

УДК 539.1.078

Н. У. АЛДИЯРОВ, В. С. ЖДАНОВ, А. Г. МИТЬ,
Л. М. НАЗАРЕНКО, Л. А. ТУМАТОВА, Е. М. ЯКУШЕВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ФРАКЦИОНИРОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ ТЯЖЕЛОГО ВОДОРОДА НА ТОНКИХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНКАХ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ТРИТИЯ

Даны физические основы нового метода масс-спектрального определения концентрации трития в водородосодержащих средах, опирающегося на использование эффекта диссоциации молекулярных ионов тяжелого водорода в тонких углеродных пленках. Сделан подробный анализ явлений, сопровождающих взаимодействие частиц с твердым телом: угловое рассеяние, изменение зарядового состояния, потери энергии протонов, дейтронов и тритонов. Приведенные теоретические и экспериментальные данные свидетельствуют о том, что практическая реализация предлагаемой технологии возможна при сравнительно низкой энергии частиц ~ 10 кэВ/нуклон.

Введение. Одним из нежелательных последствий производства атомной энергии является выброс трития в окружающую среду. Несмотря на то, что увеличение дозовой нагрузки ионизирующего излучения из-за нарабатываемого трития в среднем по всему миру невелико, выброс трития в окружающую среду имеет большое значение ввиду особой роли воды и водорода в жизни человека. Поэтому разработка новых, достаточно простых методов измерения малых концентраций трития в водородосодержащих средах является актуальным как с точки зрения мониторинга радиоактивного загрязнения территорий, примыкающих к объектам атомной энергетики, так и с точки зрения развития тритиевых технологий в научных исследованиях. В работах [1, 2] предложен новый метод определения концентрации трития в водородосодержащих средах. Характерной особенностью этого метода является использование эффектов диссоциации и перезарядки молекулярных ионов водорода за счет обменных взаимодействий при прохождении газовой или твердотельной мишени. Основная цель этой работы состоит в получении комплекса теоретических и экспериментальных данных, необходимых для обоснования нового метода определения трития в водородосодержащих средах.

Физические основы метода

Ионно-оптическая система. Суть метода состоит в двойном масс-спектральном анализе с дополнительной промежуточной ионизацией (рис. 1). Выделенный с помощью первого масс-сепаратора пучок молекулярных ионов тяжелого

водорода ($D_2^+ + HT^+$) дополнительно ионизируется путем пропускания через твердотельную мишень. Затем, после прохождения второго масс-сепаратора, он разлагается на ряд фрагментов T^+ , D^+ , и H^+ , каждый из которых попадает на свой детектор, причем ионы T^+ и H^+ регистрируются одновременно с использованием схемы протон-тритонных совпадений.

В целом метод предусматривает выполнение пяти взаимосвязанных процедур:

- выделение газообразного водорода из исследуемого вещества, его ионизацию в ионизационной камере источника ионов и получение интенсивного ионного пучка,
- первичное фракционирование ионного пучка в масс-сепараторе и выделение пучка молекулярных ионов с массовым числом 4,
- преобразование пучка молекулярных ионов в пучок изоскоростных частиц (протонов, дейтронов и тритонов) путем дополнительной ионизации,
- повторное фракционирование пучка изоскоростных частиц в энергоанализаторе на пучки протонов, дейтронов и тритонов,
- регистрация совпадений попадания протонов и тритонов на отдельные детекторы.

В качестве высокоточного источника ионов (1) в данной схеме может быть использован плазменный генератор типа плазмотрон, обеспечивающий генерацию высокоинтенсивного потока положительных ионов рабочего газа. [3]. Первый масс-сепаратор (2) играет роль фильтра масс. Он должен выделить для последующего анализа мультиплет с массовым числом $M4$, а другие ионы развести по возможности на большие углы,

