

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

С.П.Третьякова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан краткий обзор принципов и методов регистрации тяжелых заряженных частиц диэлектрическими детекторами (ДД). Рассмотрены некоторые физико-химические аспекты процесса выявления треков ионов химическим травлением, выбора оптимального режима обработки для получения определенной геометрической формы треков, высокой эффективности регистрации и управляемой чувствительности ДД к заряженным частицам. Показана взаимосвязь параметров протравленных треков с энергией и ионизацией иона, направлением движения и углом входа в детектор. Представлены методы идентификации ионов в зависимости от их энергии и заряда. Проанализированы спектрометрические характеристики в широком диапазоне зарядов, энергий и масс частиц, а также влияние на них высокого фона γ - и α -излучения, температуры, кислорода воздуха. На конкретных примерах показаны возможности использования ДД в некоторых ядерно-физических экспериментах.

A brief survey of principles and methods of heavy charged particle registration by dielectric detectors (DD) is given. The aspects have been considered concerning the process of the ion tracks exposure by chemical etching, the choice of optimal treatment condition for obtaining the definite geometrical tracks form, the high-efficiency registration and the DD governed sensitivity to charged particles. The connection of the etched tracks parameters with the energy and the ion ionization, as well as with motion direction and detector entry angle is shown. The methods are presented of ion identification depending on their energy and charge. The spectrometric characteristics in a wide range of charges, energies and particle masses and also the influence on them of the gamma- and alpha-radiation high background, temperature, and oxygen have been analyzed. The possibilities of DD using in some nuclear physical experiments are shown in concrete examples.

ВВЕДЕНИЕ

Физика тяжелых ионов — одна из наиболее бурно развивающихся областей современной ядерной физики. Ядерные реакции под действием тяжелых ионов дали качественно новые и подчас уникальные возможности в исследованиях механизма слияния сложных ядерных систем, синтеза новых элементов и изотопов, изучении радиоактивного распада нук-

лидов вблизи границы нуклонной стабильности и в развитии многих других направлений физики атомного ядра. Вместе с тем процесс взаимодействия сложных ядер характеризуется большим числом каналов реакции, и это предъявляет серьезные требования к детектирующей аппаратуре, способной регистрировать и идентифицировать заряженные частицы и осколки деления продуктов ядерных реакций, образующихся с малым сечением в сложных условиях большого радиационного фона. В настоящее время появилось много разнообразных детекторов и детектирующих установок, однако до сих пор универсальных детектирующих устройств в физике тяжелых ионов низких энергий нет. Одним из направлений развития детекторов специально для физики тяжелых ионов является разработка диэлектрических детекторов (ДД). Прохождение тяжелых заряженных частиц через большинство диэлектриков приводит к образованию в их микроструктуре узких зон нарушенного радиацией вещества — латентных (скрытых) треков [1]. В кристаллах трек может быть обнаружен с помощью электронного микроскопа, а в полимерах — с помощью специального окрашивания деструктурированного радиацией вещества [2]. Однако эти методы чрезвычайно трудоемки и практически недоступны для поиска и изучения редких событий на больших площадях детекторов, обычно используемых в ядерно-физических экспериментах. Для этих целей предпочтительно использовать оптический микроскоп после соответствующего травления облученного материала. В 1958 г. Юнгу впервые удалось обнаружить эффект избирательного травления треков осколков деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами в кристаллах хлористого лития [3]; в 1959 г. Силк и Барнс с помощью электронного микроскопа обнаружили треки осколков деления в тонких слоях слюды мусковит, которые со временем наблюдения под микроскопом исчезали [1]. В начале 60-х годов Прайс и Уокер [4] предложили сохранять следы заряженных частиц в слюде и полимерах путем избирательного травления деструктурированного материала вдоль траектории частицы.

Установление связи между скоростью травления материала вдоль трека иона и его ионизационными потерями способствовало развитию методов идентификации частиц по заряду, массе, энергии и ориентации. Созданию метода ДД помогало появление и экспериментальная проверка различных модельных представлений процессов образования латентных и травимых треков заряженных частиц в материалах разного типа, развитие инструментальных методов исследования физических и химических процессов взаимодействия заряженных частиц с веществом, а также разработка новых полимерных и неорганических материалов.

В первой части кратко проведен анализ научных данных о формировании и природе латентных треков тяжелых заряженных частиц в диэлектрике. Представлены некоторые закономерности процесса химиче-

ской обработки для выбора оптимального режима выявления и усиления латентных треков в различных материалах, откалиброванных в разных условиях ускоренными ионами. Далее рассмотрены вопросы эффективности регистрации и чувствительности, а также возможности управления порогом чувствительности ДД в различных условиях физического эксперимента. Представлены некоторые методы идентификации тяжелых ионов и спектрометрические характеристики ДД в широком диапазоне зарядов, энергий и масс, а также рассмотрено влияние на них высокого γ - и α -излучения, температуры окружающей среды и наличия в ней кислорода. И, как иллюстрация метода, в последней части обзора показано использование трековых ДД в некоторых физических экспериментах для регистрации продуктов радиоактивного распада и ядерных реакций с тяжелыми ионами.

1. ПРИРОДА ЛАТЕНТНЫХ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ПРОЦЕСС ИХ УСИЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКИМ ТРАВЛЕНИЕМ

Передача энергии тяжелых ионов твердому веществу. С точки зрения потерь энергии, можно выделить три основных типа взаимодействия тяжелых ионов с веществом [5]: 1) взаимодействие ядра иона с электронными оболочками вещества; 2) взаимодействие электронов иона с ядрами атомов вещества и 3) взаимодействие ядра иона с атомами вещества. Вклад этих процессов в потери энергии в основном определяется скоростью иона. Сложность описания удельных потерь энергии для любых энергий тяжелого иона заключается в том, что заряд иона (самая чувствительная характеристика взаимодействия) при движении иона в веществе (вплоть до его остановки) изменяется. Зависимости удельных потерь энергии от этих параметров иона сложные, и их невозможно представить каким-либо одним аналитическим выражением. Обычно выделяют области скоростей иона, в каждой из которых преобладает один из вышеуказанных процессов взаимодействия ионов с атомами вещества. С подробным описанием этих процессов можно ознакомиться в работе [5].

Полные потери энергии можно представить в виде

$$(dE/dx)_{\text{полн}} = (dE/dx)_{\text{яд}} + (dE/dx)_{\text{эл}},$$

где слагаемые в правой части уравнения относятся соответственно к ядерным и электронным взаимодействиям. Линдхард с сотр. [6] изучали процесс замедления иона и оценили долю энергии, приходящуюся на атомное и электронное торможение. Нуклонная составляющая доминирует при низких энергиях иона (ниже 0,01 МэВ/а.е.м.); при энергиях выше

0,1 МэВ/а.е.м. роль электронной составляющей возрастает как \sqrt{E} (где E — энергия иона), достигая максимума в зависимости от типа иона между 1 и 10 МэВ/а.е.м., а затем с ростом энергии убывает как $1/E$ [5].

Энергия иона передается среде преимущественно либо путем ионизации атомов в непосредственной близости от траектории самим ионом, либо выбитыми вдоль траектории энергетическими электронами, производящими ионизацию среды на некотором, порой значительном расстоянии от траектории иона. Знание энергетических потерь, ответственных за травимость ядерных треков, необходимо почти во всех областях, где используются ДД. Полные потери энергии можно рассчитать по формуле Бете — Блоха [7—9].

Электроны, выбиваемые налетающим ионом, имеют широкий спектр кинетических энергий с четким максимумом при малых энергиях (что связано с ходом сечения резерфордского рассеяния), не превышающих энергию ионизации. В результате небольшой доли столкновений образуются электроны с более высокой энергией, которые, в свою очередь, способны сами создавать объемную плотность ионизации. Подробные расчеты энерговыделения вблизи траектории иона были выполнены в работах [10—12]. Авторы работ [10, 11] посчитали, что основная доля энергии δ -электронов выделяется на расстоянии несколько нанометров от траектории иона. Для быстрых ионов примерно половина энергии уносится δ -электронами, а из остальных потерь энергии около половины переходит в энергию возбуждения электронов в атомах, и примерно 25% от полных потерь энергии затрачивается на преодоление ионизационного потенциала атомов вещества мишени [12].

Экспериментально показано [8], что вторичные эффекты за счет δ -электронов не играют существенной роли в образовании латентного трека в неорганических ДД (кристаллах, стеклах). В них нарушения вещества в области латентного трека создаются, главным образом, в результате первичной ионизации I , которую определяют из соотношения [7]:

$$I = CZ_{\text{эф}}^2 / \beta^2 [\ln(\beta^2 / (1 - \beta^2)) - \beta^2 - \delta + k], \quad (1)$$

где $Z_{\text{эф}}$ — эффективный заряд частицы, который определяется из выражения

$$Z_{\text{эф}} = Z_1 [1 - \exp(-130\beta / Z_1^{2/3})], \quad (2)$$

где $\beta = v/c$, а c — скорость света.

Величины C и k являются константами для данной тормозящей среды, а δ — релятивистская поправка, связанная с поляризацией этой среды. Величину k подбирают эмпирически [8] и используют как поправочный параметр, а I вычисляют в произвольных единицах.

В полимерах, напротив, вторичная ионизация и возбуждение могут приводить к нарушению структуры материала [11, 13], но полная потеря энергии dE/dx [9] не может быть использована как критерий для выявления треков. Авторы работ [13, 14] предложили ввести понятие ограниченных потерь энергии (REL) с учетом взаимодействия частицы с веществом. Полную потерю энергии dE/dx можно представить как сумму двух составляющих:

$$dE/dx = (dE/dx)_{\omega > \omega_0} + (dE/dx)_{\omega < \omega_0}, \quad (3)$$

где $(dE/dx)_{\omega > \omega_0}$ — потеря энергии в близких взаимодействиях, при которых выбиваются электроны с энергией $\omega > \omega_0$; $(dE/dx)_{\omega < \omega_0}$ — потеря энергии при дальних взаимодействиях, когда энергия электронов $\omega < \omega_0$.

Параметр ω_0 (энергия электрона) выбирается таким образом, чтобы для близких взаимодействий электроны атомов рассматривались как свободные частицы, а для дальних взаимодействий — как точечные заряды. Таким образом, параметр ω_0 определяет границу между электронами, которые учитываются и не учитываются в формировании трека. Эти составляющие можно представить в виде

$$(dE/dx)_{\omega > \omega_0} = C_1 Z_{\text{эф}}^2 \beta^{-2} [\ln(\omega_{\text{макс}}/\omega_0) - \beta^2], \quad (4)$$

$$(dE/dx)_{\omega < \omega_0} = C_1 Z_{\text{эф}}^2 \beta^{-2} [\ln(\omega_{\text{макс}} \omega_0 / \bar{I}_a^{-2}) - \delta - U], \quad (5)$$

где $\omega_{\text{макс}}$ — максимальная передача энергии, которая определяется выражением $\omega_{\text{макс}} = 4M_1 M_2 E / (M_1 + M_2)$; \bar{I}_a — средний потенциал ионизации электронов атомов замедляющей среды; U — член, учитывающий особенности взаимодействия с электронами на внутренних оболочках; $(dE/dx)_{\omega < \omega_0}$ используют для вычисления энергии, оставленной вблизи трека при удаленных столкновениях, и называют REL.

