

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ НА 72- САНТИМЕТРОВОМ ЦИКЛОТРОНЕ НИИЯФ МГУ

Я.А.Теплова

1. ВВЕДЕНИЕ

Лаборатория ядерных реакций была фактически образована в НИИЯФ Московского государственного университета в 1948 г. в период развертывания в СССР работ над атомным проектом. Причина в том, что понадобились специалисты – «физики – ядерщики». Для обучения студентов создали Отделение ядерной физики (ОЯФ), вызвали с фронта некоторых дипломированных физиков, а также тех, которым оставалось учиться год-два, так в ОЯФ образовался квалифицированный преподавательский состав. Благодаря актуальности решаемых проблем правительство выделило деньги для оснащения лаборатории оборудованием и приняло решение о строительстве ускорителей специально для учебных заведений, где должны были проходить подготовку будущие специалисты. В НИИЭФА (Ленинград) построили 2 циклотрона (для МГУ и ЛГУ). В научном подразделении МГУ (НИИЯФ МГУ и ОЯФ) руководить монтажными работами, наладкой и запуском циклотрона было поручено С.С. Васильеву. 72-см циклотрон стал первым ускорителем в Московском государственном университете. В дальнейшем этот циклотрон оказался необходимым для выполнения большого комплекса работ по ускорению тяжелых ионов (с ядерным зарядом $Z > 2$), созданию нового направления исследований – ионно-атомные столкновения при средней энергии до 1 МэВ/нуклон.

1.1 Историческая справка (циклотрон)

После открытия радиоактивности (1896 г.) для изучения процессов расщепления атомных ядер и создания новых изотопов использовали естественные радиоактивные вещества с вылетом α частиц. С целью расширения возможностей эксперимента, главным образом, изучения ядерных реакций, стали проектировать установки для ускорения протонов и электронов, сначала прямого типа, а затем – циклические.

Циклотрон (классический) – резонансный циклический ускоритель, в котором частица движется по спирали в постоянном по времени, однородном магнитном поле (H – напряженность магнитного поля) с азимутальной симметрией и небольшим спадом к периферии до (1,5%), а ускоряется высокочастотным (в.ч.) переменным электрическим полем с постоянной частотой f .

В 1931 г. был запущен первый небольшой циклотрон (Э. Лоуренс, Калифорнийский университет). В сороковые годы их число значительно возросло и, постепенно, циклотроны из дорогостоящего лабораторного оборудования превратились в установку, необходимую для прикладных работ по созданию искусственных радиоактивных веществ. Средние параметры классических циклотронов того времени: предельная энергия протонов (дейтронов) – 20 МэВ при частоте ускоряющего поля – 30 МГц, ток ионов на внутреннюю мишень – 1 мА, на внешнюю (выведенный) – 1 мкА. [1,2].

В 1939 г. Э. Лоуренс'a наградили Нобелевской премией «За изобретение и создание циклотрона и за результаты, полученные

на нем, в особенности, связанные с искусственными радиоактивными элементами».

В СССР до войны начал работать циклотрон (с вертикальной камерой) в Радиовом институте, затем в сороковые годы – в ЛИПАНе (Москва) и в ФТИ (Ленинград). 72-см циклотрон (типичный классический), переданный МГУ, был смонтирован в районе метро «Сокол» в помещении, предоставленном ОЯФ МГУ (Москва, ул. Усиевича, дом 20), в специально построенной для него пристройке к основному зданию (второй экземпляр циклотрона, к сожалению, не был использован).

В 1949 г. 72-см циклотрон был официально запущен в режиме ускорения дейтронов (в соответствии с принятой практикой) под руководством и при непосредственном участии профессора С.С. Васильева. С этого времени лаборатория, возглавляемая им, получила название лаборатории ядерных реакций (ЛЯР). Впоследствии в ЛЯР были задействованы еще несколько небольших ускорителей, собранных сотрудниками (30-см циклотрон, переданный ФИАНом, генератор «Ван-де-Грааф» на 250 кВ, бетатрон и др.), поэтому, можно считать, что был создан целый ускорительный комплекс НИИЯФ, который оказался предшественником имеющегося в настоящее время на Ленинских горах.

1.2 72-см циклотрон – в режиме ускорения дейтронов

После запуска были получены следующие параметры ускорителя: резонансная частота в.ч. генератора могла изменяться в интервале 8-10,8 МГц (паспортные данные – 8,5-14 МГц), интервал возможного изменения магнитного поля – 400 -

1500 кЭ. Электромагнит циклотрона с диаметром полюсных наконечников 72 см имел принудительное воздушное охлаждение. Высокочастотное напряжение подавалось от 60 кВт генератора с помощью катушки (индуктивности) связи с дуантами. Использовался дуговой ионный источник с газообразным рабочим веществом. Интенсивность пучка дейтронов на внутренней мишени составляла 250 мкА, выведенного – 1-10 мкА, полученная максимальная энергия протонов – 2,1 МэВ (на половинном поле), дейтронов – 4,2 МэВ, ядер гелия – 8,4 МэВ. Мощность установки была эквивалентна по нейтронам 1 кг Ra-Be смеси. Циклотрон (схема приведена на рис.1) работал в непрерывном режиме достаточно устойчиво.

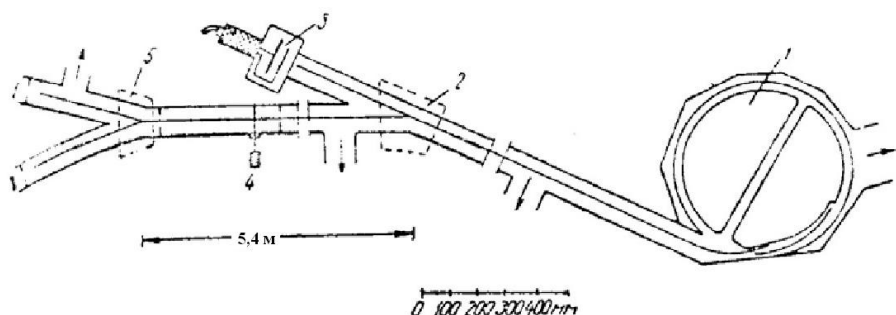


Рис.1. Схема циклотронной установки: 1 – циклотрон с дуантами (в.ч. электродами), 2 – фокусирующий магнит, 3 – ионизационная камера, 4 – твердая мишень, 5 – выводные каналы к экспериментальной аппаратуре

Основной задачей лаборатории С.С. Васильева было обучение студентов ОЯФ МГУ работе на циклотроне одновременно с усовершенствованием параметров ускорителя (измерение магнитного поля и его стабилизация, конструирование системы дефлектора для вывода ионного пучка, фокусировка выведенного пучка дейтронов, получение достаточно хорошего вакуума в установке, измерение параметров ускоренных частиц) и практически параллельное создание

регистрирующей аппаратуры. Следует отметить, что в то время отсутствовало промышленное изготовление физической аппаратуры, завод «Физприбор» начал работать только через несколько лет. Все перечисленные измерения относились к методическим и учебным работам.