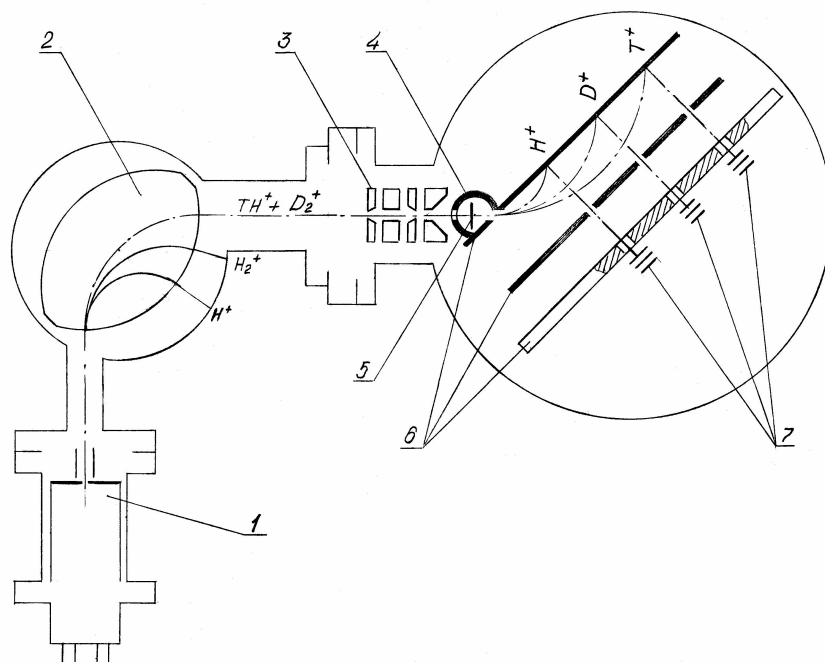


Рис. 1. Ионно-оптическая схема масс-спектрометрической установки. 1 – источник ионов, 2 – магнитные наконечники первого масс-сепаратора, 3, 4 – электроды фокусирующей линзы и ускоряющего промежутка, 5 – узел дополнительной ионизации – углеродная мишень, 6 – электроды электростатического дефлектора, 7 – детекторы электронов

чтобы в окрестности пучка М4 свести к минимуму фон, создаваемый рассеянными ионами интенсивных соседних линий. Для создания узла дополнительной ионизации (5) используется явление диссоциации молекулярных ионов при их прохождении через тонкую твердотельную мишень. Перед поступлением на мишень ионный пучок фокусируется и ускоряется до энергии ~ 10 кэВ/нуклон системой электродов 3, 4. В качестве второго масс-сепаратора используется электростатический дефлектор на основе однородного электростатического поля (электроды-6). В качестве регистрирующего устройства (7) для регистрации спектральных линий H^+ и T^+ использованы шевронные блоки из микроканальных пластин. При использовании в системе регистрации схемы протон-тритонных совпадений фон случайных совпадений, обусловленный шумами умножителей, не будет влиять на результаты измерений. Регистрацию протон-тритонных совпадений детекторами 7 предполагается производить по электронам, возникающим за счет эффекта ионно-электронной эмиссии в плоскости фокусировки ионов.

Метод двойного масс-спектрального анализа изотопного состава водорода обладает двумя благоприятными особенностями. Во-первых, он не требует применения прецизионных и дорогих масс-спектрометрических установок, поскольку изотопы водорода существенно отличаются друг

от друга по массам. Во-вторых, использование схемы совпадений позволяет понизить фон регистрирующего устройства до уровня, обеспечивающего практически бесфоновые масс-спектрометрические измерения концентрации трития в водороде. Вместе с тем выбор параметров ионно-оптических систем и расчет блока детектирующего устройства требуют детального учета эффектов фракционирования молекулярных ионов тяжелого водорода, происходящих в узле дополнительной ионизации: угловое рассеяние частиц на материале мишени, изменение зарядового состояния, потери энергии протонов, дейтронов и тритонов при прохождении через тонкие слои вещества. При этом толщина мишени должна быть выбрана из компромиссных соображений. С одной стороны, она должна быть достаточно большой для того, чтобы при выходе частиц из мишени расстояния между ними были достаточно велики и вылетевшие частицы стали независимыми. С другой стороны, толщина мишени должна быть достаточно малой, так как угловые рассеяния и потери энергии частиц в процессе прохождения вещества мишени должны быть незначительны.

Угловое рассеяние. Угловое распределение частиц после прохождения ими твердотельных мишеней изучалось в ряде работ [4-6]. В работе [4] приведены результаты измерения углов рассеяния ионов, образовавшихся при прохождении

моноэнергетических пучков атомов водорода, дейтерия и гелия через углеродную пленку толщиной $2,7 \text{ мкг/см}^2$ в диапазоне энергий 5-230 кэВ – для водорода, 5-25 кэВ – для дейтерия и 5-230 кэВ – для гелия. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами, полученными путем численного моделирования. На рис. 2 представлены типичные экспериментальные угловые распределения ионов, образовавшихся при прохождении моноэнергетического пучка атомов водорода с энергией 5 и 25 кэВ через углеродную пленку толщиной $2,7 \text{ мкг/см}^2$ (около 100 Å).

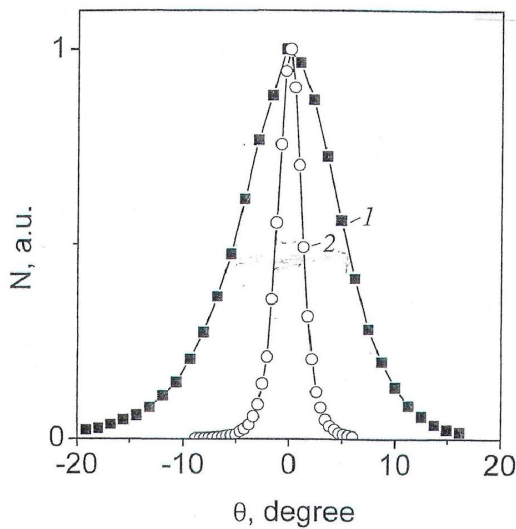


Рис. 2. Угловое распределение ионов, образовавшихся при прохождении моноэнергетического пучка атомов водорода через углеродную пленку толщиной $2,7 \text{ мкг/см}^2$:
1 – пучок атомов водорода с энергией 5 кэВ,
2 – пучок атомов водорода с энергией 25 кэВ

зарядового состояния и практически не зависит от массы частиц.