Если тормозная способность известна на всем пути иона в веществе, его средний полный пробег описывается соотношением

$$\bar{R}(E) = \int_0^E (dE/dx)^{-1} dx. \quad (6)$$

Достаточно хорошо можно рассчитать электронную тормозную способность, ядерная известна значительно хуже. Это вносит неопределенность при вычислении среднего полного пробега. Обычно вычисление

пробега иона в веществе проводят на основе полуэмпирической модели, представленной в [13]. В этом случае пробег R заряженной частицы с данной скоростью $v = c\beta$ в веществе определяется выражением

$$R(\beta) = MZ^{-2}[\lambda(\beta) + B_Z(\beta)], \quad (7)$$

где M , Z — масса и заряд частицы; $\lambda(\beta)$ — пробег «идеального» протона со скоростью $c\beta$, без нейтрализации заряда вблизи остановки в конце траектории; $B_Z(\beta)$ — обобщенное увеличение пробега, вызванное нейтрализацией заряда движущегося иона вблизи конца траектории.

Расчеты соотношений $dE/dx(E)$ и $R(E)$ для тяжелых ионов в различных средах опубликованы в [15—19]. Поправки на ядерные взаимодействия учитывают авторы работ [16]. Для полимеров, используемых в качестве ДД, расчеты с учетом REL-модели приведены в [15, 17, 18]. Табличные данные работ [15, 17] целесообразно использовать для энергии ионов более 1 МэВ/а.е.м., при более низких энергиях экспериментальные данные не согласуются с расчетными. В действительности предпочтительно определять зависимость пробег — энергия для каждого материала опытным путем.

В ряде работ [10—12] выполнен расчет пространственного распределения поглощенной энергии в диэлектриках после прохождения иона. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что радиальное распределение поглощенной дозы $D(r)$ в полимерах может быть в первом приближении описано соотношением

$$D(r) \sim 1/r^2. \quad (8)$$

Природа, структура и механизмы образования травимых треков в ДД. Исследования латентных треков с помощью электронного микроскопа и метода избирательного травления показали, что треки образуются в твердых веществах с удельным сопротивлением не ниже $\sim 2 \cdot 10^3$ Ом·см [8]. Ряд данных о природе, размере и структуре латентного трека получен различными физико-химическими методами: электронно-микроскопическим [1, 20—23], малоуглового рассеяния нейтронов и рентгеновского излучения [24, 25], УФ- и ИК-спектроскопии [26, 27]; спектрометрии; электронного спинового резонанса [28, 29]; термолюминесценции [30]; кондуктометрическим [31—34]; отжига треков [35—38]; распыления вещества тяжелыми ионами [39]. Из анализа этих данных следует, что тяжелый ион в диэлектрике вдоль своей траектории создает узкие (в несколько нанометров шириной) области повреждений материала с пониженной плотностью и повышенной травимостью вещества по сравнению с окружающим. Для иллюстрации размера и травимости трека в соответствии с поглощенной дозой (см. расчет [19]) на рис. 1

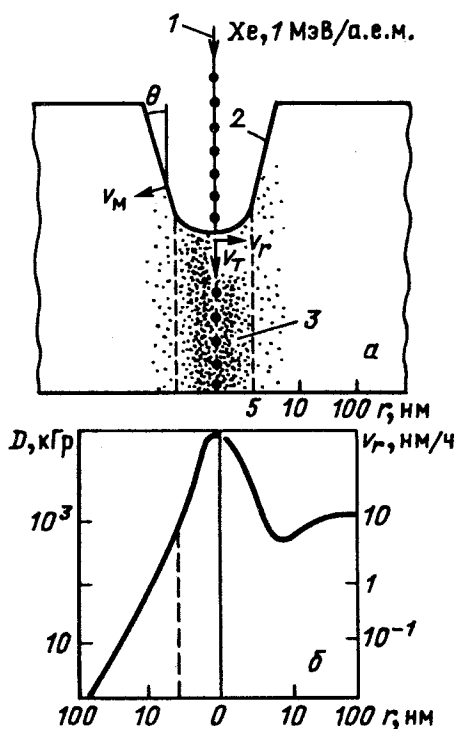


Рис.1. Схематическая модель процесса травления трека ксенона: *a* — образование трека; *1* — направление движения иона; *2* — фронт травления; *3* — область радиационного нарушения материала. Точки показывают плотность радиационных дефектов; штриховая линия ограничивает район латентного трека, где радиальная скорость травления области трека v_r больше скорости травления материала детектора v_m , v_r — скорость травления материала в области трека иона вдоль его траектории; θ — угол конуса; *b* — изменение поглощенной дозы D (слева) и радиальной скорости v_r (справа) при увеличении расстояния r от траектории иона

представлены результаты работы [34] по измерению радиальной скорости травления v_r трека ксенона ($E \sim 1$ МэВ/а.е.м.), полученные при кондуктометрическом методе травления тонкого (около 2,5 мкм) слоя ДД из полиэтилентерефталата (ПЭТФ).

Можно видеть, что v_r максимальна в относительно узком интервале доз вблизи центра трека. Уменьшение v_r вдоль радиуса трека связано с падением поглощенной дозы. Сложная форма кривой свидетельствует о различных радиационно-химических процессах в зоне трека. При дозе менее $5 \cdot 10^2$ кГр материал зоны трека в радиусе более 7 нм уже не обнаруживает повышения травимости. Резкий подъем v_r на рис. 1 в относительно малом интервале доз свидетельствует о пороговом характере чувствительности детектора.

Для формирования трека необходимо достаточно длительное время, в течение которого в его районе происходят различные физико-химические процессы, обеспечивающие стабильность образованной структуры материала трека [14]. Наблюдаются значительные различия в протяженности и типе дефектов, производимых ионами в неорганических (кристаллы и стекла) и органических (полимеры) диэлектриках [8].

Среди многих предложенных к настоящему времени моделей образования треков в диэлектриках необходимо отметить полуколичественную модель ионно-взрывного клина [8, 40—43]. Она наиболее полно объясня-

ет условия возникновения латентных треков ионов в неорганических материалах [42]. Предполагается, что при взаимодействии частицы с веществом вдоль ее траектории образуется зона ионизированных атомов, которые из-за кулоновского взаимодействия уходят из внутренней зоны во внешнюю, создавая протяженную зону дефектов структуры диэлектрика. Согласно работе [43], формирующая область радиационных повреждений имеет двухзонную структуру. Узкая цилиндрическая зона (радиус зоны порядка 1,0 нм) вдоль оси трека обогащена вакансиями, а область с радиусом r — смещенными из центрального участка атомами. Для образования трека силы кулоновского взаимодействия ионизированных атомов должны значительно превышать силы связи решетки. Эта модель позволила, исходя из таких параметров, как постоянная кристаллической решетки, диэлектрическая проницаемость и модуль упругости Юнга, предсказать относительную чувствительность диэлектриков по отношению к частицам и показать, почему треки не регистрируются в хороших полупроводниках и металлах.

В полимерах, регистрирующих ионы, под действием ионизации происходит деструкция материала. Возникают электроны, ионизованные и возбужденные молекулы, которые могут взаимодействовать и рекомбинировать между собой, образовывать свободные радикалы и стабильные молекулы. В работе [44] показано, что образование треков в полимерах коррелирует с величиной G разрыва молекулярных цепочек (с числом разрывов цепочки на 100 эВ затраченной энергии). Вероятно, что именно этот процесс, происходящий в результате возбуждения электронов, несет главную ответственность за образование треков в полимерах [40]. В районе трека образуется большое количество разорванных молекулярных цепочек, что приводит к уменьшению молекулярной массы вещества и повышению его скорости травления. В этом случае порог чувствительности диэлектрика можно связать с образованием необходимого количества разорванных связей в полимере при прохождении частицы в зависимости от поглощенной дозы [44,45].

Из анализа имеющихся данных по формированию травимых латентных треков в диэлектриках следует, что ввиду сложного характера процесса потерь энергии тяжелой заряженной частицей в веществе трудно установить однозначную связь между ее ионизацией и параметрами травимой зоны латентного трека. Используемые до настоящего времени модели описания этого процесса сильно ограничены как областью ионов, так и свойствами материала ДД. Однако чрезвычайно важно понять, какие механизмы передачи энергии веществу существенны для формирования травимого латентного трека. Все существующие модели предполагают, что травимые нарушения, производимые ионом в ДД, могут быть описаны величиной типа dE/dx . В каждой модели есть свободные пара-

метры, выбираемые из условия наилучшего удовлетворения экспериментальным данным. Поэтому конкретные числовые значения свободных параметров применимы только к тем материалам и условиям выявления треков, при которых они получены. При любых изменениях необходимо проводить новые калибровки и соответствующие расчеты.

Наиболее реалистичными с точки зрения согласия с экспериментальными данными оказались модель первичной ионизации [8], ограниченных потерь энергии (REL-модель) [13] и минимальной плотности ионизации в объеме трека, ограниченном фиксированным расстоянием около 2 нм от траектории иона [10,46]. Наилучшее согласие с экспериментальными данными для неорганических ДД дает модель первичной ионизации (см. уравнение (1)) [87], а применительно к полимерам — REL-модель [13]. В первом случае предполагается, что только первичные акты ионизации и возбуждения создают химически активные дефекты, которые определяют повышенную скорость травления, а трек выявляется лишь в случае, когда линейная плотность ионизации, произведенной вдоль траектории первичной частицей, превышает некоторое критическое значение для данного материала (порог чувствительности) [10]. В REL-модели определяющим параметром выбрана доля потерь энергии, обусловленная соударениями, при которых передается энергия меньшая, чем некоторое значение [см. (5)]. Полуэмпирическая модель минимальной плотности ионизации [10,46] предполагает, что травимый трек возникает в том случае, если поглощенная доза, создаваемая вторичными электронами в объеме, ограниченном фиксированным расстоянием 2 нм от траектории трека, превышает некоторое пороговое значение. В дальнейшем авторы работы [12] в расчетах радиального распределения поглощенной дозы в полимерах учитывали как первичные, так и вторичные процессы ионизации, причем показали, что в центре трека большая часть энергии расходуется на первичные процессы.

В [8,33] проанализированы различные модели, отмечены их недостатки и сделаны общие заключения. И хотя приведенные критерии требуют тщательной экспериментальной проверки для различного вида ДД и интервалов энергий, они позволяют сравнивать различные калибровочные данные и классифицировать материалы по порогу их чувствительности.

Порог чувствительности ДД характеризуют определенной минимальной плотностью ионизации (критические потери энергии), выше которой трек может быть выявлен методом травления, или максимальной энергией, ниже которой трек иона, перпендикулярно входящий в ДД, будет зафиксирован травлением. В табл. 1 представлены значения пороговой чувствительности (по энергии иона) некоторых наиболее часто используемых в физических экспериментах ДД [8], а на рис. 2 горизон-

тальными линиями показаны относительные пороги чувствительности (в ионизационных потерях энергии) различных ДД, полученные экспериментально в [47], выше которых представленные ионы образуют треки со 100%-ной эффективностью. Можно видеть, что разные типы ДД значительно различаются по чувствительности, что позволяет, согласно требованию эксперимента, выбирать детектор (или несколько разных типов ДД) с соответствующей пороговой чувствительностью. Необходимо отметить, что энергия порога может значительно меняться в зависимости от свойств материала ДД, условий использования и режимов обработки. Это требует постоянной калибровки в условиях, близких к экспериментальным.