Наряду с этим пучки ускоренных протонов и дейтронов использовались для решения новых физических задач. Изучались прямые ядерные реакции (d,p), процессы срыва, реакции с вылетом нескольких частиц, (d,d) - реакции. По данным о неупругом рассеянии заряженных частиц устанавливались квантовые характеристики возбужденных состояний ядер. Была предложена модель неупругого рассеяния дейтронов в предположении о двухстадийном механизме рассеяния. По материалам научных исследований защищено несколько дипломных работ, а впоследствии, и диссертаций. Подробнее об этих работах можно прочитать в обзоре С.С. Васильева [3].

В 1958 г. циклотрон официально передали МИФИ (Московский инженерно-физический институт). С 1964 по 1994 г. на циклотроне в режиме ускорения дейтронов группой сотрудников МИФИ получены следующие результаты: разработаны методы активационного анализа — локального анализа примесных элементов в различных материалах, обнаружена радиационная стойкость высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), достигнуты приоритетные результаты, доказавшие чувствительность критических параметров (температуры, тока и т.п.) ВТСП материалов к радиационным дефектам. Была создана необходимая аппаратура, проходили практику студенты МИФИ.

В 1980 г. проводилась модернизация циклотрона: выравнивание магнитного поля и уточнение периферийного

спада поля с помощью замены шиммирования с использованием железных пластин «катушками подмагничивания». За счет установки новых вакуумных агрегатов улучшен вакуум до 10^{-6} Торр, увеличена интенсивность выведенного пучка ионов, сокращено время наладки и вхождения в рабочий режим ускорения и др. [4] .

2. УСКОРЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В 1950-60 гг. появились сообщения об ускорении в циклотронах ионов Be, C, N, Ne [5,6,7] с разными ионными зарядами (некоторые из них раньше ускорялись на установках прямого типа). Эти эксперименты были в то время новыми и интересными не только для изучения ядерных реакций, но и для решения многих прикладных задач. Можно отметить несколько особенностей тяжелых ионов и возможностей их использования.

Пучок тяжелых ионов (так условно называют ионы тяжелее протонов, α частиц) — удобный инструмент, позволяющий моделировать сложные явления, связанные с сильными электрическими полями. «Уникальное сочетание ядерных сил, сильных электрических полей и значительных центробежных эффектов в тяжелых ядерных системах с большими угловыми моментами, образующееся при столкновении ионов с ядрами мишени, порождает большое число ядерных реакций и различных квантовых процессов» [8]. С их помощью можно регистрировать нарушения в твердых, в том числе кристаллических, телах, при имплантации влиять на химические свойства вещества. С помощью магнитных полей ионный пучок можно сфокусировать в иглообразный луч, диаметром до нескольких микрон и использовать в лечебной и диагностической

медицине и т.п. Радиационное воздействие иона на вещество тем сильнее, чем тяжелее ион, проникновение в глубокие слои вещества тем больше, чем больше его энергия. О.Бор пришел к выводу, оценивая перспективы развития ядерной физики в 80-е годы XX века, что в ближайшие десятилетия они будут связаны с использованием физики тяжелых ионов.

Для расширения тематики исследований в НИИЯФ МГУ в 1950 г. по инициативе профессора С.С. Васильева начали заниматься ускорением ионов В, С, N, О на 72-см циклотроне. Была поставлена цель – изучение ядерных реакций под действием тяжелых ионов на циклотроне. В начале работы условия ускорения сохранялись (как для дейтронов), изменялось только рабочее вещество в ионном источнике. Выведенные из циклотрона ускоренные частицы регистрировались с помощью ядерных фотопластинок и ионизационной камеры. Интенсивность выведенного пучка полностью ионизованных ионов оказалась ничтожной, идентификация ионов – неоднозначной, мешал фон от дейтронов, остававшихся в камере циклотрона после предшествующей работы. Такой ионный пучок не мог использоваться для изучения ядерных реакций. Достаточно интенсивные пучки ионов получались при гармоническом ускорении не полностью ионизованных ионов, но при этом уменьшалась их энергия (из-за уменьшения заряда иона) и, соответственно, вероятность осуществления ядерных реакций. Таким образом, установили, что данный циклотрон не может использоваться для изучения ядерных реакций под действием тяжелых ионов. (В.С. Николаев в материалах диссертации показал [3], что не полностью ионизованные пучки ионов, достаточной для ядерных реакций энергии, можно

получать в циклотронах с диаметром полюсов магнита не меньше 3-х м).

Решение об окончательном отказе от исследования в ЛЯР ядерных реакций под действием тяжелых ионов приняли после совещания в Сухуми (1952 г.), на котором было решено, по финансовым соображениям, строить один большой циклотрон для ускорения тяжелых ионов в Дубне, в лаборатории акад. Г.Н. Флерова. В ЛЯР НИИЯФ был собран и запущен 120-см классический циклотрон, который используется до сих пор для проведения исследований в области ядерной физики и получения радиоактивных изотопов.

Для исследования ядерных реакций под действием ионов с ядерными зарядами $Z > 2$ необходимы сведения о средних потерях энергии быстрых ионов разных элементов в различных средах. В те годы такие данные систематизировались только для протонов и α частиц [9-11] и практически одновременно с нашими работами [12] появились первые таблицы [13] для более тяжелых ионов. Известно, что при торможении тяжелых ионов и атомов, при скоростях ионов $v < Zv_0$ ($v_0 = 2,19 \cdot 10^8$ см/с) активно идет электронный обмен, что приводит к изменению заряда ионов, а, следовательно, к изменению кулоновской составляющей энергии взаимодействия. Обычно эти процессы рассматривались для ионов относительно малой энергии, но в случае использования быстрых ионов из циклотрона такой процесс был весьма вероятен при сравнительно большой энергии, например, для ионов Ag при энергии порядка 300 МэВ. Важность оценки сечений перезарядки объясняется тем, что от их величины зависит заряд ионов, а это связано с изменением потерь энергии. Кроме того, эти процессы могут сами быть источниками энергетических потерь. Возможна также потеря

энергии за счет возбуждения электронов в атоме и ионе при переходе их в высоко возбужденные и метастабильные состояния. Перечисленные явления указывали на целесообразность комплексных измерений этих параметров, желательно в одинаковых условиях: с одной стороны, для детального изучения конкретных элементарных процессов, с другой – для выделения основных параметров взаимодействующих частиц, от которых, главным образом, зависит потеря энергии частиц. На основе полученных экспериментальных фактов можно было попытаться разработать физические представления об атомных столкновениях и получить достаточно надежные методы расчетов взаимодействия частиц с веществом. Таким образом, в первом приближении можно было рассматривать сложный процесс взаимодействия многих тел как совокупность (сумму) элементарных процессов, не коррелирующих между собой. Для такого рода исследований, имевших кроме научного и практическое значение, циклотронные пучки частично ионизованных ионов, получаемые в 72-см циклотроне, были необходимы. Чем больше ионов разных элементов можно было использовать при измерениях, тем точнее определялось влияние оболочечной структуры атомов среды и возможность применения простой статистической модели для расчетов параметров взаимодействия частиц. Кроме того, конечно, важен доступный интервал энергии, в котором эти процессы можно наблюдать.