В работе [7] приведены экспериментальные результаты по рассеянию ионов водорода в некоторых веществах. На рис. 4 представлены функции распределения ионов водорода в зависимости от материала и толщины мишени d .

Авторами работы [8] были проведены теоретические расчеты и экспериментальные измерения энергетических спектров протонов, прошедших через углеродную фольгу с начальной энергией 10-25 кэВ, в зависимости от угла падения пучка на мишень. Достигнуто хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. При численных расчетах авторами учтено влияние

Авторами показано, что изотопный эффект при рассеянии водорода на пленках в рассматриваемом диапазоне энергий практически отсутствует. На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость углового рассеяния ионов водорода, дейтерия и гелия и расчетная зависимость для ионов водорода и гелия от исходной энергии частиц.

Из рисунка следует, что ширина на половине высоты распределения при $E=25 \text{ кэВ}$ составляет величину $\sim 3^\circ$, при $E=10 \text{ кэВ}$ $\sim 7^\circ$, при $E=5 \text{ кэВ}$ $\sim 10^\circ$. Видно, что угловое рассеяние частиц зависит от

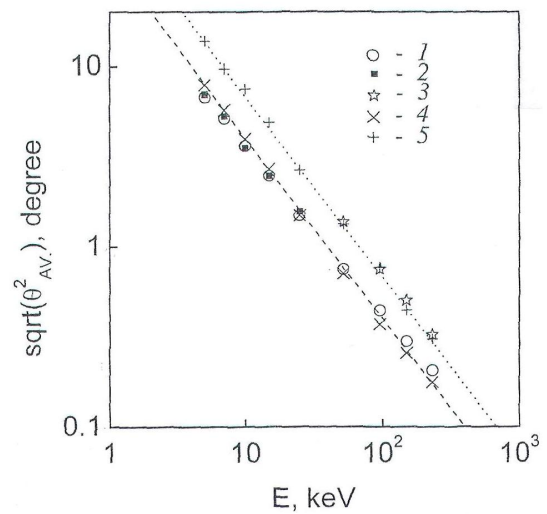


Рис. 3. Угловой разброс пучка ионов в зависимости от исходной энергии частиц. Экспериментальные данные:
1 – водород, 2 – дейтерий, 3 – гелий.
Результаты расчета:
4 – водород, 5 – гелий

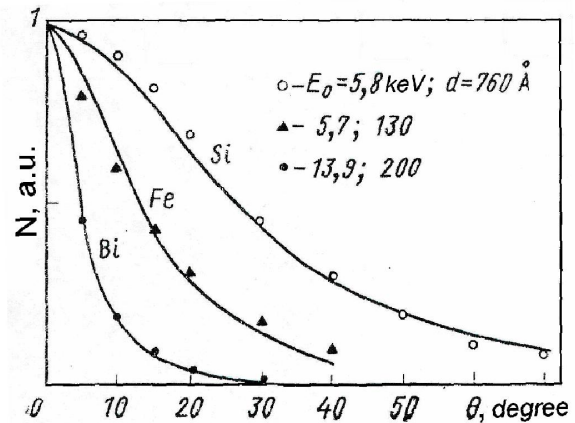


Рис. 4. Рассеяние ионов водорода в зависимости от материала и толщины мишени

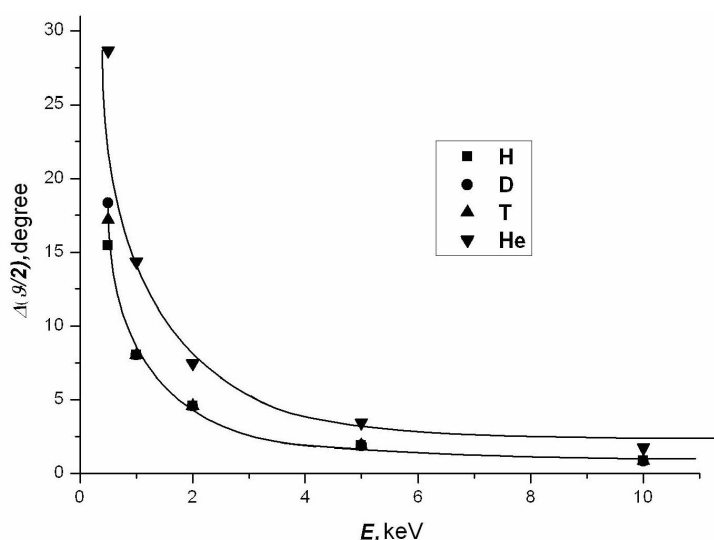


Рис. 5. График зависимости полуширины углового распределения от начальной энергии ионов

различных факторов на форму энергетических распределений: торможения частиц в электронной среде материала мишени, флуктуаций потерь энергии при неупругих столкновениях, многократного упругого рассеяния на ядрах мишени, неоднородности мишени. Показано, что основную роль в формировании энергетического спектра протонов низких энергий, прошедших через мишень, играют неупругие столкновения. На рис.5. представлена зависимость полуширины углового распределения при прохождении ионами углеродной пленки толщиной $L=50 \text{ \AA}$.