Таблица 1. Относительная пороговая чувствительность наиболее часто используемых в физических экспериментах ДД [8]

Тип детектора*	Химический состав	Энергия, МэВ, и тип иона, треки которого регистрируются
Неорганические ДД		
Оливин	$MgFeSiO_4$	100; ^{56}Fe
Кварц	SiO_2	100; ^{40}Ar
Слюда мусковит (СМ)	$KAl_3Si_3O_{10}(OH)_2$	2; ^{20}Ne
флогопит (СФ)	$KMg_2Al_2Si_3O_{10}(OH)_2$	2; ^{20}Ne
Стекло кварцевое	SiO_2	2; ^{20}Ne
Na-Ca	$23SiO_2:5Na_2O:5CaO:Al_2O_3$	20; ^{20}Ne
фосфатное (ФС)	$10P_2O_5:1,6BaO:Ag_2O:2K_2O:2Al_2O_3$	20; ^{20}Ne
Органические ДД		
Полиэтилентерефталат (ПЭТФ)	$C_5H_4O_2$	12; ^{12}C
Поликарбонат (ПК)	$C_{16}H_{14}O_3$	0,3; 4He
Нитрат целлюлозы (НЦ)	$C_6H_8O_9N_2$	0,55; 1H
Полиаллилгликолькарбонат (ПАГК)	$C_{12}H_{18}O_7$	100; 4He

*Название и адрес фирмы, выпускающей указанные материалы, можно найти в работах [8,38].

Физико-химические свойства ДД. Промышленность практически не выпускает специальные материалы для регистрации заряженных частиц. Поэтому в качестве ДД обычно используют пластики, стекла и минералы, предназначенные для других целей. Состав полимеров при этом мо-

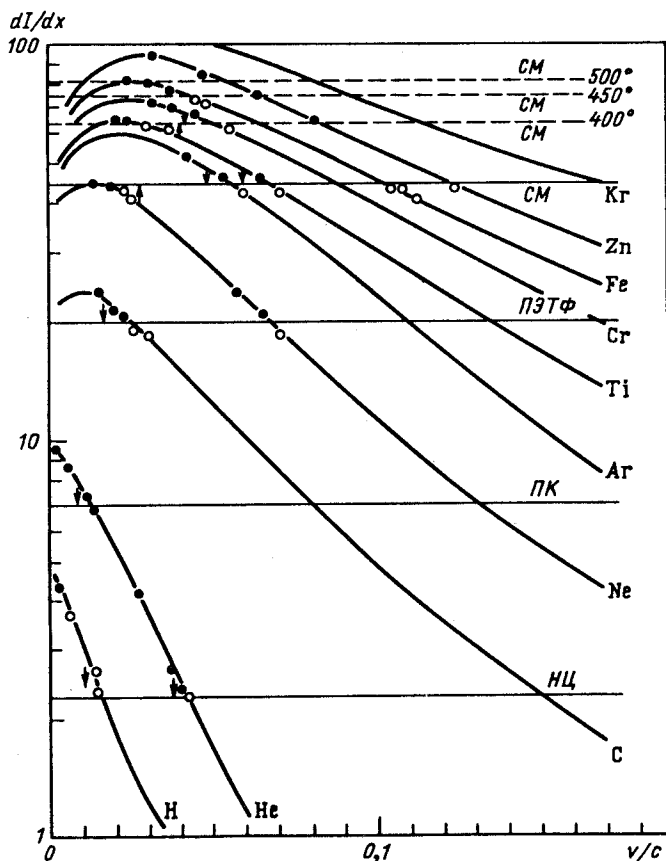


Рис.2. Зависимость интенсивности нарушений (в относительных единицах первичных потерь энергии dI/dx) от относительной скорости различных ионов [8]: горизонтальные линии и стрелки указывают пороги чувствительности различных ДД (табл.1); штриховые линии — изменения порога чувствительности при отжиге слюды мусковит при температуре 400, 450 и 500° С [47]; черные точки обозначают наблюдение треков; светлые — отсутствие их регистрации

жет меняться от партии к партии и с течением времени, особенно если в них присутствует летучий компонент. Содержание оксидов в стеклах строго не контролируется, а состав минералов — не постоянен. В связи с запуском ускорителей многозарядных частиц активно проводится изучение радиационно-химических процессов в материалах под действием высокой плотности ионизации, возникающей при прохождении ионов через

вещество. Получены некоторые спектральные характеристики разрушенного вещества треков в ПЭТФ, ПК, ПАГК при облучении их различными потоками ионов [47—52]; изучены продукты радиолиза в некоторых ДД [26—29, 53, 54], парамагнитные центры в зависимости от дозы, температуры и времени после облучения [55].

В качестве детекторов используют полимеры, у которых степень разрушения под действием ионизации превосходит значительно степень сшивания [14, 48, 49]. Разрывы молекул приводят к образованию более коротких молекул с повышенной реакционной способностью. Присутствие кислорода способствует процессу разрушения. В [13, 47, 56—61] изучалось влияние на детектирующие свойства различных полимеров степени полимеризации, нитрации, пластификации, ориентации, распределения молекулярной массы. Показано, что с увеличением молекулярной массы улучшалась форма трека. Это приводило к снижению энергетического разброса исследуемых частиц [13, 47, 56, 57]. В зависимости от кристалличности свойства детекторов также меняются. У аморфных ПЭТФ порог чувствительности выше [28]. Полная кристаллизация ПЭТФ улучшает его свойства [28, 58, 59]. Различное поведение кристаллической и аморфной фазы необходимо учитывать при использовании полимеров с частичной кристаллизацией, например, таких, как ПЭТФ, у которого кристалличность около 40% [55, 58]. В отношении нитрата целлюлозы эксперименты показали, что целесообразно использовать материалы с более высокой нитрацией, полимеризацией, узким распределением молекулярной массы. Наибольшая чувствительность наблюдается при использовании в качестве пластификатора камфоры и дибутилфталата [57—59]. Полиаллилгликолькарбонат требует при изготовлении проведения строго контролируемого температурного режима [62, 63]. Наибольшей чувствительностью обладает чистый полимер [64].

Среди аморфных неорганических материалов используют силикатные, фосфатные и кварцевые стекла. Рецепты изготовления фосфатных стекол представлены в работах [65—67]. В качестве силикатных и кварцевых используют промышленные образцы. Кристаллы (слюда, оливин и т.д.) согласно своему строению обладают анизотропией свойств [47, 68]. Это сказывается как на протекании процесса травления, форме трека, так и на регистрирующей способности ДД. Скорости травления и длина трека вдоль различных плоскостей кристалла могут сильно различаться [47, 69]. Например, пробег ионов в слюде мусковит в зависимости от угла входа и азимута меняется до 19% [47, 70, 71]. В табл. 2 представлены некоторые свойства ДД, наиболее часто используемых в физических экспериментах.

Таблица 2. Некоторые свойства исследуемых диэлектриков

Материал	Плотность, г/см ³	Кристалличность, %	Термостойкость, °С
Слюда мусковит	2,76—3,10	Кристалл	700
Стекло фосфатное	2,9	Аморфный	500
Полиэтилентерефталат	1,39—1,41	55	250
Поликарбонат	1,2—1,3	Аморфный	250
Нитрат целлюлозы	1,40—1,52	70	200
Полиадлидгликолькарбонат	1,31	Аморфный	300

Калибровка детекторов. Исследование регистрационных свойств ДД проводят с помощью ускорителей, радионуклидных источников α -частиц и осколков, ядерных реакторов, микротронов, γ -источников. Калибровка необходима не только для изучения новых ДД, но и известных, у которых свойства со временем хранения могут изменяться (старение). Для этого детектор облучают пучками ионов с различными, но известными E , M , Z . В настоящее время имеется целый ряд ускорителей многозарядных ионов, обеспечивающих широкий спектр ионов как по заряду (до урана), так и по энергии. Облучение ДД, как правило, проводят в специальных устройствах, обеспечивающих требуемый угол входа в ДД, поток и энергию ионов. Одна из наиболее автоматизированных конструкций описана в [72]. В калибровочных экспериментах с точным знанием энергии падающего пучка ионов на ДД и ее дисперсии используют устройство с большой камерой рассеяния, магнитным анализом выходящего из камеры пучка заряженных частиц или фокальную плоскость магнитного спектрометра при контроле настройки полупроводниковым телескопом [73—75].

Источником осколков деления и α -частиц, как правило, служат естественные радиоактивные препараты различной активности $^{235,238}\text{U}$, $^{238,239}\text{Pu}$, ^{241}Am , ^{252}Cm . С целью определения примесных делящихся изотопов в ДД (уран, торий) используют нейтроны ядерных реакторов и микротронов [8,76]. Чувствительность к γ -излучению исследуют с помощью препаратов ^{137}Cs и ^{60}Co , а также микротрона [76]. Сенсибилизацию УФ-облучением проводят с помощью УФ-ламп [22,77].

Процесс выявления и усиления латентных треков химическим травлением. Общая схема процесса получения травимого трека представлена на рис.3. Для каждой стадии указаны основные параметры, определяющие формирование, выявление и усиление трека. При травлении с помощью выбранных химических реагентов в результате реакции окисления (HF , KMnO_4 , H_3PO_4 и т.д.) или щелочного гидролиза (NaOH , KOH)

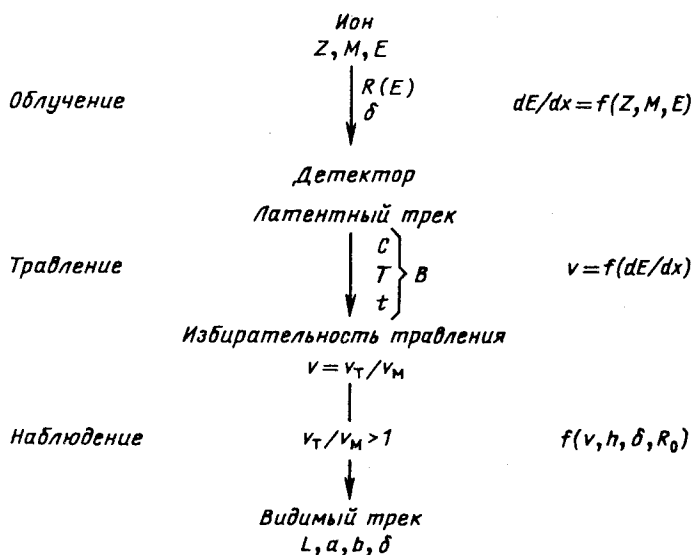


Рис.3. Схема процесса получения видимого трека иона в ДД: принятые обозначения $dE/dx, Z, M, E, R, \delta$ — потери энергии, заряд, масса, энергия, пробег и угол входа частицы в ДД; C, T — концентрация и температура раствора для травления; h — стравленный слой ДД за время травления t, L — протравленная длина трека; a, b — большая и малая полуоси входного отверстия канала трека

материал зоны трека и частично детектора переводится в растворимые в воде соли. В области траектории частицы образуется пустотелый канал, который сохраняет ориентацию и длину латентного трека, но в диаметре значительно больше его. В табл.3 представлены некоторые наиболее распространенные травящие растворы. Более подробный перечень рецептов и растворов для различных типов ДД представлен в [8].

Процесс травления недостаточно изучен. Происходит он в основном с поверхности, вероятнее всего, в мономолекулярном слое на поверхности раздела детектор — раствор [58]. Предполагается, что избирательность травления зоны трека определяет ее повышенная химическая активность и наличие свободного объема в этой зоне, который может создаваться при радиолизе материала и удалении газообразной фазы. Исследование кинетики процесса травления проводится либо по изучению изменения оптически видимых параметров трека (иногда используют электронный микроскоп), либо кондуктометрическим методом [31—33], позволяющим определять радиальную и продольные скорости травления треков в тон-

ких пленочных материалах. Конструкция устройства и сам метод описаны в [32,33].