2.1 Ускорение тяжелых ионов на 72-см циклотроне

Применение циклотрона для ускорения тяжелых ионов потребовало изменения некоторых параметров установки. Как

известно, существуют соотношения между частотой генератора f , частотой обращения иона f_0 , скоростью иона v и напряженностью магнитного поля H :

$$f = k f_0, \quad f_0 = iH/2\pi Mc, \quad v = 2\pi f_0 r, \quad v = i H r / 2 M c, \quad (1)$$

где k – коэффициент кратности, i/M – удельный заряд иона, c – скорость света, r – радиус траектории движения (для конкретного циклотрона постоянный). Эти уравнения позволяют подбирать параметры ускорителя для изменения скорости ионов. Скорость можно менять за счет изменения напряженности магнитного поля H , но не превышая использовавшегося предельного значения, поэтому изменения возможны были только в сторону уменьшения. Однако, благодаря тому, что настоящий вариант циклотрона имел «воздушную связь» между генератором и дуантами, можно было довольно легко заменять катушки связи (индуктивности), имевшие разное количество витков, тем самым изменяя резонансную частоту и, соответственно, скорость ионов. Расширили диапазон работы в.ч. системы до интервала частот – 4-11 МГц. При максимальной напряженности магнитного поля можно было ускорять ионы с разным удельным зарядом i/M (заряд i и масса иона M в атомных единицах). Ионы с i/M от 0,18 до 0,5 ускорялись в условиях обычного резонанса, т.е. при совпадении частоты обращения иона f_0 с частотой электрического поля между дуантами. Ионы с i/M от 0,06 до 0,17 ускорялись на третьей гармонике ($k = 3$).

Ионы образовывались в обычном дуговом источнике, в который подавался газ, содержащий нужный элемент: водород (дейтерий), гелий, азот, CO_2 , неон, аргон, криптон, галогеносодержащие соединения и др. При отсутствии подходящих газообразных веществ применяли твердые порошки или небольшие куски металла (доли грамма), закреплявшиеся под

дугой (на экранчике из W или Ta) источника. Используемое соединение должно было при нескольких сотнях градусов Цельсия достигать упругости паров около 1 Торр (133,334 Па.). Некоторые твердые соединения давали возможность работать несколько часов, например Al Cl_3 , а P_2O_5 – даже несколько суток [14].

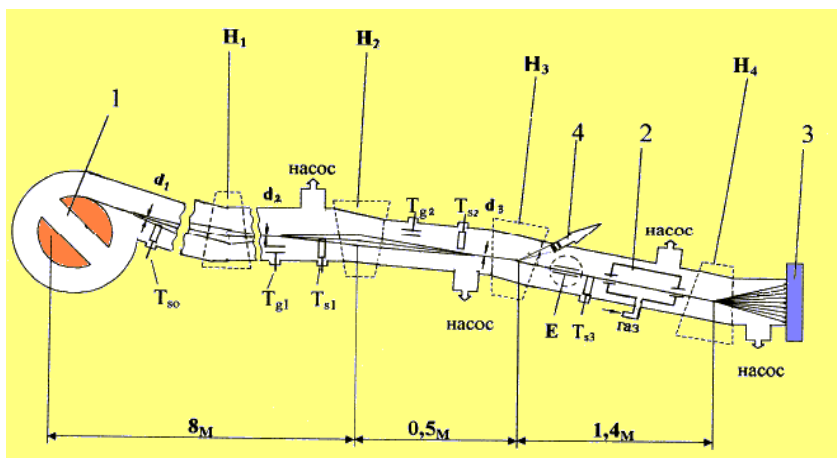


Рис.2 Схема экспериментальной установки: 1 – циклотрон; 2 – камера столкновений; 3 – блок счетчиков; H_{1-4} – магнитные анализаторы; $T_{g,s}$ – газовые и твердые мишени; d – диафрагмы, 4 – положение канала для измерения dE/dx и R .

На рис. 2 показана схема вывода ионного пучка из циклотрона 1 во второй экспериментальный канал; частицы фокусировались магнитом H_1 на расстояние 8 м от камеры циклотрона. Фокусировка проводилась в горизонтальном и вертикальном направлениях, в результате эффективная площадь сфокусированного пучка дейтронов и трехзарядных ионов азота составила $3-5 \text{ см}^2$ (эти ионы использовались для настройки ускорителя), (рис. 1). Скорость частиц, после фокусирующего магнита определялась по формуле:

$$v = (k_1 i H_1) / M, \quad (2)$$

где H_1 – напряженность поля фокусирующего магнита, k_1 – калибровочный коэффициент. Его величина оценивалась из

условий ускорения в циклотроне протонов, дейтронов и α частиц различной энергии (величины пробегов определялись в воздухе и ядерных фотопластинках, разброс скоростей ионов составил около 2%). При определении скорости ионов по параметрам циклотрона точность оценки энергии ионов на выводном радиусе (30 см) составила около 5% [14].

При ускорении тяжелых ионов резонансное условие могло выполняться для нескольких ионов одновременно, в том числе и для ускорившихся на разных гармониках. Частичное разделение пучков ионов происходило в циклотроне с помощью дефлектора, но чаще приходилось использовать явление перезарядки. Между фокусирующим и анализирующим магнитами помещалась тонкая пленка, после которой регистрировался набор ионов с разными зарядами. Анализирующим магнитом выделялся нужный заряд. Наиболее сложным оказалось разделение пучков ионов лития и азота. Пришлось использовать небольшую разницу в удельных зарядах (0,2%), из-за которой не совпадали величины напряженности циклотронного магнитного поля, соответствующие максимуму интенсивности ионных пучков.

Всего для проведения экспериментальных работ было использовано более 50 ионов разных элементов с различными зарядами от -1 до $+8$ и ядерными зарядами от 1 до 36, при энергии от 50 до 750 кэВ/нуклон и α частицы – до 4 МэВ/нуклон. Полученный интервал энергии ионов оказался достаточно интересным с точки зрения изучения процессов столкновения: для ионов от лития до аргона вероятность перезарядки (обмена электронами) при такой энергии значительна, потери энергии для ряда ионов достигают максимума и т.п.

Из-за особенностей ускорения интенсивность выведенных пучков ионов изменялась от 0.01 мкА до 10 мкА. Последовательно изучались следующие параметры взаимодействия частиц с веществом: пробеги и потери энергии; заряд быстрой частицы; сечения потери и захвата электронов; количество частиц в возбужденных и метастабильных состояниях; разброс этих величин при прохождении ионов через среду, находящуюся в разных агрегатных состояниях; угловое, энергетическое и зарядовое распределение частиц, рассеянных от металлических поверхностей при скользящем падении.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Для проведения исследований на циклотроне использовались устойчивые монохроматичные пучки ионов с минимальной интенсивностью около 10^5 част/(см²·с), при наибольшем количестве вариантов сталкивающихся частиц (ускоренный ион – атом мишени). В качестве первого этапа измерений предполагалось создать общую картину изменения разных параметров взаимодействия в доступном энергетическом интервале, а затем перейти к более детальному изучению особенностей изменения каждой из этих величин. Для фокусировки, анализа и проведения пучка по экспериментальному каналу применялись магнитные поля. На рис. 2 показана схема экспериментальной установки. Основными элементами являются: магнитные анализаторы (Н₁, Н₂, Н₃, Н₄), ионопроводы, газовые мишени с системами напуска, откачки и измерения давления газа, а также твердые мишени, камера столкновений (перезарядки), детекторы регистрации частиц с соответствующей усилительной и счетной электронной аппаратурой.