Угловой разброс уменьшается с увеличением начальной энергии. Результаты расчета хорошо согласуются с результатами работы [4]. В частности, подтверждена независимость углового рассеяния изотопов водорода от их массы. Учитывая линейную зависимость углового разброса от толщины пленки и результаты представленные на рис. 3 можно оценить угловой разброс при начальной энергии налетающей частицы $E_0=10 \text{ кэВ}$ и толщине мишени $L=100 \text{ \AA}$ ($2,2 \text{ мкг/см}^2$). Полуширина этого разброса составляет величину

$$\Delta_{1/2} \approx \frac{6,6^0 \cdot 2,2}{2,7} \approx 5^0. \quad (1)$$

В интересующей нас области энергий $5 \div 50 \text{ кэВ}$ угловые рассеяния имеют значения порядка $10^0 \div 1^0$. Ширина рассеяния падает с ростом энергии падающего пучка и линейно растет с увеличением толщины мишени. При энергии 10 кэВ и толщине мишени $100 \text{ \AA}$ следует ожидать угло-

вые рассеяние порядка 5^0 град. Это угловое рассеяние может быть скомпенсировано за счет эффекта фокусировки в электрическом поле второго масс-анализатора при угле отклонения 90^0 .

Изменение зарядового состояния. Известно [6], что отношение числа протонов к числу нейтральных атомов водорода на выходе из алюминиевой фольги $R = h_+/h_0$ возрастает пропорционально энергии E падающих на мишень протонов. Причем, это отношение практически не зависит от материала мишени и эта зависимость имеет вид прямой линии. Зависимость величины R от энергии протонов можно получить из графиков равновесия между h_0, h_+, h_- в алюминиевой фольге, приведенных в [6]. Соответствующие данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

$E, \text{кэВ}$	10	13	20	40	60	100
h_+	0.18	0.23	0.39	0.5	0.62	0.77
h_0	0.8	0.76	0.62	0.5	0.18	0.23
$R = \frac{h_+}{h_0}$	0.2	0.3	0.65	1	1.86	3.35

Отсюда следует, что при энергии частиц $E=10 \text{ кэВ}$ величина $R = \frac{\delta_+}{\delta_0} = 0,23$. Таким образом, можно ожидать, что при прохождении углеродной пленки молекулами водорода доля ионизированных частиц будет составлять около 25%.

Долю ионизированных частиц также можно определить на основании полуэмпирической формулы:

$$h_+ = 1 - \exp \left[-0,982 \left(\frac{V}{V_m} \right)^{1,44} \right], \quad (2)$$

полученной из экспериментальных данных [9]. Здесь V_m - максимальная скорость свободных электронов в материале мишени, определяемая по обычной формуле статистики Ферми, V - скорость налетающей на мишень частицы, ($V \leq V_m$). Для углерода $V_m = 3,127 \cdot 10^6$ м/сек. При энергии 10 кэВ скорость протона $V = 1,38 \cdot 10^6$ м/сек.

$$h_+ = 1 - \exp \left[-0,982 \left(\frac{1,38}{3,127} \right)^{1,44} \right] \approx 0,25.$$

На рис. 6 представлена вероятность выхода h_+ из мишени ионизованных частиц в зависимости от энергии E падающих на мишень молекулярных ионов.

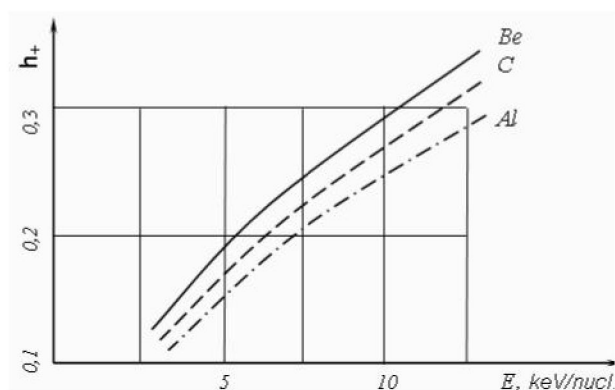


Рис. 6. Вероятность выхода h_+ из мишени ионизованных частиц в зависимости от энергии E падающего на мишень молекулярного пучка

Видно, что доля прошедших мишень заряженных частиц слабо зависит от материала мишени. Для расчета доли положительных ионов авторами работы [8] предложена очень простая эмпирическая формула:

$$h^+(E) = 0,08 \cdot E^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь энергия E измеряется в кэВ. При $E = 10$ кэВ формула (3) дает значение $h^+ \approx 0,25$.