Таблица 3. Определение эффективности регистрации осколков деления в геометрии 2π некоторыми детекторами [47]

Детектор	Условия обработки	Эффективность регистрации от 2π , %	$\delta_{кр}$, град
Слюда мусковит	40% HF, 22 °С, 120 мин	90 ± 3	6
Слюда фторфлогопит	20% HF, 20 °С, 10 мин	83 ± 5	9,8
Фосфатное стекло	40% HF, 20 °С, 90 мин	90 ± 3	6
ПЭТФ	20% NaOH, 60 °С, 60 мин	95 ± 3	4
ПЭТФ	30% KOH, 70 °С, 60 мин 1 кГц, 10 кВ/см	70 – 64	12 – 15
ПК	20% NaOH, 70 °С, 60 мин	95 ± 3	4
НЦ	10% NaOH, 40 °С, 60 мин	90 ± 3	6
ПАГК	20% NaOH, 70 °С, 60 мин	90 ± 3	6

Выявление трека травлением можно представить, как результат двух процессов, идущих практически одновременно: травление материала детектора со скоростью v_M и материала в области трека со скоростью v_T . v_M определяется из отношения h/t , где h — толщина стравленного слоя и t — продолжительность травления [78,79], а v_T рассчитывается из соотношения $v_T = L/t$, где L — протравленная длина трека за время t . В общем случае v_T является функцией координаты точки на оси трека. Избирательность процесса травления трека характеризуется относительной скоростью травления $v = v_T/v_M$ в данной точке трека и определяет геометрическую форму трека. Граничное условие образования трека, входящего под углом (рис.4) в ДД, имеет вид $L \sin \delta = h$. Отсюда следует, что $(v_T/v_M) \sin \delta = 1$. Трек выявляется, если угол входа $\delta > \delta_{кр}$, где $\delta_{кр} = \arcsin (v_T/v_M)$. Скорость травления зависит от температуры, концентрации травящего раствора, а также продолжительности процесса.

Для примера на рис.5 представлены зависимости скоростей травления Ag и Xe в ПЭТФ от концентрации и температуры, полученные с помощью кондуктометрического метода травления [47]. Для травления выбирается, в первом случае, концентрация травителя, изменения которой слабо отражаются на изменении скорости травления; во втором — тот

Рис. 4. Схематическое представление изменения формы трека от времени травления (стравленного слоя $h = v_M t$) в изотропном детекторе

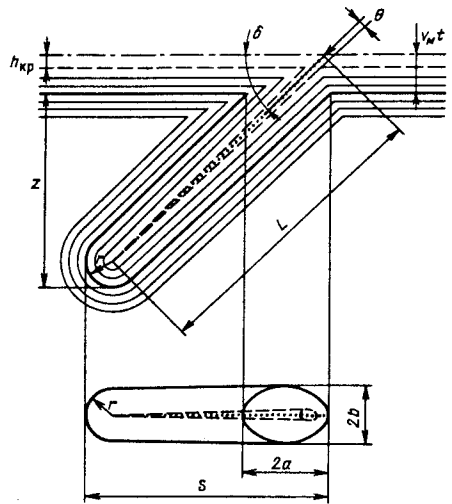
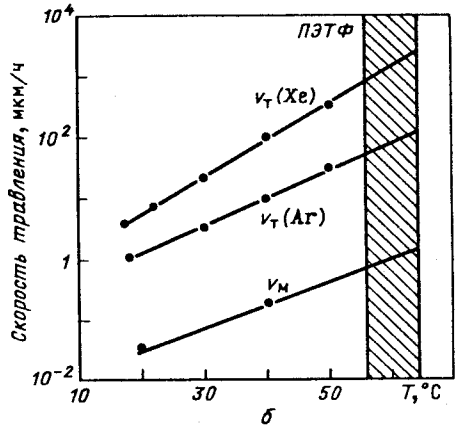
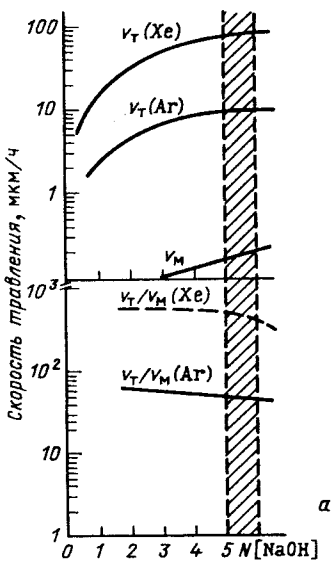


Рис. 5. Зависимость скорости травления от концентрации раствора для травления (а) и его температуры (б) в 6н растворе NaOH для треков ионов Хе и Аг, входящих в 6 мкм пленку ПЭТФ с энергией 120 и 220 МэВ соответственно



район температур, где наблюдается наилучшая дискриминация ионов. С подробным описанием закономерностей процесса травления различных типов ДД от концентрации, температуры и продолжительности можно ознакомиться в работах [56,58,72,80—84].

Если v_M определяется свойствами детектора и активностью травящего раствора, то v_M и v еще и параметрами частицы, а также условиями ис-

пользования (облучения и последующего хранения). Аналитической зависимости от всей совокупности факторов получить, как правило, не удается. Поэтому обычно находят эмпирическое выражение зависимости v_T и v от параметров частицы при определенных условиях выявления трека.

Определение параметров протравленного трека. Геометрия трека в данном ДД в общем виде определяется избирательностью травления, изотропностью среды, продолжительностью и кинетикой процесса травления, и ей посвящено много работ, среди которых следует выделить [8,13,85—88].

В зависимости от времени травления в эволюции геометрической формы трека в стекле и полимерах можно выделить три фазы: коническую (1), переходную (закругленную) (2) и сферическую (3) (рис.6). Характерная форма треков ионов, имеющих различные параметры, используется для визуальной идентификации. Направление движения и угол входа иона в детектор также отражаются на его форме. Для иллюстрации на рис.7 представлены микрофотографии входных отверстий трека иона лития, проходящего через слой ПАГК, с его противоположных поверхностей.

Отношение скоростей v_T/v_M обуславливает $\delta_{кр}$, который определяет не только эффективность регистрации, но и форму трека. На рис.8 представлены микрофотографии треков ионов, входящих в различные ДД под разными углами.

Избирательность травления трека возрастает с увеличением удельных потерь энергии. Это можно наглядно видеть на микрофотографии рис.8, где представлены треки Zn и S, имеющие различные $dE/dx((dE/dx)_{Zn} > (dE/dx)_S)$.



Рис.6. Микрофотографии конической (1), переходной (2) и сферической (3) формы треков иона ${}^7\text{Li}$. На (2) видны мелкие светлые треки ${}^4\text{He}$, у которых v_T/v_M меньше, чем у треков ${}^7\text{Li}$



Рис.7. Микрофотографии трека иона лития с двух противоположных сторон слоя ДД (ПАГК), через который прошла частица: а — направление скорости травления совпадает с направлением движения иона; б — направление скорости травления противоположно направлению движения иона

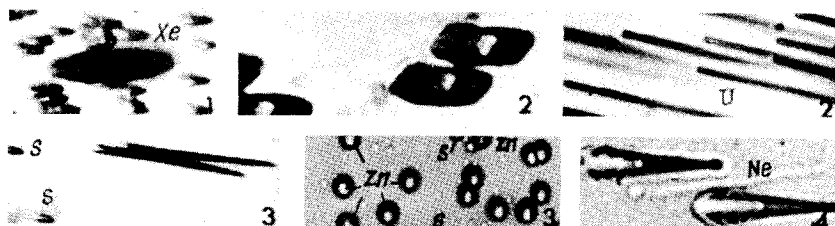


Рис. 8. Микрофотографии треков ионов, входящих в ДД под различными углами: 1 — ПЭТФ, ионы Хе и О (~1 МэВ/а.е.м.), угол 30°; 2 — слюда, ионы Хе (~1 МэВ/а.е.м.) и U (8,7 МэВ/а.е.м.), угол 30°; 3 — фосфатные и силикатные стекла, ионы Zn и S (~3 МэВ/а.е.м.), угол 30 и 60° соответственно; 4 — ПАГК, ионы Ne (3 МэВ/а.е.м.), угол 30°

При прохождении иона через ДД вдоль его траектории постоянно изменяется степень ионизации. С учетом изменения v_T вдоль пробега частицы разработана обобщенная геометрическая модель трека [88], которая позволяет, исходя из знания параметров частицы и зависимости v от остаточного пробега $R_{ост}$, рассчитать параметры протравленного трека, его контур и профиль. Однако этот расчет достаточно сложен, и согласие с экспериментальными данными в значительной степени зависит от однородности свойств ДД и условий его эксплуатации. При малом и постоянном изменении ионизационных потерь энергии в пределах толщины детектора (или в течение исследуемого интервала времени) можно использовать формулы для $v = const$ в изотропном по свойствам детекторе (стеклах и полимерах) [85—87]. В этом случае проводят измерения параметров трека через определенные промежутки времени травления ДД.

Из анализа геометрической формы трека в конусной и переходной фазе травления в [85,86] были получены выражения для определения травимой длины L и угла входа в детектор иона δ при разном наборе параметров трека и изменяемых интервалов углов. Здесь представлены наиболее часто используемые выражения для расчета травимой длины трека и угла входа в детектор (см. рис. 4):

I. $10 < \delta < 45^\circ$:

$$L = (S - r - h \operatorname{tg} [(\delta - \theta)/2]) / \cos \theta;$$

$$\sin \theta = (h - r) / L;$$

$$\sin \delta = [a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta]^{1/2} / a;$$

$$\operatorname{tg} \theta = \left[\frac{(a^2 - b^2)^{1/2}}{a} \right] \frac{[b^2 (S - r - a)^2 - (a^2 - b^2) (b^2 - r^2)]^{1/2} - r (S - r - a)}{(S - r - a)^2 - (a^2 - b^2)};$$

S — проекция длины трека на плоскость; a, b — большая и малая полуоси входного отверстия канала трека; $h = v_m t$ — толщина стравленного слоя;

r — радиус закругления конца трека.

II. $20 < \delta < 75^\circ$:

$$L = (z + h) / \sin \delta;$$

$$\sin (\delta - \theta) = [r(S - r) + z(S^2 - 2Sr + z^2)^{1/2}] / [(S - r)^2 + z^2];$$

$$\sin \delta / \sin \theta = (h + z) / (h - r);$$

$$\sin \theta / \sin \delta = C = [b(z^2 + b^2 - r^2)^{1/2} - zr] / (z^2 + b^2),$$

где z — глубина трека. В случае неполностью протравленного трека (конусная фаза) параметр $r = 0$. Вблизи порога чувствительности при малых значениях избирательности параметры трека измерить трудно и погрешности измерения достигают 100%. Поэтому для $v \leq 3$ травимая длина и v определяются из диаметров треков ионов D , входящих под углом 90° в детектор [86]:

$$v = \frac{(1 + D^2/h^2)}{(1 - D^2/h^2)},$$

где D — диаметр трека иона; h — толщина стравленного слоя за время травления, отсюда $L = vh$. Погрешность определения L единичного трека составляет $\pm 0,3$ мкм.

В кристаллах треки имеют определенную геометрическую форму, отражающую анизотропию химического травления этих детекторов с упорядоченной кристаллической структурой. Расчет скоростей травления и параметров треков для кристаллических ДД приведен в [86].

Методы наблюдения, счета и измерения параметров треков. В распоряжении экспериментаторов в настоящее время имеется достаточно большой арсенал методов и средств для наблюдения, определения количества и измерения параметров треков заряженных частиц. Чаще всего используют оптический микроскоп. Он позволяет проводить поиск событий, их счет и измерение параметров треков. Для просмотра обычно используют увеличение $\sim \times 100$ (скорость просмотра ~ 10 см²/ч), для измерения параметров треков $\sim \times 1500$ (разрешение до 0,2 нм), при этом плотность треков не должна превышать $\sim 10^5$ см⁻².