Траектория пучка ионов формировалась с помощью диафрагм высотой 1-2 см и шириной 0,01-2 см. Магнитные анализаторы H_2 и H_3 предназначались для выделения требуемой компоненты из зарядового распределения после прохождения пучком ионов газовых или твердых мишеней. Первая часть ионопровода под углом 22° от первоначального направления, 4 (рис. 2) использовалась для измерения пробегов и потерь энергии. Основной ее частью служила большая цилиндрическая камера, на входе в которую устанавливался пропорциональный счетчик, бывший одновременно монитором для пучка из циклотрона и диафрагмой. Давление в камере подбиралось таким, чтобы пробег частиц укладывался в ней при соблюдении рабочего режима в счетчике. Вдоль ионного пучка плавно передвигался измерительный счетчик, условия работы которого совпадали с подобранными для счетчика – монитора, с его помощью регистрировался пробег ионов в разных газообразных веществах и удельная ионизация вдоль пробега, которая после необходимой калибровки переводилась в потери энергии. Так как измерения проводились до полной остановки частицы, то диапазон измерения потерь энергии продлевался в сторону $E \rightarrow 0$.

Средние потери энергии при прохождении быстрых частиц через твердые вещества определялись по изменению пробега ионов при пропускании пучка через твердые мишени разного элементного состава толщиной от 50 до 350 мкг/см².

Изменение тока в H_3 позволяло переводить пучок ионов из первого канала во второй канал под углом 11° (измерение распределения ионов по зарядам и сечений перезарядки).

Магнитный анализатор H_4 фактически был частью регистрирующей аппаратуры второго канала, с его помощью пучок разделялся на зарядовые компоненты, которые

регистрировались одновременно 8-ью счетчиками, заблокированными в одну систему, что снимало необходимость мониторингования ионного пучка из циклотрона. С помощью магнита можно было также измерять энергию ионов в пучке, используя калибровку магнитного поля. Магнитные анализаторы «питались» от стабилизированных источников постоянного тока, при этом колебание тока в обмотках электромагнитов не превышало 0,1%. Между магнитами H_3 и H_4 устанавливался электростатический анализатор (до 10 кВ), который использовался при работе с нейтральными атомами для отклонения ускоренных заряженных частиц из ионного пучка.

Вакуумные ионопроводы были сконструированы так, что на съемных крышках могли прикрепляться диафрагмы, насосы для откачки газа, измерители давления, газовые и твердые мишени. Для получения вакуума были задействованы 3 диффузионных насоса мощностью 500 л/с и 4 вспомогательных – на 100 л/с, остаточное давление при этом составляло $(1-5) \cdot 10^{-6}$ Торр без газовых мишеней и доходило до 10^{-5} Торр при работе с газовыми мишенями, которые использовались в режиме дифференциальной откачки.

Для получения достаточной плотности газа в мишенях были сконструированы разного типа устройства. При регистрации равновесного заряда ионов применялась длинная (0,3 м) мишень с входным отверстием $(10 \times 2) \text{ мм}^2$, также в экспериментах использовалась трубчатая мишень в виде блока из никелевых трубок диаметром 0,5 мм, длиной от 4 до 9 см и мишень в виде набора диафрагм – щелей длиной от 7 до 15 см. Максимальная толщина слоя газа в трубчатой мишени составляла около $2 \cdot 10^{16}$ ат/см², превышая толщину в щелевой мишени в 2,5 раза. Толщина слоя газа P в мишени определялась по формуле:

$$P = q \cdot n / 760 [(p_0 - p_k)L_1/2 + p_k L_2] , \quad (3)$$

где $p_k = [u_0/r_1 + (u_2 - u_0)/r_2]$, q – число атомов в молекуле газа, n – число Лошмидта, p_0 – давление газа в центре мишени, L_1 – длина мишени, u_2 – давление газа в граничащем с мишенью объеме, L_2 – длина этого объема, u_0 – остаточное давление без напуска газа в мишень, r_1 и r_2 – коэффициенты, характеризующие чувствительность измерительных приборов. Давление газа в мишени измерялось термопарным или мембранным (типа баротрон) манометрами. Датчики манометров устанавливались после микровентилия, регулирующего подачу газа в мишень. Термопарный и ионизационные манометры, которые находились в ионопроводах по ходу пучка, калибровались с помощью масляного и ртутных манометров для всех используемых в экспериментах газов. Точность оценки толщины газовых мишеней колебалась от 5 до 20% в разных конкретных случаях.

Камера перезарядки (столкновений) представляла собой цилиндр, размещенный в вакуумном объеме, ограниченном каналами – диафрагмами, остаточное давление в котором достигало 10^{-6} Торр. Высота каналов составляла 6 мм, ширина могла изменяться от 0 до 10 мм. Для юстировки каналы могли перемещаться относительно оси камеры в вертикальном и горизонтальном направлениях. При напуске максимального количества газа в камеру перезарядки давление в прилегающих объемах увеличивалось до $(3-5) \cdot 10^{-5}$ Торр. Давление газа измерялось ионизационными манометрами, проградуированными для разных газов масляным манометром Мак-Леода, с точностью 10-15% [15].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Прохождение быстрых заряженных частиц через вещество представляет собой сложный процесс как для экспериментального исследования, так и для теоретического описания. При столкновении иона с отдельным атомом оба могут изменить заряд, состояние и направление движения. Даже для атомов водорода взаимодействие с атомами и молекулами вещества – проблема многих тел. Чем сложнее структура частицы, тем больше вариантов столкновений, в которых происходит потеря энергии, тем сложнее процесс перезарядки. При этом электроны атомов вещества и быстрых ионов могут играть либо статическую роль экранировки, либо роль участника динамического перехода между сталкивающимися частицами. Область скоростей ионов, использованных в эксперименте, можно назвать промежуточной: нельзя было считать столкновения медленными с образованием квазимолекулы и перекрытием электронных оболочек. Нельзя было считать их и быстрыми, когда движущийся в среде ион превращается в ядро. Для описания этих предельных случаев существуют разработанные модели расчета. Наш вариант наиболее сложен, поэтому получение большого экспериментального материала казалось целесообразным.

Для описания взаимодействия многозарядных ионов с веществом теория пока не создана, а в количественном описании этих процессов должны помочь экспериментальные измерения: сначала – измерение пробегов и потерь энергии, затем – зарядов ионов в среде, с которыми связаны потери энергии и, наконец, совокупность сечений элементарных

процессов взаимодействия, благодаря которым формируется заряд иона.