Хорошее согласие между экспериментальными результатами и расчетами, дает основание полагать, что после прохождения углеродной пленки атомами водорода с энергией 10 кэВ, доля ионизованных частиц - протонов, дейтронов и

трионов будет составлять около 25% от общего количества падающих на мишень частиц. Потерю части потока частиц в результате их перезарядки и нейтрализации в материале мишени необходимо учесть при определении чувствительности метода.

Потери энергии. При прохождении моноэнергетического пучка частиц через мишень, частицы теряют энергию и пучок перестает быть моноэнергетическим. Тормозная способность вещества мишени и форма энергетического спектра частиц определяются, в основном, следующими факторами: 1) систематическое торможение частиц в среде; 2) вероятностный характер потерь энергии в единичном акте неупругого соударения; 3) флуктуации длин путей частиц из-за многократного упругого рассеяния; 4) отражение частиц от мишени; 5) неоднородность мишени и флуктуации ее толщины. Относительная роль этих факторов в формировании спектра зависит от начальной энергии частиц, их массы, заряда, вещества мишени и ее толщины. Приближенные теоретические расчеты тормозной способности в области малых энергий дают прямую линейную зависимость тормозной способности вещества от скорости частицы. Так в [6] приведена формула, полученная Ферми и Теллером для очень малых энергий с учетом только систематического торможения частиц.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4Ry}{3\pi R_0} \frac{V}{V_0} \ln \frac{V_m}{V_0}. \quad (4)$$

При этом предполагается, что частица, обладающая массой большой по сравнению с массой электрона, движется сквозь Ферми-газ, состоящий из электронов, со скоростью, малой по сравнению с максимальной скоростью электронов в газе. Здесь $R_y = 13,6$ эВ - постоянная Ридберга, V_m - максимальная скорость свободных электронов в материале мишени (для углерода $V_m = 3,127 \cdot 10^6$ м/сек.), $R_0 = 0,529$ А и $V_0 = 2,187 \cdot 10^6$ м/сек - радиус первой боровской орбиты и скорость электрона на ней соответственно, V - скорость частицы. Выражая

$$V = \sqrt{\frac{2E}{m_p}}, \text{ и обозначая}$$

$$a = \frac{4}{3\pi} \frac{Ry}{R_0 V_0} \cdot \sqrt{\frac{2}{m_p}} \cdot \ln \frac{V_m}{V_0} \quad (5)$$

равенство (4) можно записать в виде:

$$-\frac{dE}{dx} = a\sqrt{E}. \quad (6)$$

Вычисления дают для протонов значение величины $a = 0.025 \frac{\text{эВ}^{1/2}}{\text{А}^0}$.

На рис. 7 представлены длины пробега R_n протонов в материале мишени, рассчитанные по формуле (4) в зависимости от энергии налетающей на мишень частицы. Расчеты по формуле (4) могут дать лишь ориентировочные значения потерь энергии, поскольку в ней учитывается только один, простейший фактор – непрерывное торможение частиц в электронной среде материала мишени. Тормозная способность электронной среды также исследовалась в работе [10] при энергии падающих частиц 150 кэВ/нуклон. Диссоциация молекулярных ионов водорода при прохождении через углеродную пленку исследовалась в работах [11, 12]. В работе [13] измерен выход молекулярных ионов, нейтральной и заряженной компонент при прохождении через углеродную мишень толщиной 5-40 мкг/см².

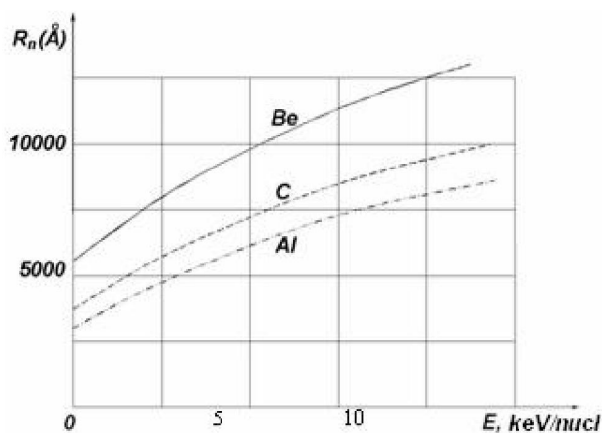


Рис. 7. Длины пробега R_n протонов в материале мишени в зависимости от энергии налетающей на мишень частицы

Одновременный учет всех перечисленных выше факторов, влияющих на тормозную способность вещества мишени, при теоретических расчетах весьма затруднителен. Поэтому основные сведения можно получить из немногочисленных экспериментальных работ.