При изучении кинетики травления на ранней стадии процесса, счета треков при плотности $\sim 10^6$ см⁻², измерения размеров треков методом реплик [90], а также структуры протравленной поверхности используют электронные микроскопы, которые обеспечивают высокое пространственное разрешение в просвечивающих (до 0,2—1,5 нм) и растровых моделах (до 5—20 нм).

Для поиска редких событий применяют различные методы, увеличивающие размер трека и устанавливающие его местонахождение. В этом случае весьма перспективно электрохимическое травление [38,90—93], которое позволяет усиливать треки до 100—150 мкм и наблюдать их визуально или с небольшим увеличением, применяя для этого фотометры и микроденситометры [94—96]. В другом случае работают со слоем детектора, толщина которого меньше травимой длины трека. При травлении получают сквозной канал трека, и для определения его местонахождения используют специальные покрытия (бумага, эмульсии, слой Al и т.д.), которые наносятся (или накладываются) с одной стороны пленки. Район сквозного трека окрашивается индикатором или растворяется при одностороннем травлении [8,97], образуя видимые пятна. Допустимая плотность треков зависит от размера получающихся при этом визуально наблюдаемых пятен и находится в пределах 10^{-2} — 10^3 см⁻². Регистрация этих пятен может быть автоматизирована [38]. Кроме этого, сквозные треки в тонких ДД могут быть также подсчитаны с помощью искрового или кондуктометрического методов [38,98—101]. В первом случае тонкий детектор с протравленными сквозными треками помещают на электрод, а сверху накрывают тонкой алюминизированной полимерной пленкой или алюминиевой фольгой толщиной около 5 мкм, тоже являющейся электродом. К электродам прикладывают напряжение (около 500—800 В). Проскакивающая искра испаряет в районе сквозного трека алюминий полимерного слоя. Количество треков по числу искр может быть определено автоматически в течение нескольких секунд. По Al-реплике можно видеть распределение треков в ДД. Максимально измеряемая плотность в используемых искровых счетчиках не превышает $3 \cdot 10^3$ см⁻². В [102] с помощью дополнительной маски показана возможность измерять плотность треков до $5 \cdot 10^4$ см⁻². Кондуктометрический метод позволяет определять плотность треков 10^6 — 10^8 см⁻² при образовании сквозных пор во время травления в электролитической ячейке [33].

Кроме указанных методов разрабатываются автоматические системы обработки информации, основанные на рассеянии (поглощении) коллимированного пучка света протравленными треками [103,104]. Приборы такого типа позволяют определять поверхностную плотность треков в диапазоне 10^4 — 10^7 см⁻², но требуют стандартов с известной плотностью трека.

С развитием автоматизации все более обычным становится получение и анализ изображения треков на телевизионном экране. Используя световой карандаш, можно измерить их параметры или перевести изображение треков в аналоговую форму, применяя ЭВМ для анализа [38]. При автоматическом просмотре для анализа протравленных треков при-

меняют два типа особенностей. Первый — выделение «серого». При этом рассматриваются только те области изображения, где почернение превышает этот установленный нижний предел. Второй тип особенностей представлен увиденными качествами формы. В этом случае стараются устранить нежелательное качество изображения, что нельзя сделать только на основе установки серого. Разделение по форме является трудной задачей для инструментального исполнения, однако для перпендикулярно направленных ионов в ДД круглые отверстия треков могут отличаться от других фоновых дефектов, и их анализ основывается на особенностях окружности. В остальных случаях анализ формы треков требует больших по объему программ и длительного времени обработки.

В [38, 105—107] дается подробный обзор и анализ разработанных и выпускаемых полуавтоматических и автоматических систем для обработки трековой информации с ДД.

2. РЕГИСТРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

Важнейшими характеристиками ДД являются их чувствительность и эффективность регистрации заряженных частиц.

Чувствительность ДД. Из механизма выявления трека следует, что чувствительность всех ДД носит пороговый характер. Порог, как было показано ранее, характеризуется минимальной плотностью ионизации, создаваемой заряженной частицей в веществе, при которой (и выше) трек может быть выявлен методом травления, т.е. когда $v_T \geq v_M$. Типичная зависимость v_T/v_M от ионизационных потерь в ПАГК показана на рис.9.

В области малых ионизационных потерь (район I) зависимость асимптотически приближается к единице. Эта величина характеризует порог чувствительности ДД. Треки частиц в этой области имеют вид малоконтрастных пятен или фигур травления, параметры которых трудно измерить, и достичь эффективной регистрации невозможно. Начиная с $v_T/v_M \sim 2$, трек приобретает определенную форму, и возможна регистрация частиц со 100%-ной эффективностью, особенно в счетном режиме. Однако из-за слабой зависимости v_T/v_M от ионизации в этой области проведение идентификации или спектральных измерений затруднено. Область II характеризуется максимальным ростом скорости травления при увеличении ионизационных потерь и представляет наибольший интерес как по чувствительности, так и по разрешению. Под разрешением в данном случае подразумевается дискриминация частиц с близкими иониза-

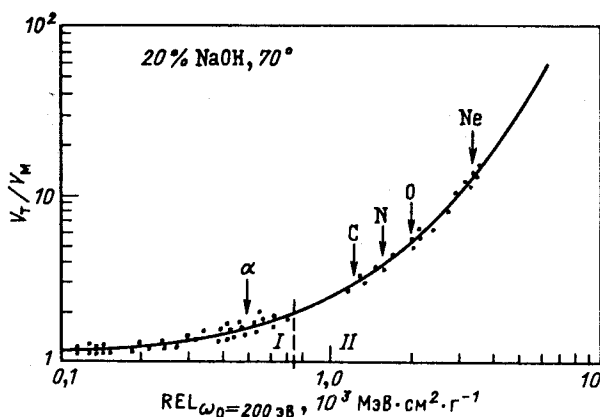


Рис. 9. Зависимость v_T/v_M от $REL_{\omega_0=200 \text{ эВ}}$ для ПАГК: кривая получена при фитировании экспериментальных данных (точки); вертикальные стрелки указывают области максимальной ионизационной потери для различных ионов; римские цифры I и II соответствуют различной закономерности v_T/v_M от REL (см. текст)

ационными способностями. В дальнейшем для некоторых детекторов (например, НЦ) и режимов травления (недостаточный обмен продуктов реакции при очень интенсивном травлении) линейность может нарушаться [47,107].

На микрофотографии рис.8 можно видеть треки ионов, для которых $v_T/v_M \sim 2$ (сера), $v_T/v_M \sim 2$ (кислород) и $v_T/v_M > 10$ (цинк и ксенон).

Для определения значения порога чувствительности, как правило, проводится математическая обработка данных. Для полимеров зависимость имеет вид [86]

$$v_T/v_M = 1 + a(X)^b \text{ или } v_T/v_M = a(X)^b,$$

где a и b — эмпирические коэффициенты. Вместо X может быть величина dI/dx , dE/dx , $Z_{\text{эф}}/\beta$ и т.д. Принимая за начало чувствительного диапазона $v_T/v_M = 2$, можно получить значение ионизации, при котором выявляются треки со 100%-ной эффективностью регистрации. Коэффициенты a и b получают на основе калибровочных экспериментов. Для различных режимов и материалов их значения приведены в [47,72,108—110].

Одной из важных характеристик ДД является правильное воспроизведение длины пробега частицы в веществе. Для некоторых неорганиче-

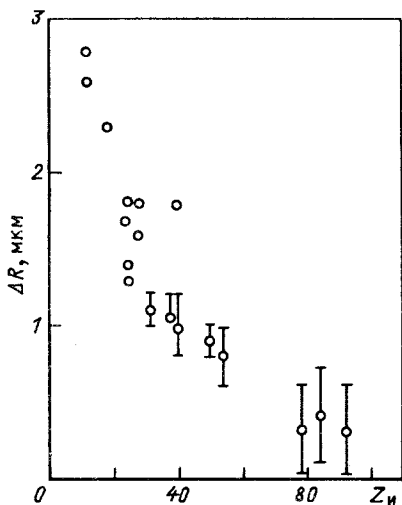


Рис.10. Эмпирическая зависимость дефицита пробега ΔR в СМ от заряда иона $Z_{и}$

ских ДД, имеющих высокий порог чувствительности, конечной ионизации перед остановкой частицы недостаточно для выявления нарушений материала. В результате образуется дефицит пробега иона ΔR [8]. На рис.10 для СМ показана экспериментально полученная зависимость дефицита пробега ΔR от $Z_{и}$, которую необходимо учитывать при обработке данных физических экспериментов [47]. Для определения дефицита пробега тяжелого и легкого осколка в СМ и ФС авторы работы [5] облучали эти детекторы

одновременно с ПК ионами Хе и Zr с энергией ~ 1 МэВ/а.е.м. ПК регистрирует весь пробег этих ионов. Дефицит пробега осколков определялся из сравнительных данных и равнялся 1,0—1,5 мкм.

Эффективность регистрации — один из наиболее важных критериев выбора детектора для проведения физических исследований. Полную эффективность регистрации можно определить как

$$\epsilon_{\text{полн}} = \epsilon \epsilon_{\delta}.$$

Первый член произведения зависит от порога регистрации ДД и для частиц, входящих под углом 90° , определяется из сравнения с эффективностью регистрации другого, более чувствительного ДД. Так, в [111] было показано, что эффективность регистрации ФС и слюдой перпендикулярно входящих ионов Ne с энергией вблизи максимума ионизации составляет около 25% эффективности регистрации ПЭТФ, в котором протравливаются все ионы Ne данной энергии. Выше порога регистрации, при $v_T/v_M \geq 2$, ϵ близок к единице. ϵ_{δ} является геометрическим фактором и определяется критическим углом входа иона в детектор $\delta_{\text{кр}} = \arcsin(v_T/v_M)$. В случае однородных частиц и тонкого источника $\epsilon_{\delta} = 1 - \sin \delta_{\text{кр}}$; для толстого источника $\epsilon_{\delta} = \cos^2 \delta$ [8].

В табл.3 представлены данные по измерению критического угла и эффективности регистрации осколков деления в некоторых наиболее часто используемых ДД [47], а в табл.4 — для широко используемого детектора из ПАГК — CR-39 (США).

Таблица 4. Зависимость критического угла и эффективности регистрации ионов от REL в CR-39 (ПАГК)

Тип и энергия ионов, МэВ		REL _к МэВ·см ² /мг	ε, %	δ _{кр} , град
⁴ He	5,5	0,1	19,0	54
	3,0	0,3	50,0	30
	0,5	1,13	76,0	14
¹² C	3,8	2,0	87,8	7,0
	2,5	3,0	93,0	4,0
	5,7	4,0	96,5	2,0
²⁰ Ne	3,5	6,0	98,0	1,2

Можно видеть, что все представленные ДД имеют высокую эффективность регистрации осколков деления ядер. В других случаях необходимо учитывать v_T/v_M и располагать ДД под определенным углом для получения максимальной эффективности регистрации (сфера в геометрии 4π , фокальная плоскость спектрометра, сепаратора и т.д.).

Для определения эффективной толщины слоя вещества $R_{эф}$ (для которого в данном ДД регистрируются все события деления ядер) с известным Z ($10 \leq Z \leq 92$) в [112] была получена эмпирическая кривая $R_{эф}(Z)$, а также формула для вычисления $R_{эф}$ (в мг/см²) в образцах, имеющих сложный химический состав. Для ДД из слюды, ПЭТФ и ПК формула имеет вид $R_{эф} = 0,046 \sum_{i=1}^n a_i Z_i + 0,78$, где a_i — процентное содержание i -го элемента в детекторе; Z_i — его атомный номер.