4.1. Потери энергии и пробеги

Частица, проходя через среду, теряет энергию в процессах столкновения с электронами и атомом как целым (неупругие и упругие потери энергии), в процессах с изменением и без изменения заряда иона. При снижении скорости частицы начинают преобладать упругие потери энергии. Доступный, благодаря 72-см циклотрону, интервал скоростей ионов охватывал некоторую область до максимума потерь энергии, а для ионов гелия, лития, бора – частично и зону после максимума. Оказалось, что до достижения максимума потерь энергии пробеги ионов и потери энергии практически пропорциональны скорости частиц [16]. Этот результат подтверждается теоретическими моделями Ферми, Фирсова и Линдхарда [17-19]. Область максимума потерь энергии находится примерно при скорости ионов $v_0 Z^{2/3}$ (Z -заряд ядра иона), и при возрастании Z смещается в сторону большей скорости. По положению максимума потерь энергии можно приближенно оценить заряд ядра Z тормозящейся частицы. После максимума изменение потерь энергии при увеличении скорости ионов хорошо описывается несколько усовершенствованной формулой Блоха с учетом экранировки ядра электронами.

Впервые [12,16] была обнаружена немонотонная зависимость пробегов R и потерь энергии dE/dx ионов от Z при скорости ионов до $v \leq 1,5v_0$. Нарушение монотонности совпадало с изменением энергии связи электронов в зависимости от заполнения электронных оболочек быстрой частицы. Эффект «немонотонности» уменьшался при увеличении

скорости ионов (рис. 3). Это указывало на необходимость осторожного использования статистической модели для расчетов при таких скоростях ионов.

В этом же интервале скоростей ионов для некоторых пар сталкивающихся партнеров был обнаружен эффект симметрии при замене быстрой частицы и атома среды, т.е. равенство потерь энергии в случае «рокировки» партнеров. Этот факт имеет практическое значение тогда, когда непосредственные измерения потерь энергии из-за особенностей среды затруднены [16].

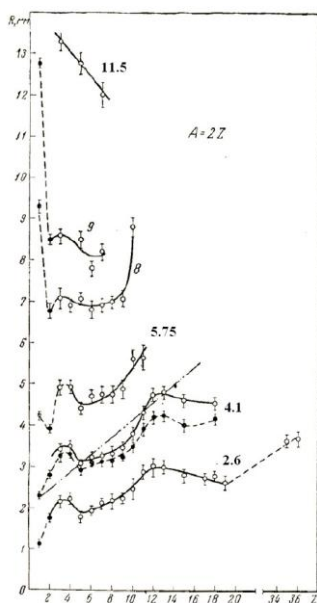


Рис.3

Рис.3 Зависимость пробегов R ионов от Z в воздухе, при давлении 760 Торр, темные точки – средний пробег, светлые – экстраполированный. Около кривых указана скорость в единицах 10^8 см/с.

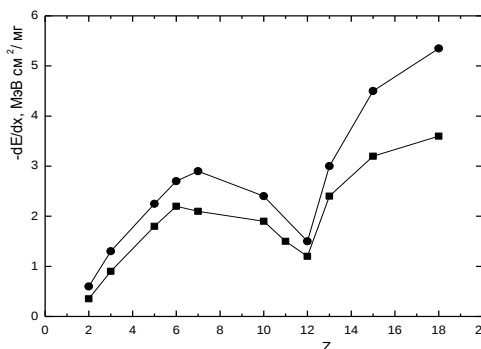


Рис. 4

Рис.4 Потери энергии ($-dE/dx$) в воздухе в зависимости от заряда ядра налетающих ионов Z . Экспериментальные данные: (●) – энергия ионов 0.02 МэВ/нуклон, (■) – энергия ионов 0.01 МэВ/нуклон.

Для описания потерь энергии была предложена [16] полуэмпирическая формула, которая качественно описывает процесс торможения :

$$dE/dx = N_A Z Z_c^{2/3} \phi(v), \quad (4)$$

где N_A – число Авогадро, Z_c – заряд ядра атома мишени, $\phi(v)$ – множитель, который подбирается на основе экспериментальных данных. Анализ показал, что потери энергии за счет упругих столкновений (классическое приближение) и явлений перезарядки в рассматриваемом диапазоне скоростей ионов в сумме не превышают 20%. Таким образом, в данном энергетическом интервале приоритет в потерях энергии принадлежит взаимодействию быстрых частиц с электронами атомов среды.

4.2 Средний заряд и распределение ионов по зарядам

Распределение ионов по зарядам определялось масс-спектрометрическим методом на основе исследования зарядового состава ионного пучка, первоначально состоявшего из частиц с одним определенным зарядом, после его прохождения через тонкий слой вещества. Изменение относительного количества ионов в ионном пучке с сечениями σ_{jk} процессов, в результате которых ион с зарядом j превращается в ион с зарядом k , описывается системой линейных дифференциальных уравнений:

$$d\Phi_k/dt = \sum_{j \neq k} \Phi_j \sigma_{jk} - \Phi_k \sum_{j \neq k} \sigma_{kj}, \quad (5)$$

где Φ_k – относительное количество ионов с зарядом k ($\sum \Phi_k = 1$), t – количество атомов вещества в объеме сечением 1 см^2 , расположенном вдоль пути иона, σ_{jk} , σ_{kj} – сечения перезарядки в приближении однократных столкновений [14].

Экспериментально установлено, что при прохождении быстрых частиц в веществе до изменения их энергии происходит многократное изменение заряда и при $t \rightarrow \infty$ постепенно устанавливается равновесное распределение $d\Phi_k/dt = 0$, $\Phi_k(t) \rightarrow F_k$. Пренебрегая кратными процессами, можно получить равенство $F_i \sigma_{i,i+1} = F_{i+1} \sigma_{i+1,i}$, где F_i – относительное количество ионов при равновесии. По известным сечениям можно определить относительное количество ионов с данным зарядом и средний заряд ионов: $\bar{i} = \sum_i i F_i$. Если средний заряд иона не приближается к 0 или Z , $1 < \bar{i} < Z - 1$, то равновесное распределение зарядов среди интенсивных групп близко к распределению Гаусса и зависит от двух параметров: среднего заряда и полуширины распределения. Для ионов с числом электронов больше 10 в газовой среде наблюдаются отклонения от распределения Гаусса, что можно объяснить наличием кратных процессов. При расчетах F_i в первом приближении были учтены возможные искажения за счет давления остаточного газа и конечной толщины мишени.

Анализ зарядового состава пучков ионов проводился после их прохождения через проточную газовую или твердую мишени в зависимости от толщины последних. Контроль осуществлялся путем измерения распределений по зарядам при различных начальных зарядах ионов. Наибольшая разница в величине среднего заряда ионов, прошедших через различные газы, составила около 20%. Средний заряд в твердом веществе превышал максимальное значение заряда в газообразных средах при $Z = 3-7$ на 15-20 % и при $Z = 10-18$ на 50-80%.

При прохождении ионов через тонкие пленки постепенно устанавливается равновесное распределение $\Phi_i \rightarrow F_i$, которое зависит от начального заряда ионов. Чем больше начальный

заряд иона, тем большая толщина мишени требуется для установления равновесного распределения, особенно для ионов с К-вакансией. На рис. 5 эффект наиболее четко виден для ионов N^{5+} и N^{7+} [21].