В работе [8] в качестве мишеней были использованы углеродные фольги с толщинами $L \approx 25 \text{ Å}$,

40 Å и 70 Å и получены энергетические спектры различных молекулярных ионов водорода. Энергии частиц подобраны так, чтобы скорости падающих на мишень частиц были примерно одинаковы. При этом удельная энергия составляла величину $E_0 \approx 3850 \text{ эВ/нуклон}$. Спектры представлены на рис. 8.

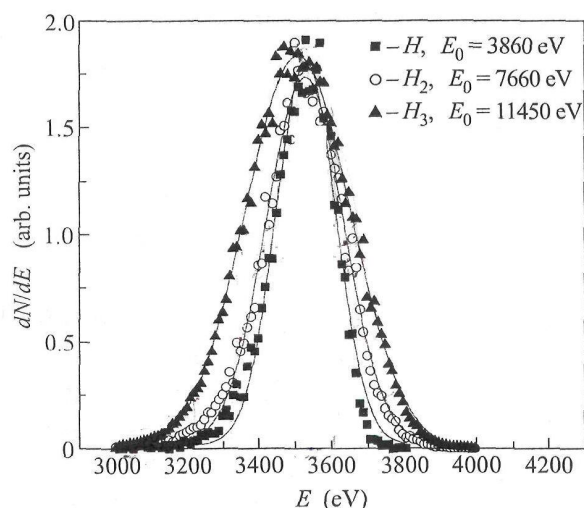


Рис. 8. Энергетические спектры различных молекулярных ионов водорода при одинаковой удельной энергии

Из рис. 8 видно, что положение максимума спектра прошедших частиц для разных молекулярных ионов с одинаковой начальной скоростью на нуклон совпадают, т.е. потери энергии для разных молекулярных ионов одинаковы. Однако ширина спектра потерь энергии для ионов с одинаковой начальной скоростью растет с числом нуклонов, и линейно растет со скоростью. Потери энергии можно оценить по смещению максимума распределения вдоль энергетической оси:

$$a = 0.096 \frac{\text{эВ}^{1/2}}{\text{А}^0}.$$

Авторами этой работы были проведены расчеты с использованием компьютерной программы, моделирующей процессы взаимодействия частиц с веществом мишени. В качестве мишени была рассмотрена углеродная фольга толщиной 50 Å. Результаты представлены на рис. 9.

Из приведенного рисунка видно, что для изотопов водорода тормозная способность пропорциональна скорости налетающей на мишень частицы и практически не зависит от массы изотопа. В этом отношении эти данные хорошо

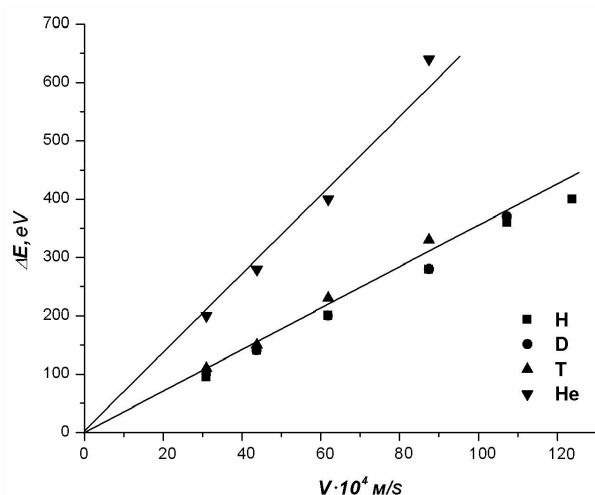


Рис. 9. Зависимость потери энергии от начальной скорости ионов

согласуются с теоретической формулой Ферми-Теллера. Однако, количественное отличие весьма существенно. Из графика следует, что величина

$\alpha \approx 0,093 \frac{\text{эВ}^{1/2}}{\text{А}^0}$. Формула Ферми-Теллера (4) дает заниженное значение этой величины.

На рис. 10 даны значения полуширины энергетических спектров для углеродной фольги с $L=25\text{А}$ в зависимости от скорости подающих частиц.

В работе [14] было показано, что ширина пика в данной области энергии водорода для протонов,

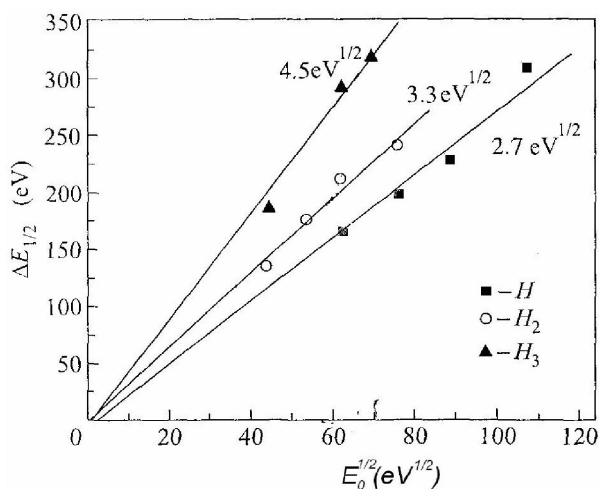


Рис. 10. Полуширины энергетических спектров для углеродной фольги с толщиной $L=25\text{А}$ в зависимости от начальной скорости падающих частиц (в расчете