Указанные регистрационные характеристики ДД могут изменяться под действием нагревания, влажности [113], высокого радиационного и УФ-излучения, а также при работе в вакуумных условиях. Влияние температуры на травимость латентных треков зависит от типа ДД, а также от того, на какой стадии проходило нагревание ДД: до, во время или после облучения. Это важно при использовании их в длительных физических экспериментах при высоких флюенсах ионов. В [114, 115] было показано, что при уменьшении температуры во время облучения скорость травления материала вдоль треков ионов в ПК, ПАГК, ПЭТФ возрастает. Установлено, что термическая стабильность латентных треков зависит от типа ДД и удельных потерь энергии. Для неорганических ДД она выше.

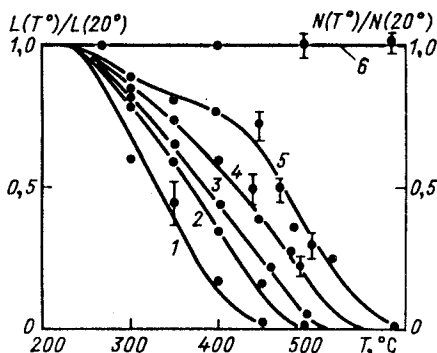
В табл.5 указана предельная температура сохранения латентных треков осколков деления в некоторых ДД.

Таблица 5. Температура сохранения треков осколков деления ядер, концентрация примесных делящихся элементов и предельные дозы излучения для некоторых ДД

Тип детектора	Температура сохранения треков осколков деления ядер, °С	Концентрация примесных делящихся элементов, г/г	Предельная доза за излучения $D_{кр}$, кГр
Слюда мусковит (Индия)	650—700	10^{-7} — 10^{-8}	$5 \cdot 10^4$
Стекла:			
силикатное	300	10^{-3} — 10^{-6}	$5 \cdot 10^4$
кварцевое	500	10^{-8} — 10^{-13}	$5 \cdot 10^4$
фосфатное	300—500	10^{-7} — 10^{-9}	
Полимеры:			
полиэтилентерефталат	160	10^{-10}	$5 \cdot 10^3$
поликарбонат	160	10^{-10}	$5 \cdot 10^2$
нитрат целлюлозы	120	10^{-9}	10
полиаллилгликолькарбонат	180	10^{-9}	5

При нагревании в полимерах могут проходить термоокислительные процессы, которые изменяют их свойства. Отжиг ПАГК до облучения α -частицами в течение 10—15 ч при 100 °С увеличивает v_T и v_M , хотя v_T/v_M изменяется незначительно [47,115]. При нагревании в ориентированных полимерах (ПК, ПЭТФ) происходит релаксация, изменяются линейные размеры. Например, образцы ПЭТФ за 1 ч при 150 °С уменьшались на 15% [47]. Слюда мусковит при $T \geq 650$ °С теряет кристаллизационную воду и перестает регистрировать частицы. Фосфатное стекло даже после плавления (и остывания) не меняет своих регистрационных свойств. Предполагается, что отжиг линейных зон повреждений происходит за счет диффузии дефектов в кристаллической решетке или перемещения фрагментов молекул в полимере. В [35,43] предложена двухзонная модель треков, удовлетворительно объясняющая регрессию трека в кристалле вязким ламинарным течением междоузельных атомов к оси трека, где расположены избыточные вакансии. Эксперименты по отжигу ионов с различной ионизирующей способностью показали, что участки трека, соот-

Рис. 11. Зависимость от температуры нагревания относительного изменения длины треков ионов ^{40}Ar (1); ^{48}Ti (2); ^{54}Cr (3); ^{56}Fm (4) и осколков деления ядер ^{244}Cm (5). Кривая 6 — относительное изменение количества осколков деления с изменением температуры нагревания



ветствующие наиболее высокой ионизации, более устойчивы к отжигу [47,116]. На рис.11 представлена зависимость относительного изменения длины треков ионов и осколков деления в СМ от температуры отжига. Энергия ионов соответствует максимуму ионизации кривой Брэгга. С помощью такого вида избирательного отжига фактически можно менять порог чувствительности регистрации слюды. Повышение порога регистрации кристаллических детекторов путем отжига наблюдалось и в других минералах и стеклах [5,38,117,118]. При этом необходимо отметить, что для каждого типа ДД существует определенная степень ионизации, при которой треки ионов не отжигаются [5,47]. Для слюды — это ионы железа, для оливина — частицы с $Z \sim 50$ с энергией в области максимальной ионизации. Этот эффект авторы [5,8] связывают с эффектом насыщения дефектов структуры, проявляющимся в кристаллах.

Влияние анизотропии структуры кристаллов сохраняется при их отжиге. Авторы работы [35] при отжиге слюды наблюдали более значительное укорочение треков осколков, входивших перпендикулярно в ДД, чем для осколков, входивших под малым углом.

Воздействие нейтронов, γ -квантов, электронов, протонов и α -частиц изучалось с точки зрения как радиационной устойчивости ДД [15,38,119—121], так и изменения их регистрационных свойств.

Нейтронный поток, возникающий во время экспериментов на тяжелых ионах, не оказывает прямого воздействия на свойства ДД. Быстрые нейтроны вызывают появление фоновых ядер отдачи, которые могут быть зарегистрированы в высокочувствительных полимерных детекторах [122]. Нейтронная чувствительность зависит от регистрационной чувствительности ДД и колеблется от $5 \cdot 10^{-5}$ (для ПЭТФ) до $5 \cdot 10^{-3}$ трек/нейтрон (для ПАГК) [47]. Необходимо учитывать, что нейтроны способны вызывать деление примесных ядер урана, концентрация которых в некоторых ДД представлена в табл.5.

Гамма-излучение, в зависимости от типа ДД и присутствия кислорода, вызывает в них различные радиационные эффекты. В некоторых с

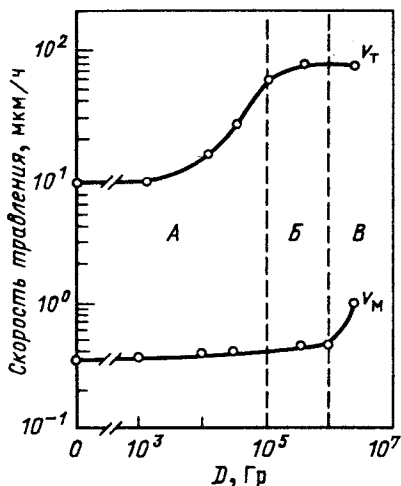
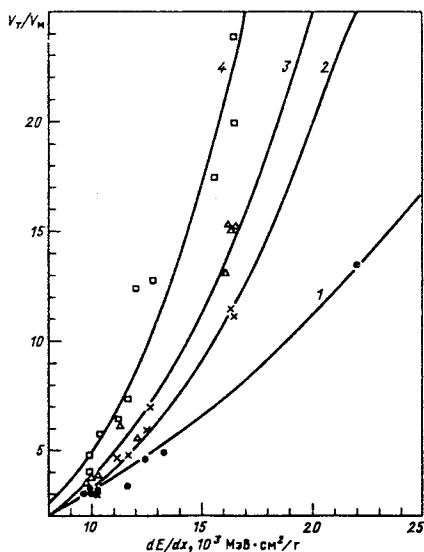


Рис.12. Зависимость скоростей травления v_T и v_M треків ионов Ag, входящих в ПЭТФ с энергией 5,6 МэВ/а.е.м., от поглощенной дозы γ -излучения



ростом дозы излучения увеличивается структурирование, изменяется молекулярная масса, при малых дозах происходит сшивание, а при больших — деструкция [121—126]. К примеру, для ПЭТФ дозовую зависимость можно разделить на три области (рис.12). В области А ($D_\gamma = 0 \div 10^2$ кГр) материал латентного трека изменяет свойства и возрастает v_T . В области Б (до $\sim 10^3$ кГр), когда вещество латентного трека полностью изменено, начинают медленно изменяться свойства окружающего материала и v_M возрастает. В области В ($D_\gamma \sim 10^4$ кГр) v_M резко возрастает, что приводит к падению v_T/v_M . Для работы предпочтительна область Б. У других полимеров может наблюдаться иная дозовая зависимость [126]. В неорганических ДД при дозах $D \geq 10^2$ МГр возникают мелкие треки, которые мешают просмотру [126].

Электроны и протоны в кристаллических детекторах индуцируют возникновение дефектов при дозах более 50 МГр [128]. Начиная с

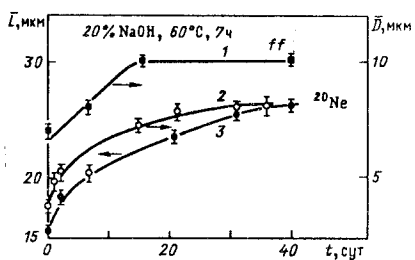


Рис.14. Средние диаметр (1,2) и длина (3) треков осколков деления ^{244}Cm (ff) и ионов ^{20}Ne (2,3 МэВ/а.е.м.) в ПЭТФ как функция от времени хранения ДД на воздухе после облучения их в вакууме (10^{-7} — 10^{-4} Па)

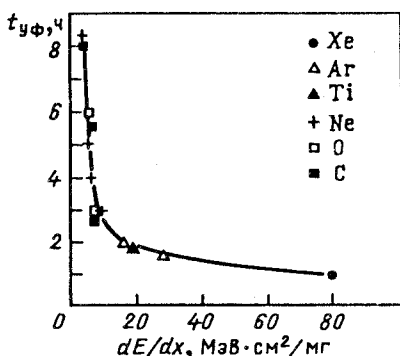


Рис.15. Зависимость времени экспозиции УФ-светом, при котором v_T трека иона достигает максимума, от dE/dx различных ионов

220 МГр, они увеличивают v_m , меняют окраску ДД, а также форму треков [128].

В полимерах электроны, протоны, α -частицы при определенных потоках, специфичных для данного типа ДД, способны повышать травимость латентных треков. Так, для ПЭТФ получена возрастающая зависимость изменения v_T/v_m от ионизационных потерь ионов с увеличением потока α -частиц, которая представлена на рис. 13 [47]. Можно видеть, что химическая активность вещества трека возрастает при плотностях потока более 10^9 см^{-2} , причем значительнее — в области высоких dE/dx . v_m начинает увеличиваться только при $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Необходимо учитывать, что при высоких плотностях потока α -частиц ($> 10^{10} \text{ см}^{-2}$) в результате рассеяния возникает большое количество ядер отдачи ($> 10^6 \text{ см}^{-2}$), которые в зависимости от порога чувствительности ДД могут давать травимые треки, ухудшать условия просмотра и измерения параметров протравленных треков.

Присутствие кислорода в полимере во время и после облучения способствует образованию латентных треков. Облучение в вакууме может значительно снижать избирательность травления [129—131]. Хранение облученных образцов на воздухе и воздействие УФ-света (соответствующей длины волны) повышает травимость латентных треков [31,47,77]. На рис. 14 показано, как изменяется средняя длина L и средний диаметр D треков осколков деления ff и ионов ^{20}Ne (2,3 МэВ/а.е.м.) в ПЭТФ в зави-

симости от времени хранения на воздухе после облучения ДД в вакууме [47]. На рис. 15 показана зависимость времени экспозиции УФ-светом (на воздухе) с $\lambda \geq 320$ нм (при котором v_T для данного иона достигает максимума) от удельных потерь энергии dE/dx [130]. Эффект фотосенсибилизации используется для повышения травимости треков ионов, особенно если облучение проводилось в вакууме при повышенной температуре [130]. В последнее время обнаружена возможность сенсibilизации области трека химическими растворителями [110].