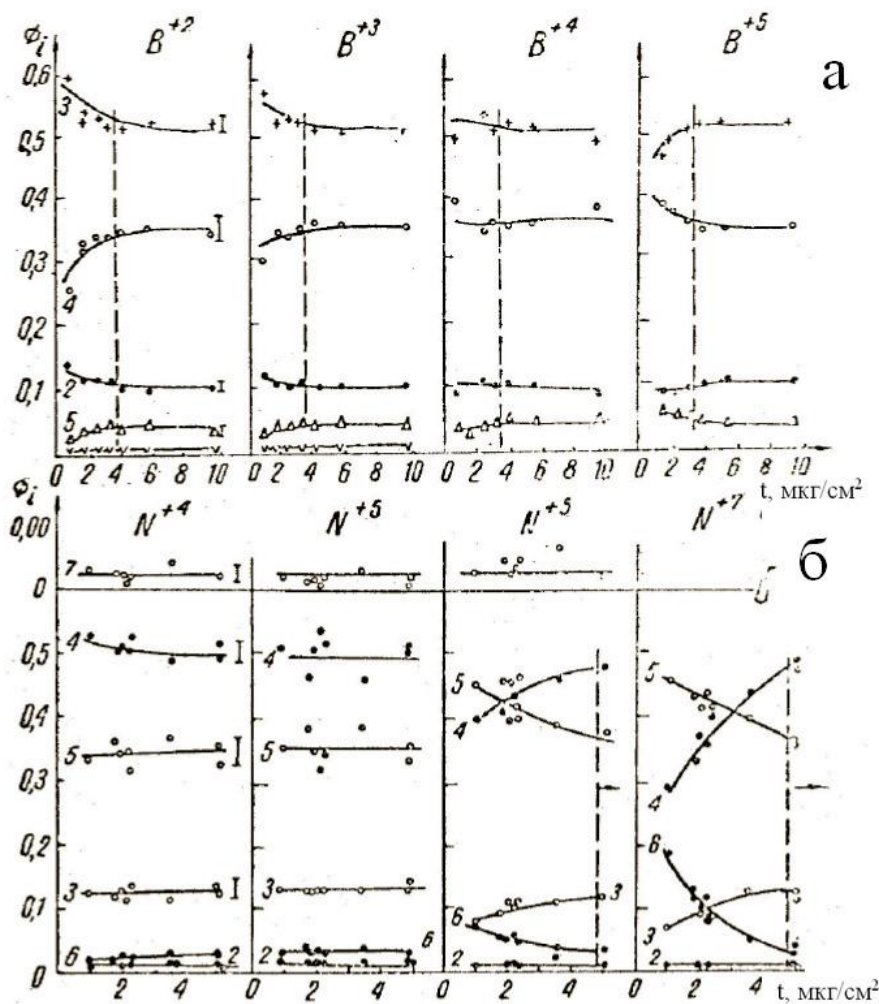


Рис. 5 Зависимость величины Φ_i от толщины целлюлоидной пленки t для ионов В (а) и N (б) при $v = 8.10^8$ см/с (около кривых указан заряд ионов после прохождения пленки, а над кривыми начальное зарядовое состояние ионов) [21].

Разница в зарядовом распределении ионных пучков, прошедших через твердое вещество, по сравнению с аналогичным распределением в газах может объясняться возбуждением быстрых ионов, которые за малое время между

двумя последовательными столкновениями с атомами среды не успевают перейти в основное состояние.

Простейший способ оценки равновесных значения F_i и $\bar{i}$ состоит в использовании полуэмпирических формул. Ионы удерживают те электроны, скорость которых близка к скорости иона, при этом можно использовать статистическую теорию Бора [22]. Для расчета среднего заряда была предложена [23] полуэмпирическая формула, которая неоднократно и успешно использовалась разными авторами для сравнения с экспериментом:

$$\bar{i} / Z = f(v/Z^\alpha), \quad (6)$$

где f – монотонно возрастающая функция, $1/3 \leq \alpha \leq 2/3$. Значения f и α должны подбираться на основе экспериментальных данных. Так, для процесса прохождения ионов в азоте – $\bar{i} / Z = 0,18 v/Z$ при $\bar{i} / Z < 0,3$.

4.2 Сечения потери электронов

Эффективные сечения потери и захвата электронов ионами определялись на основании исследования зарядового состава ионного пучка, прошедшего слой вещества. В процессе эксперимента контролировалось влияние углового распределения частиц, рассеянных в веществе, подбором геометрии регистрирующих устройств так, чтобы погрешность измерений не превышала 10%.

Установлено, что скорость v_m , при которой сечение потери электрона достигает максимума, определяется энергией его связи в атоме I ,

$$v_m = \gamma u, \quad u = (2I/m_e)^{1/2}, \quad (7)$$

где $\gamma \approx 1,3$ в гелии, а в криптоне $\gamma \approx 2$.

Это соотношение остается справедливым и для процессов потери нескольких электронов, если величину u определять из средней энергии удаляемых электронов. Для ионов с одинаковыми ионизационными потенциалами при фиксированной энергии частиц сечение потери одного электрона приблизительно пропорционально числу электронов во внешней оболочке иона q_i , а сечение потери двух электронов пропорционально $q_i(q_i-1)$. Величины $\sigma_{i,i+1}/q_i$ образуют систему непересекающихся кривых. При уменьшении потенциала ионизации I_i это отношение монотонно увеличивается. При малых скоростях $v < u$ зависимость сечения от I_i усиливается, по сравнению с большими скоростями.

Известно, что при изменении ядерного заряда иона Z величины I_i и q_i изменяются немонотонно, поэтому зависимость сечений потери электрона от Z тоже немонотонна. Для ионов, у которых внешние электроны находятся в К и L-оболочках значения $\sigma_{i,i+1}/q_i$ (в пределах 20%) ложатся на одну кривую, зависящую только от ионизационного потенциала. Исключение составляют повышенные сечения потери электронов для ионов в метастабильных состояниях. Потеря каждого из электронов многоэлектронных ионов в ионно-атомных столкновениях происходит независимо одного от другого и ведет не только к однократной ионизации, но и к потере двух и более электронов в одном столкновении. Это позволяет в теоретических расчетах использовать одноэлектронное приближение. При переходе от одной заполненной оболочки n к другой, при $v < u$, изменение сечения потери электрона носит ступенчатый характер.

На основании экспериментальных данных и простых расчетов установлено, что величина сечения потери электрона

определяется в основном ионизацией при больших прицельных параметрах. Теоретические модели свободных столкновений и нерелятивистского борновского приближения удовлетворительно описывают сечения потери электронов ионами в водороде и гелии. Анализ показал, что внешняя экранировка для положительно – заряженных и нейтральных частиц мало влияет на зависимость сечений потери электронов от заряда иона, но становится заметной для отрицательных ионов. Для данного интервала скоростей ионов v можно использовать полуэмпирическую формулу:

$$\sigma_{i,i+1} = N_i \pi a_0^2 Z_c^\alpha / (v u_i u_c), \quad (8)$$

где $\alpha = 0,5-0,7$ $Z_c > v/2$, $v > (1-2)u_i$, N_i – число электронов в ионе, u_i и u_c – орбитальная скорость внешних электронов в ионе и атоме среды соответственно, a_0 – радиус боровской орбиты.