на нуклон). Около кривых указаны значения $\frac{\Delta E_{1/2}}{E_0^{1/2}}$

регистрируемых в направлении падающего пучка может быть описана выражением

$$\Delta E_{1/2} \approx 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sqrt{E_0} aL \left\{ \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\varepsilon(E_0)^2} \cdot \frac{1}{L} \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

где $\bar{\varepsilon}(E_0)$ - удельная потеря энергии $\left(\frac{dE}{dx} \right)$ и

$\varepsilon^2(E_0)$ - средний квадрат потерянной энергии $\left(\frac{dE^2}{dx} \right) \cdot \Delta L$ - флуктуации толщины мишени.

Видно, что отношение $\frac{\Delta E_{1/2}}{\sqrt{E_0}} = \text{const}$

для каждого сорта ионов. Для H_1 это отношение при $L=25\text{А}$ равно $2,7 \text{ эВ}^{1/2}$. Полуширина энергетического распределения в основном определяется флуктуацией толщины пленки. Из приведенных выше данных следует, что при использовании пучка молекулярных ионов водорода, ускоренных до энергии $\sim 10 \text{ кэВ/нуклон}$ и толщине углеродной пленки $\sim 100\text{А}$ полуширина углового распределения составляет $\sim 5^\circ$ градусов, потери энергии составляют $\sim 2,5\%$ - для тритонов и $\sim 7,5\%$ - для протонов. Эти результаты необходимо учесть при расчете фокусирующей и отклоняющей системы второго масс-анализатора.

Оценка чувствительности метода. Связь между концентрацией трития в пробе σ , количеством зарегистрированных импульсов протон-тритонных совпадений N , временем экспозиции t и силой тока i_p , выходящего из источника ионов можно выразить формулой:

$$\sigma = \frac{e(N \pm \sqrt{N})}{2kti_0}, \quad (8)$$

где e - заряд электрона, а k - безразмерный коэффициент, равный отношению числа зарегистрированных импульсов протон-тритонных совпадений к числу вылетевших из источника ионов трития. В основном этот коэффициент зависит от трансмиссии ионно-оптического тракта установки, вероятности преобразования падающего на

пленку иона HT^+ в ионы H^+ и T^+ вероятности регистрации протон-тритонных совпадений и пр. На практике коэффициент k должен быть определен экспериментально путем эталонирования установки. Из приведенной формулы следует, что в описанной масс-спектрометрической установке при времени измерения 2-3 часа (10^4 сек) может быть достигнут рекордно высокий предел обнаружения ультрамалых концентраций трития- $\sigma = 2 \cdot 10^{-18}$ при весьма умеренных параметрах установки: $i_0 = 0.001 \text{ А}$ и $k = 0.01$.

Следует отметить, что имеются весьма значительные резервы в повышении чувствительности. В первую очередь эти резервы можно реализовать путем уменьшения потерь ионного пучка в ионно-оптическом тракте. Кроме того, большие резервы заложены в возможности увеличения выходного ионного тока дуоплазмотрона. В последнее время опубликованы разработки дуоплазмотронов [15] с холодным катодом, в которых при энергии ионов ~ 10 кэВ/нуклон достигаются выходные токи более 100 мА. Таким образом, улучшение системы транспортировки пучка и ионообразования может примерно на два порядка повысить чувствительность к определению трития масс-спектрометрической установки.

Заключение. Обсуждены физические основы нового метода масс-спектрального определения концентрации трития в водородосодержащих средах, опирающегося на использование эффекта диссоциации молекулярных ионов тяжелого водорода в тонких углеродных пленках. Сделан подробный анализ литературных данных по процессам взаимодействия молекулярных ионов водорода с тонким слоем вещества (мишенью) при сравнительно низкой энергии частиц ~ 10 кэВ/нуклон.

Результаты работ предоставляют необходимые данные для определения ионно-оптических систем формирования ионных потоков и систем управления этими потоками. Кроме того, они необходимы для создания узла дополнительной ионизации, а также для расчета и конструирования блока детектирующего устройства прибора.

С целью выяснения возможностей использования углеродной пленки в качестве мишени для диссоциации и ионизации пучка молекулярных ионов водорода учитывались потери энергии, угловое распределение и зарядовые состояния вышедших из мишени частиц в зависимости от толщины углеродной пленки и начальной энергии

частиц. Отобраны наиболее достоверные теоретические и экспериментальные данные в области энергий ~ 10 кэВ/нуклон падающих на мишень частиц.

