия толщиной 1,5 мм, который служит поглотителем тепловых нейтронов. Возникающие при реакциях захвата тепловых нейтронов на водороде парафина и на кадмии γ -кванты с максимальной энергией 2,23 и 9,046 МэВ ослабляются свинцовой защитой. Эти кванты не влияют на измерения тормозного излучения электронов на ионах, так как возникают после процесса накопления ионов в электронных кольцах прототипа КУТИ.

Используемый в системе быстрый усилитель типа У 203 является чувствительным к электрическим наводкам. Для устранения наводок, поступающих от детектора, было произведено заземление предусилителя. Кроме этого, заземленная шина припаивается к заземленной части платы усилителя. Эти меры позволяют проводить измерения в условиях сильных электрических наводок, имеющих место при срабатывании различных систем ускорителя.

Поскольку длину кабеля предусилитель - быстрый усилитель нужно делать как можно меньше, то расположение быстрого усилителя в непосредственной близости от адгезатора требует экранирования от сильных магнитных полей. В качестве экрана используется железный ящик с толщиной стен 20 мм.

При измерениях накопления ионов в электронных кольцах производилось мониторингирование их электронной компоненты по величине амплитуды обратной высадки кольца¹². Отсутствие потерь электронов в процессе сжатия контролировалось сцинтилляционным детектором с ФЭУ, работающим в интегральном режиме, и запоминающим осциллографом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимости полного числа накопленных ионов от времени представлены на рис.6.

Значения $N_e \cdot N_i$ приводятся в абсолютных единицах. Кривые даются для двух значений давления остаточного газа в камере адгезатора прототипа КУТИ. Величина интенсивности электронной компоненты для этих кривых соответствует числу электронов $N_e \approx 5 \cdot 10^{12}$. Положение максимума кривой при $p \approx 5 \cdot 10^{-8}$ торр соответствует $t \approx 2,5$ мкс. Отсчет времени берется от момента инъекции электронного пучка в адгезатор. Этому времени отвечает также максимум амплитуды тока третьей ступени системы сжатия колец, что не дает возможности сделать однозначный вывод о причине спада кривых накопления ионов. Кривая, соответствующая величине $P \approx 1 \cdot 10^{-7}$ торр, имеет максимум при $t \approx 2,4$ мкс. Временной сдвиг максимума кривых при увеличении давления остаточного газа в камере адгезатора указывает на зависимость временного положения этого максимума от фактора загрузки.

В этой связи для развития коллективных методов ускорения, для исследований устойчивости двухкомпонентных пучковых систем, для выяснения вопроса о компенсации объемного заряда в накопителях и т.д. важно знать максимальное значение $N_e \cdot N_i$ при накоплении ионов азота из остаточного газа. Измерение этой величины проводилось во временном интервале $2,3 < t < 2,5$ мс от момента инъекции при $P \approx 1 \cdot 10^{-7}$ торр, что соответствовало максимальному количеству накопленных в кольцо ионов. Временной интервал длительностью 200 мкс был взят с целью повышения точности измерений величины $N_e \cdot N_i$ при увеличении статистики измерений N_y . Мониторингирование N_e производилось по величине амплитуды импульса обратной высадки кольца при снятии поля III ступени. При этом отбирались циклы с максимальным для этого режима работы ускорителя $N_e (\approx 6,2 / 10^{12})$.

Было зарегистрировано максимальное значение $N_e \cdot N_i (\approx 7,5 \pm 1,8 / 10^{24})$. Измерения проводились в каждом цикле ускорителя, и абсолютный результат приводится для одного из них без каких-либо усреднений.

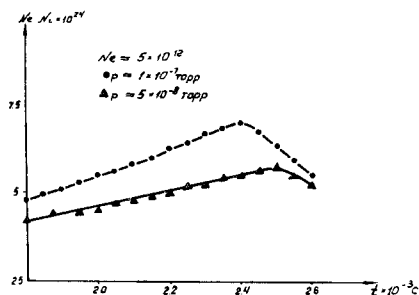


Рис.6. Зависимости динамики накопления ионов в электронных кольцах.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Б.П.Осипенко и В.И.Клементьеву за помощь при создании детектора, А.Б.Кузнецову за полезные советы и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акимов Ю.К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. Атомиздат, М., 1967.
2. Инкин В.Д., Мозелев А.А., Саранцев В.П. ОИЯИ, Р9-12940, Дубна, 1980.
3. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-9072, Дубна, 1975.
4. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-9073, Дубна, 1975.
5. Вылов Ц. ОИЯИ, Р6-10417, Дубна, 1977.
6. Замятин Н.И., Смолин Д.А. ОИЯИ, 10-9660, Дубна, 1976.
7. Басиладзе С.Г., Парфенов А.Н. ПТЭ, 1977, №1, с.83.
8. Koch H.W., Motz J.W. Rev. of Mod.Phys., 1959, vol.31, p.920.
9. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-10414, Дубна, 1977.
10. Зажигаев Л.С. и др. Методы планирования и обработки результатов физического эксперимента. Атомиздат, М., 1978.
11. Щорнак Г. и др. ОИЯИ, Р13-12542, Дубна, 1979.
12. Инкин В.Д., Мозелев А.А., Саранцев В.П. ОИЯИ, Р9-80-865, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1982 года.

Саранцев В.П., Инкин В.Д., Мозелев А.А.

P9-82-128

Диагностика электронно-ионных колец по тормозному излучению с применением рентгеновского германиевого детектора

Для исследования динамики накопления ионов в электронных кольцах создана система на базе германиевого рентгеновского детектора, которая позволяет варьировать длительность временных интервалов измерений и их количество без изменения конфигурации системы. В результате точность абсолютных измерений величины произведения числа электронов на число ионов $N_e \cdot N_i$ улучшена почти в два раза. Приводятся экспериментальные зависимости динамики накопления ионов в электронных кольцах. Представлены абсолютные значения величины $N_e \cdot N_i$, соответствующие максимуму кривых накопления ионов и дающие информацию о предельном количестве ионов, накопленных в электронных кольцах.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Sarantsev V.P., Inkin V.D., Mozelev A.A.

P9-82-128

Diagnostics of Electron-Ion Ring Over Bremsstrahlung Based on Germanium X-Ray Detector

A system for studying the dynamics of ion accumulation based on germanium x-ray detector has been created. It allows one to vary the length of measurement time intervals and their quantity without changing the configuration of the system. As a result precision of absolute measurements of $N_e N_i$ product (the number of electrons multiplied by ion number) has been improved almost by twice. The experimental dependences of ion accumulation dynamics in electron rings are given. $N_e \cdot N_i$ absolute values corresponding to ion accumulation curve maximum are given. These provide information as to the limit quantity of ions accumulated in electron rings.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.