4.3 Сечения захвата электронов

Лежащее в основе теоретических формул представление о преимущественном захвате электронов с орбитальными скоростями близкими к скорости ионов, получило экспериментальное подтверждение. С наибольшей вероятностью электроны захватываются в состояния с энергией связи $(m_e v^2/2)$, где m_e – масса электрона. Установлено, что между сечениями захвата электрона протонами и другими ядрами или ионами с большими зарядами существует приближенное соотношение, которое слабо зависит от среды и находится в качественном согласии со статистическими представлениями об электронном захвате. Основной вклад в сечения электронного захвата вносят далекие столкновения со сравнительно небольшой вероятностью

захвата. Из-за этого заметной конкуренции в нашем случае между захватом и потерей электрона не наблюдалось.

Приближения Оппенгеймера – Бринкмана – Крамерса (ОБК), полученное при описании атомов среды водородоподобными функциями, показало качественное совпадение с экспериментом при включении в расчет нормирующего коэффициента. При этом предполагалось, что захват электрона осуществляется из любой оболочки атома среды с произвольными эффективными зарядами и параметром экранировки в состояние с любым заданным главным квантовым числом n . Результаты исследования сечений потери и захвата электронов быстрыми ионами позволили установить причины закономерностей наблюдаемых в равновесном зарядовом составе ионных пучков, проходящих через разреженные среды. Распределение зарядов определяются в основном сечениями потери и захвата электронов ионами с зарядами близкими к $\bar{i}$.

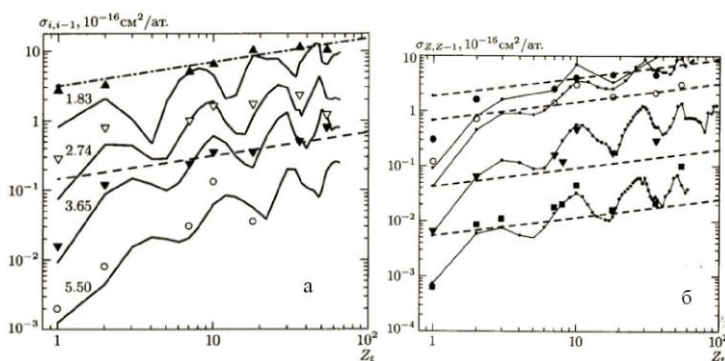


Рис. 6. Зависимость сечений захвата электронов: а – ионами бора B^{3+} и б – ядрами H^+ , He^{2+} , B^{5+} , N^{7+} от Z_c .

Для ионов с малыми зарядами сечение захвата электрона зависит от заряда ядра мишени немонотонно в связи с периодическим изменением числа вакансий и средней энергии связи. При доступных в эксперименте скоростях ионов сечения захвата электронов при изменении ядерных зарядов атомов среды

осциллируют (рис. 6), каждый из максимумов связан с парциальным сечением захвата электрона из разных электронных оболочек атомов.

Измерения показали, что для ионов с зарядами ядер $Z = 7-10$ и энергией $0,03-0,3$ МэВ/нуклон равновесные толщины твердых мишеней превышают толщины газов на порядок величины. Анализ отношений сечений потери и захвата электронов в твердой среде и в газе подтвердил увеличение сечений потери электронов и уменьшение сечений захвата электронов в твердом веществе по сравнению с газами. Удовлетворительное описание процесса захвата электрона можно получить, используя полуэмпирическую формулу:

$$\sigma_{i,i-1} = 4\pi a_0^2 i^3 Z_c^{1/3} v^{-5} . \quad (9)$$

Следует указать на особенности установления зарядового равновесия при прохождении ионов через твердое вещество. В этом процессе непосредственную роль играют сечения потери и захвата электронов. Так как в твердом веществе у быстрого иона сохраняется большое количество электронов в возбужденных состояниях, вероятность потери которых больше, чем потеря из основного состояния, то, в согласии с экспериментом, равновесный заряд в твердом веществе больше, чем в газе. Однако, кроме увеличения сечения потери электрона имеет место и уменьшение сечения захвата электрона, связанное с повышенным сечением потери электронов из возбужденных состояний и отсутствием у ионов тех возбужденных состояний, размеры оболочек которых превышают среднее расстояние между атомами среды. Для ионов с небольшими зарядами разница невелика, но при больших зарядах этот эффект становится значительным. Эти процессы сказываются на величине равновесного заряда и равновесной толщине мишени.

В экспериментально и теоретически исследованном интервале скоростей $(1-5)v_0$ и ионов (3 периода таблицы Д.И. Менделеева) была установлена зависимость рассмотренных параметров столкновений от структурных особенностей взаимодействующих частиц. Результаты измерений показаны на рис. 3, 4, 6.

4.5 Метастабильные состояния ионов

Экспериментально установлено, что в пучках быстрых ионов из циклотрона или прошедших через газовые или твердые мишени всегда присутствует определенное количество частиц в возбужденных состояниях, часть которых оказывается долгоживущими (метастабильными). Такие состояния, например, были обнаружены в пучках изоэлектронных рядов гелия и лития. Идентификация метастабильных частиц выполнялась время-пролетным методом. Присутствие их в ионных пучках заметно изменяет величины сечений потери и захвата электронов, что отражается на эффективном заряде ионов и, соответственно, на величине потери энергии. Для оценки этих изменений, при прохождении ионов через разные среды, была проведена серия измерений относительных количеств этих ионов α в разных условиях столкновения: в процессах захвата и потери электрона — α_1 , при захвате двух электронов — α_2 , в случаях прямого возбуждения — α_3 .

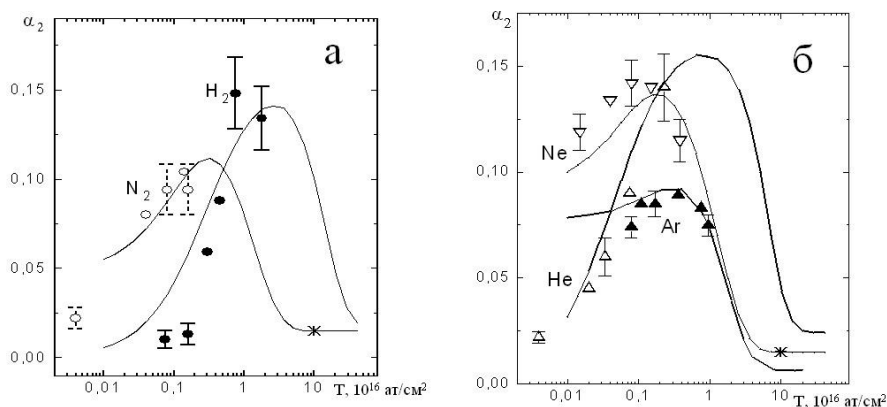


Рис.7 Зависимость α_2 — количества литиеподобных ионов азота в метастабильном, автоионизирующемся состоянии $P_{5/2}^{4/2}$, от толщины мишени T_g : а — в молекулярных газах — H_2 и N_2 . Эксперимент: (●) — в водороде H_2 , (○) — в азоте N_2 , (*) — в целлюлоиде; б — в инертных газах — He , Ne и Ar . Эксперимент: (Δ) — в гелии (He), (∇) — в неоне (Ne), ($\blacktriangle$) — в аргоне (Ar), (*) — в целлюлоиде. Расчеты — сплошные линии.