Из приведенных данных следует, что при толщине углеродной пленки $\sim 100 \text{ \AA}$ полуширина углового распределения составляет $\sim 5^\circ$ градусов, потери энергии составляют $\sim 2,5\%$ для тритонов и $\sim 7,5\%$ для протонов. При указанной толщине мишени ионы H^+ , H_0 , H^- находятся в равновесном состоянии. Концентрации отрицательных ионов H^- на порядок меньше концентраций положительных H^+ и нейтральных H_0 частиц, причем доля положительных ионов в пучке на выходе из мишени составляет около 25%.

Приведенные в настоящей работе теоретические и экспериментальные данные свидетельствуют о том, что практическая реализация предлагаемой технологии измерения малых концентраций трития в водородосодержащих средах возможна при использовании ионных пучков сравнительно малой энергии, характерной для изотопной масс-спектрометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Якушев Е.М., Назаренко Л.М. Способ масс-спектрального определения содержания трития в водороде и устройство для его осуществления / Патент Республики Казахстан N8046 от 12 марта 1999 года.
2. Aldiyarov N.U., Zhdanov V.S., Mit A.G., Nazarenko L.M., Yakushev E.M. A new Mass-spectral Method for Tritium determination in Water-containing Media // 6-th International Conference "Nuclear and Radiation physics". Abstracts. Almaty, 2007. P. 455.
3. Жуков М.Ф., Смоляков В.Я. Электродуговые нагреватели газ-плазмотроны, Москва, 1973.
4. Бабенко П.Ю., Козловский С.С., Афанасьев В.И., Миронов М.И., Петров С.Я., Худолеев А.В., Чернышев Ф.В. Угловые распределения ионов легких элементов после прохождения тонкой углеродной пленки // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, вып. 19. С. 44-48.
5. Donald S. Gemmell. Some new effects seen in the passage of swift ion clusters through solids // Nuclear Instruments and Methods 1976 number 132. P. 61-67.
6. Экспериментальная ядерная физика под редакцией Сегре. Издательство иностранной литературы. М., 1955. С. 143-172.
7. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
8. Коборов Н.Н., Кузовлев А.И., Курнаев В.А., Гелизович В.С. Относительная роль различных факторов в формировании энергетического спектра быстрых заряженных частиц и ионов средних энергий, прошедших через тонкую мишень с учетом флуктуаций ее ширины // Журнал технической физики. 1997. Т. 67, №5. С. 81-93.

9. Таблица физических величин. М.: Атомиздат, 1976. С. 954.

10. Fadanelli R.C., Grande P.L., Behar M., Dias J.F., Schiwiez G. The influence of the Coulomb explosion on the energy loss of H_2^+ and H_3^+ molecules channeling along the Si (100) direction // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 230 (2005). P. 96-99.

11. Артемов А.С., Байгачев Ю.К. и др. Взаимодействие H^- с фольговыми мишенями перезарядного устройства канала транспортировки пучка // ЖТФ. 1998. Т. 68, №8. С. 451-454.

12. Poizat J.-C., Remillieux J. Dissociation of a faze H_2^+ molecular ion beam colliding with thin carbon targets // Physics Letters. V. 34. A. (1971). №1. P. 13-54.

13. Werner Brandt, Roman Laubert, Anthony Ratkowski. Propagation of swift cluster through solids // Nuclear Instruments and Method. 132 (1976). P. 57-59.

14. Гриднева Е.А., Курнаев В.А., Трифонов Н.Н., Жданов С. К. Молекулярный эффект в формировании энергетического спектра при прохождении низкоэнергетических ионов водорода сквозь ультратонкие углеродные фольги // Письма в ЖЭТФ. Т. 77, вып. 1. С. 15-17.

15. Вересов Л.П., Вересов О.Л., Дзкуя М.И., Жуков Ю.Н., Кузнецов Г.В., Цекава И.А. Исследование холодных катодов плазменных источников, генерирующих пучки ионов водорода // ЖТФ. 2001. Т. 71, вып. 10. С. 50-53.

Резюме

Ауыр сутектің молекулалық иондарының жұқа көміректі пленкаларда диссоциациялау эффектісін қолдануға сүйене отырып сутекқұрамды орталарда тритидің концентрациясын анықтаудың жаңа масс-спектральді әдістемесінің физикалық негіздемелері берілген. Бөлшектердің қатты денелермен әрекеттесу барысындағы келесі құбылыстарға толықтай талдау жасалынған: протондардың, дейтрондардың және тритондардың бұрыштық шағылулары, зарядтық күйлерінің өзгеруілері, энергияларын жоғалтуы. Келтірілген теориялық және экспериментальдық мәліметтер ұсынылып отырған технологияны іс жүзінде жүзеге асыру бөлшектердің салыстырмалы төмен энергияларында ~ 10 кэВ/нуклон мүмкін екендігін көрсетеді.

Институт ядерной физики НЯЦ РК,

г. Алматы

Поступила 7.04.08г.