Из анализа экспериментальных данных следует, что пороги чувствительности ДД можно целенаправленно изменять методом химической обработки, воздействием температуры, а также с помощью УФ-, γ -, α -излучения.

3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для идентификации частиц, зарегистрированных ДД, необходимо установить связь между параметрами трека и частицы, т.е. массой, зарядом и энергией. Эти параметры частицы могут быть определены измерением скорости травления материала вдоль трека v_T (величина, пропорциональная потерям энергии) и пробега частицы R в ДД (величина, пропорциональная энергии частицы). Однако ионизационные кривые зависимости от энергии ионов носят довольно сложный характер, и это не позволяет для всего набора энергий предложить единый принцип идентификации частиц по параметрам наблюдаемого трека. Поэтому проблема идентификации заряженных частиц в ДД связана с энергетическим диапазоном регистрируемых частиц. В различных экспериментах было апробировано и успешно применено несколько способов идентификации в зависимости от ионизационных потерь и пробега измеряемых частиц в выбранном детекторе.

Пороговая дискриминация ионов. Как можно видеть из табл.1 и рис.2, исходя из условий эксперимента и чувствительности ДД, можно выбирать тип ДД или набор различных ДД (стопка) для наиболее эффективной идентификации всех частиц. Кроме того, как было показано ранее, существует возможность целенаправленно изменять порог регистрации. Так, например, доза γ -излучения в $\sim 2 \cdot 10^5$ Гр снижает порог чувствительности ПЭТФ и позволяет регистрировать ионы углерода с $E \sim 20$ МэВ против 12 МэВ. Избирательный отжиг повышает порог чувствительности кристаллов (слюды, оливина и др.) и способствует идентификации частиц с высокой ионизирующей способностью [47,132].

Надпороговая идентификация частиц. Здесь речь идет об области потерь энергий ионов, превышающих пороговые значения для данного ДД. Для идентификации сильноионизирующих частиц обычно используют метод $R(E)$, при котором энергию ионов одного вида определяют по длине полностью протравленных треков и сравнением ее с калибровочными или расчетными данными пробег — энергия для данного материала ДД [15—18].

Для получения энергетических и массовых распределений парных коррелированных осколков деления ядер можно использовать закономерность [133]

$$R = CA^{-1/6}E^{1/2}, \tag{9}$$

где C — эмпирический коэффициент, A — масса осколка и E — его энергия [134, 135]. На рис. 16 для примера показан двумерный график распределения пробегов коррелированных осколков вынужденного деления нейтронами ядер ^{235}U [130].

Каждая точка этого двумерного графика соответствует паре осколков, имеющих пробеги R_1 и R_2 , а линии — постоянному отношению масс

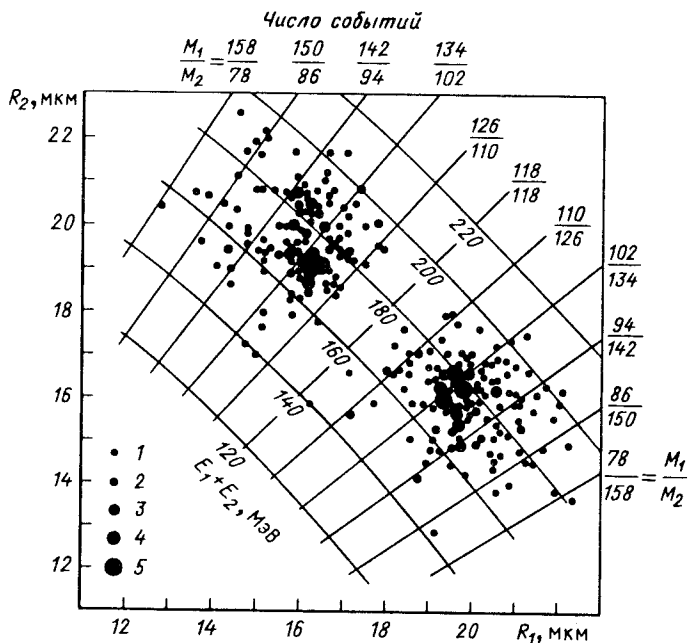


Рис. 16. Распределение пробегов коррелированных осколков (R_1 и R_2) вынужденного деления ^{235}U

осколков. Каждая пара осколков, имеющая пробеги $R_1 \pm \Delta R_1$ и $R_2 \pm \Delta R_2$, дает массы осколков $M_1 \pm \Delta M_1$ и $M_2 \pm \Delta M_2$. Для получения распределения кинетических энергий осколков деления используют соотношение (9). На рис. 17 приведены массовые и энергетические (полной

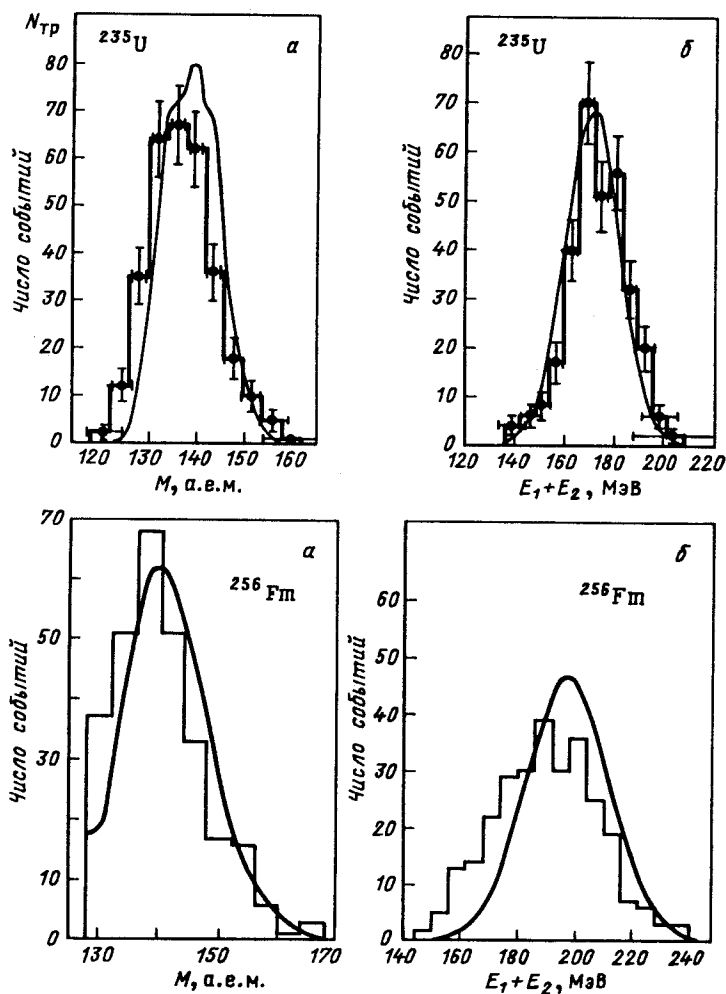


Рис.17. Гистограммы массовых (а) и энергетических (б) распределений осколков ($E_1 + E_2$) вынужденного деления ядер ^{235}U и спонтанного деления ядер ^{256}Fm , полученные в работе [133] с помощью ДД (ПК), и аналогичные результаты, полученные с помощью полупроводниковых детекторов (кривые)

кинетической энергии ТКЕ) распределения осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ядер ^{256}Fm , полученных в реакции $^{249}\text{Bk} + ^{22}\text{Ne}$. Погрешность определения атомного номера не превосходит ± 2 , а энергии ± 3 МэВ, и только на «хвосте» распределения она увеличивается. Этот метод был использован в экспериментах по изучению спонтанного деления короткоживущих ядер [130, 136].

Для идентификации частиц с малым пробегом (энергия ≤ 1 МэВ/а.е.м.) используют зависимость $D(E)$. В этом случае проводят такое травление ДД, чтобы радиус входного отверстия протравленного трека иона, падающего в ДД под прямым углом, был равен длине пробега или больше ее. В этом случае площадь входного отверстия трека иона S пропорциональна скорости осколка деления v , имеющего массу M и заряд Z [66]:

$$S \sim v_m t M Z^{-2/3} v,$$

где t — время травления детектора со скоростью v_m . Так как $v = (2E/M)^{1/2}$, то $S \sim E^{1/2}$, а $D \sim E^{1/4}$. Это положение было проверено экспериментально в [47, 65, 66]. Зависимость $D(E)$ для различных ионов, зарегистрированных в ФС разного состава, представлена на рис. 18. До $E \sim 60$ МэВ наблюдается пропорциональная зависимость D от E , но, начиная с $E \gg 60$ МэВ и $D > 80$, зависимость $D(E)$ более слабая и разрешение ухудшается. При этих энергиях возрастает пробег иона и можно использовать метод $R(E)$. С помощью этого метода можно изучать энергетические спектры осколков спонтанного деления. Энергетическое распределение осколков деления ^{252}Cf на ФС [66] (с разрешением до ~ 2 МэВ) хорошо коррелирует с данными, полученными ППД.

Для изучения процессов деления ядер или фрагментации, в которых продукты реакции имеют широкий спектр масс, зарядов и энергий, а также вылетают под самыми разными углами по отношению к пучку бомбардирующих частиц, авторы работы [137] предложили использовать метод последовательного травления [138], позволяющий в зависимости от времени травления проводить предварительную дифференциацию частиц по энергиям и массам. На каждом этапе травления через параметры трека получают значения v . Далее, используя калибровочные зависимости $v(dE/dx)$ и формулы расчета фигуры травления трека из работы [86], рассчитывают для любых ионов зависимости $v = f(E)$ и $D(d) = f(E)$ (D и d — большой и малый диаметры входного отверстия трека частицы, входящей в ДД под углом к поверхности). Сравнивая параметры каждого из измеренных треков с калибровочными зависимостями $v = f(E)$ и $D(d) = f(E)$, можно установить природу заряженных частиц. Авторам

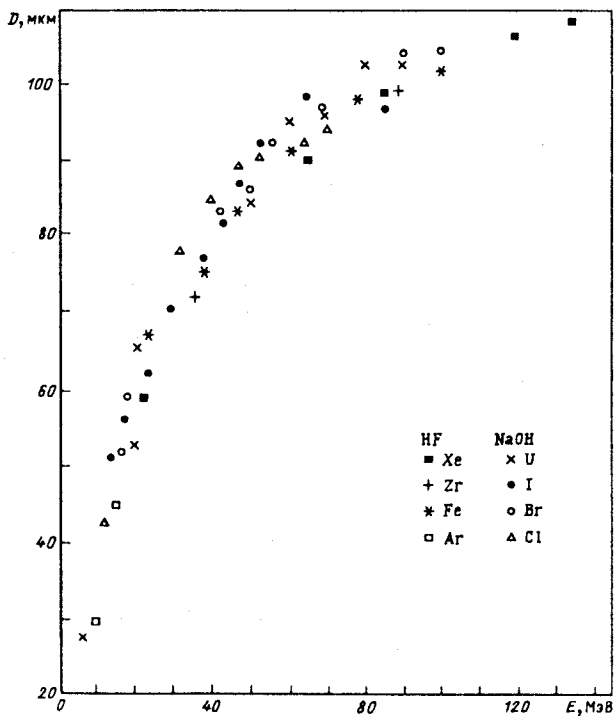


Рис. 18. Зависимость от энергии диаметров треков ионов, входящих нормально к поверхности ФС различного состава, с использованием различных растворов для травления: HF [47] и NaOH [66]

удалось получить зарядовые разрешения $\Delta Z = \pm 0,5$. Метод был успешно использован при исследовании распада ^{24}Mg и ^{28}Si [137, 139].