Выяснилось, что наибольшее количество, до 60%, метастабильных гелиеподобных ионов $(1s2s)^{1,3}S$ образуется при захвате электрона водородоподобным ионом. Образование метастабильных литиеподобных ионов в состоянии $P_{5/2}^{4/2}$ осуществляется в значительном количестве при захвате электрона метастабильными гелиеподобными ионами (до 10%) и в еще большем количестве при захвате двух электронов водородоподобными ионами (до 20%). Эксперимент показал, что в последнем случае процесс захвата электрона проходит по-разному в легких средах (водород, гелий) и в тяжелых (азот и аргон). В легких средах с увеличением толщины мишени количество метастабильных частиц в ионном пучке увеличивается пропорционально увеличению толщины мишени, в тяжелых средах количество метастабильных ионов практически не зависит от толщины мишени. Можно предположить, что причина заключается в том, что в легких средах из-за отсутствия

в ионе электронов с параллельными спинами захват происходит последовательно по одному электрону, в тяжелых газах, кроме аналогичного процесса, возможен захват сразу двух электронов в одном акте столкновения. Чем больше Z_c , тем более вероятным становится второй процесс (рис. 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценивая экспериментальный материал, полученный с использованием 72-см циклотрона, можно констатировать, что свою «миссию» он выполнил и затраты на его создание были оправданы. Были обнаружены и изучены многие новые явления в ядерной и атомной физике, получившие признание в нашей стране и за рубежом, исследованы параметры взаимодействия ионов с веществом, которые нашли применение в ядерной физике, ускорительной технике, создании сильноточных ионных источников. Так как циклотрон находился в учебных заведениях высшей школы, он был использован как тренажер для обучения студентов, которые в настоящее время стали известными специалистами и работают в крупных лабораториях страны. Можно сказать, что опыт использования таких установок в высшей школе оправдал себя, продемонстрировав необходимость объединения науки и образования.

P.S. Цикл работ по ускорению на 72-см циклотроне и дальнейшему использованию пучков тяжелых ионов выполнялся коллективом научных сотрудников. На первом этапе, до 1953г, исполнители перечислены в [3]. На втором этапе (до 1963 г) – основные работы проводили Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Фатеева Л.Н. В отдельных работах принимали участие, кроме уже перечисленных, Булгаков Ю.В. с

сотрудниками, Бедняков А.А., Ташаев Ю.А., Зайков В.П., Коновалова Ж.М., Кралькина Е.А., Файнберг Ю.А. и др. Так как работы с тяжелыми ионами на циклотроне были «пионерскими», опыт приобретался постепенно, большую роль играла активная и творческая работа операторов циклотрона - Дивногорцева Ю.П., Данилова А.С., Листова М.Х., Кирпичева Н.С., Хлапова В.К. и др. Модернизацию циклотрона проводили сотрудники перечисленные в публикации [4]. Обработка и анализ многочисленных экспериментальных результатов продолжается и в настоящее время с участием Белковой Ю.А., Новикова Н.В., Файнберга Ю.А.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ливингстон М., Розе М., Намиас М.* Циклотрон Сб. статей. ОГИЗ М.Изд-во Техникo - теоретической литература, 1948 г. 293с.
2. *Ливингстон М.* Ускорители М. Изд-во Иностранной Литературы 1956, с. 11-47.
3. *Васильев С.С.* “Лаборатория ядерных реакций” // В кн. “История и методология” Вып. VIII Физика, М.: Изд-во Моск ун-та, 1970, с. 23-50.
4. *Саркисян Л.А., Кошевой И.Д., Калита В.А., Николаев В.С., Зайков В.П. (НИИЯФ МГУ), Попов Б.М., Виноградова Л.И. (МИФИ)* Модернизация циклотрона МИФИ. // Вестник МГУ, Сер.3, 1981, т. 22, N 5, с. 83.
5. *Reynolds H.L., Scott D.W., Zucker A.* // Phys. Rev. 1954. V. 95 p. 671 ; *Reynolds H.L., Wyly L.D., Zucker A.* // Phys. Rev. 1955. V. 98 p. 474.
6. *Walker D., Fremlin I.H., Link W.T., Stephens K.I.* // Brit. J. App. Phys. 1954. V. 5 p. 157.

7. *Флеров Г.Н.* Ядерные реакции при малых и средних энергиях, Труды Всесоюзной. Конференции. М.: Изд-во АН СССР. 1958. с. 489.
8. *Баращенко В.С.* Новое в профессии тяжелых ионов М.: Атомиздат, 1977. 120 с..
9. *Whaling W.* // Handbook der Physik. 1958.V. 34, p. 193
10. *S.K. Allison, S.D. Warshaw* // Rev. Mod. Phys. 1953, V. 25 p. 779 ; 1958. V. 30 p. 1137.
11. *Аллисон С.К., Гарсиа-Муньюс М.* Сб. Атомные и молекулярные процессы Под ред. Бейтс Д. гл.19 изд-во Мир. 1964. с. 624-675.
12. *Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Дмитриев И.С., Теплова Я.А.* // ЖЭТФ. 1957. т. 32, с. 965.
Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Николаев В.С., Фатеева Л.Н. // ЖЭТФ. 1957. т. 32. с. 974.
Николаев В.С., Дмитриев И.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1957. т. 33. с. 1325.
13. *Northcliffe L.G.* // Phys. Rev. Let. 1960. V. 5, p. 358. ; Phys. Rev. 1960 V. 120 p. 1744 ; Ann/. Rev. Nucl. Sci. 1963. V. 13 p. 67.
14. *Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Фатеева Л.Н.* Ускорители. Атомиздат 1960. с. 90-97.
Николаев В.С. // УФН. 1965. т. 85, с. 679 – 718.
15. *Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А.* Экспериментальная установка «Сокол»// Сб Столкновение быстрых ионов в веществе// УНЦДО М. 2002. с. 17-28.
16. *Теплова Я.А., Николаев В.С., Дмитриев И.С., Фатеева Л.Н.* // ЖЭТФ. 1962. т. 42, с. 44.
17. *Стародубцев С.В., Романов А.М.* Прохождение заряженных частиц через вещество Изд. АН Узб.ССР. 1962. с
18. *Fermi E., Teller E.* // Phys. Rev. 1947. V. 72. p.399.

19. *Фирсов О. Б.* // ЖЭТФ. 1959. т. 36. с. 1517.
- 20 *Lindhard J., Scharff M.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. p. 126.
21. *Дмитриев И.С., Николаев В.С., Теплова Я.А.* Об изменении заряда ионов при прохождении их через тонкие пленки. Сб. «Взаимодействие атомных частиц в веществе и на поверхности твердого тела», Изд. «ФАН» Узбекской ССР. Ташкент. 1972. с. 112.
- Теплова Я.А., Dmitriev I.S., Nikolaev V.S.* // J. Phys. B. 1971. V.4. p. L70.
22. *Бор Н.* Прохождение атомных частиц через вещество М ИЛ. 1950.
23. *Дмитриев И.С., Николаев В.С.* // ЖЭТФ. 1964. т. 47. с. 615.