Для идентификации слабоионизирующих частиц используют методы $L(R_{\text{ост}})$ и $v(R_{\text{ост}})$, считая, что между скоростью v_T в данной точке трека и потерями энергии существует однозначная связь. Определение заряда и массы основано на соотношении между потерями энергии и остаточным пробегом. Зависимости, которые описывают процесс травления треков, содержат, как было показано ранее, неизвестные постоянные, которые получают подбором параметров. Для нахождения полуэмпирической за-

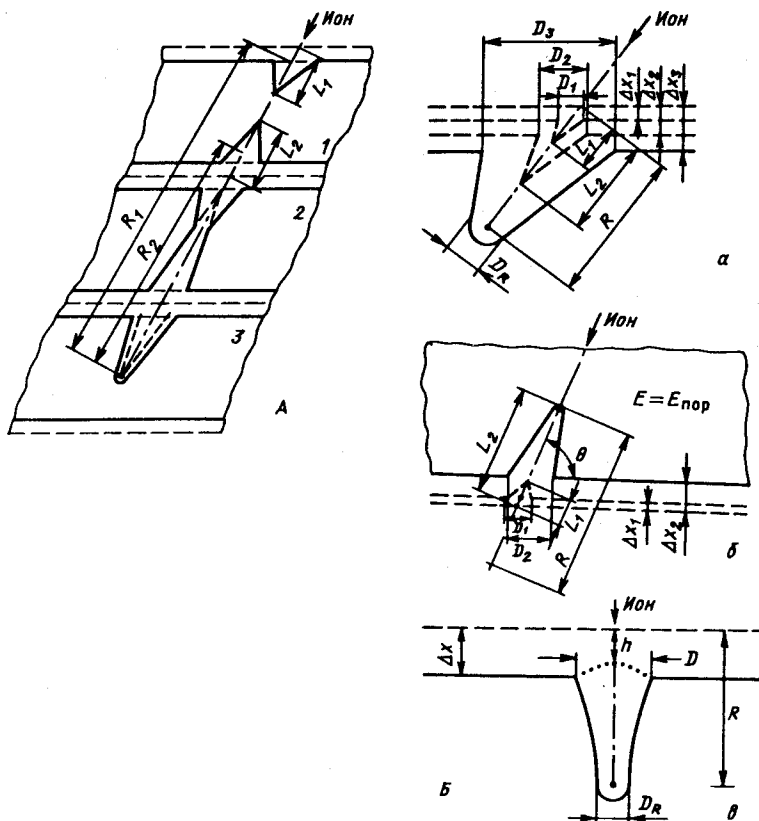


Рис.19. Схематическое представление некоторых способов идентификации ионов с помощью измерения протравленного конуса L или избирательного травления v_T/v_M и соответствующего остаточного пробега $R_{ост}$ в нескольких слоях ДД (А) и в одном слое (Б) при многократном травлении его со стороны входа иона в слой (а) и с обратной (б); а также при однократном травлении треков ионов, перпендикулярно направленных к поверхности ДД (метод профиля трека) (в). На рис.Б,а и б показано трех- и двухразовое травление ДД. На всех рисунках стрелка указывает направление движения иона, а штрихпунктирная линия — траекторию иона; Δx — толщина стравленного слоя, штриховая линия — начальная поверхность слоя ДД

зависимости v_T/v_M от заряда и скорости частицы используют экспериментально полученные зависимости $v_T(R_{ост})$ для ионов с известными массами, зарядами и энергией.

Разработано несколько способов проведения такого рода измерений. Четыре из них, наиболее часто используемые, представлены схематично на рис. 19. На первом показано соотношение травимой длины L и остаточного пробега $R_{\text{ост}}$ иона, прошедшего через два слоя стопки и остановившегося в третьем. При травлении в одних и тех же условиях получают набор длин конусов травления L и соответствующих остаточных пробегов $R_{\text{ост}}$. Из соотношений пробег—энергия для каждого пробега можно получить энергию, а следовательно, и ионизацию. Наличие нескольких слоев позволяет измерять несколько пар L_i и $R_{i \text{ ост}}$, что увеличивает точность метода [8,38,47,72]. В другом случае (рис. 19,Б) частица регистрируется в одном слое. Для того чтобы получить несколько значений L и $R_{\text{ост}}$ (а соответственно и v_T), необходимо травить ДД и измерять длину трека многократно. Подробная обработка результатов представлена в [73,140]. Для того чтобы определить Z трекообразующей частицы, полученные экспериментальные данные сопоставляют с кривыми калибровок $L(R_{\text{ост}})$. Этот метод идентификации фактически является модификацией хорошо известного метода $(dE/dE) - E$, поскольку параметры конуса дают характеристику ионизации, а остаточный пробег $R_{\text{ост}}$ — энергию.

Используя двукратное травление трека при специальном режиме обработки ПК, авторы работы [141] получали определенную форму трека, из параметров которого можно было получить зависимость $v_T(\text{REL})$ и $v_T(R_{\text{ост}})$. Метод использован для идентификации низкоэнергетичных ионов с $8 \leq Z \leq 20$.

Кроме измерения конусов треков, для получения зависимости $v_T(R_{\text{ост}})$ используют метод профиля трека [8], в котором измеряют параметры реплик треков ионов, входящих в ДД под углом 90° (рис.19,в). На рис.20 показаны некоторые результаты идентификации ядер представленными выше способами [47,142].

Для треков с малой избирательностью травления ($v_T/v_M < 3$), когда длина протравленного конуса очень мала [108], применяется метод $D(dE/dx)$. В этом случае диаметр трека D является более чувствительной функцией ионизации, чем его длина. Как правило, используют нормальное падение частиц на ДД. Если частица имеет пробег больше толщины ДД (или стопки ДД), то идентификации способствует измерение входного и выходного диаметра трека при двустороннем травлении каждого слоя ДД. Если пробег меньше толщины слоя (или стопки слоев), то травлением можно выявить конец трека и определить пробег частицы. Измеряя диаметр трека, из функции D от REL (рис. 21) определяют ионизацион-

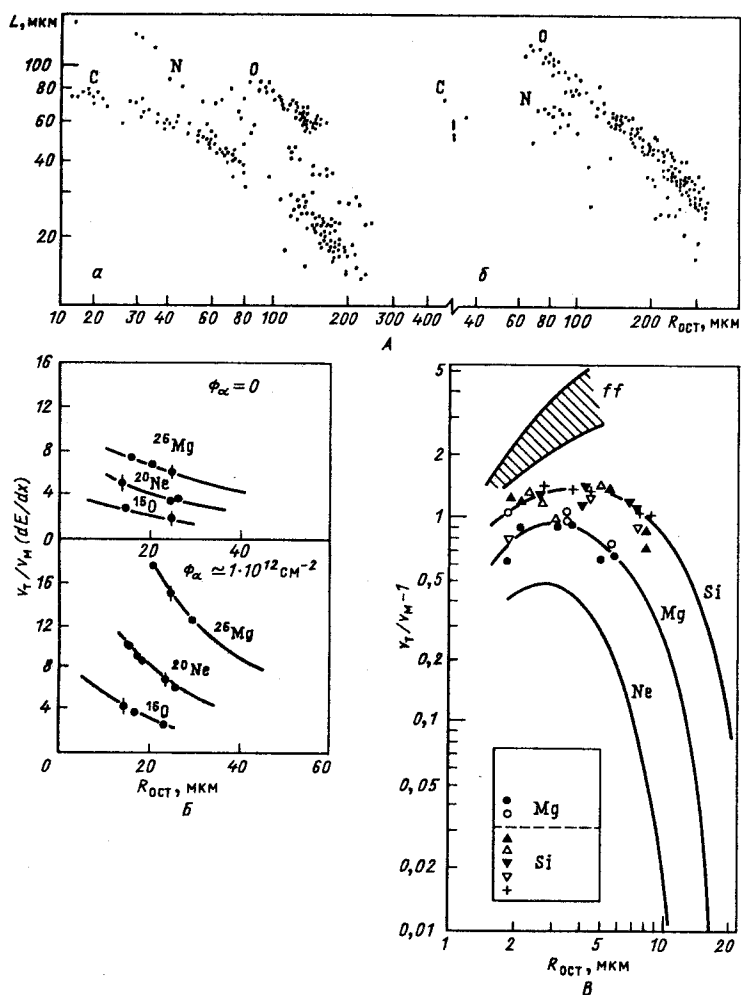


Рис. 20. Идентификация ионов с помощью некоторых ДД: А — группы С, N, O по схеме рис. 19, А, зарегистрированных в космических лучах в НЦ во время солнечной вспышки (а) и в период спокойного Солнца (б) [47]; Б — ^{16}O , ^{20}Ne , ^{26}Mg по схеме рис. 19, а, зарегистрированных в ПЭТФ без дополнительного воздействия и при плотности потока α -излучения порядка 10^{12} см^{-2} (точки — экспериментальные данные, линии — расчетные кривые); В — С, O, Ne, Mg и осколки спонтанного деления (ff) по схеме рис. 19, в, зарегистрированные в ФС при распаде ^{238}Pu [142]

ные потери иона. С учетом функции $R(E)$ можно получить зависимость $D(R_{\text{ост}})$ и идентифицировать частицы [143, 144]. Использование несколь-

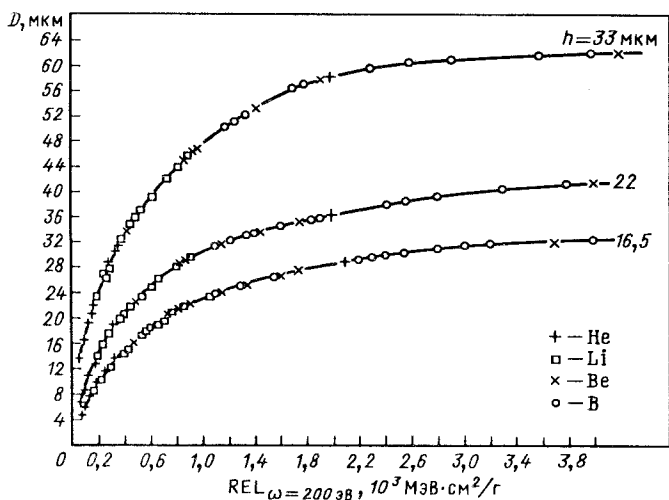


Рис. 21. Зависимость диаметров треков частиц от REL для $h = 16,5; 22,0$ и $33,0 \text{ мкм}$

ких слоев (стопки) позволяет провести идентификацию ионов с более высоким разрешением (рис. 22) [143]. Описание других методов идентификации можно найти в [8, 38, 72].

Погрешности измерения. С помощью оптического микроскопа во всех методах идентификации (кроме порогового) получают данные об основных параметрах трека — длине и диаметре. Абсолютная погрешность измерений для индивидуального трека составляет $\pm 0,3 \text{ мкм}$. Относительная погрешность таких измерений существенно зависит от размеров полностью протравленных треков. Как показали эксперименты, в полимерах, начиная с диаметра треков более 50 мкм , выявляемая структура ограничивает точность измерения. В стеклах ситуация лучше, можно травить треки до диаметра $80\text{—}100 \text{ мкм}$. Относительная погрешность измерения составляет для определения энергии по длине трека от 5 до $0,2\%$, а по ионизации $\sim 0,6\%$ — для полимеров и $\sim 0,3\%$ — для фосфатного стекла. Для очень коротких треков и малых диаметров погрешность может достигать $10\text{—}20\%$. Эти погрешности приведены для изотропных по свойствам материалов. Что касается кристаллических материалов, анизотропных по структуре и свойствам, то их использование для спектротрических измерений затруднено.

Ширина энергетического распределения. На рис. 23 представлены измеренные в ПАГК спектры длин треков ионов в разных энергетических

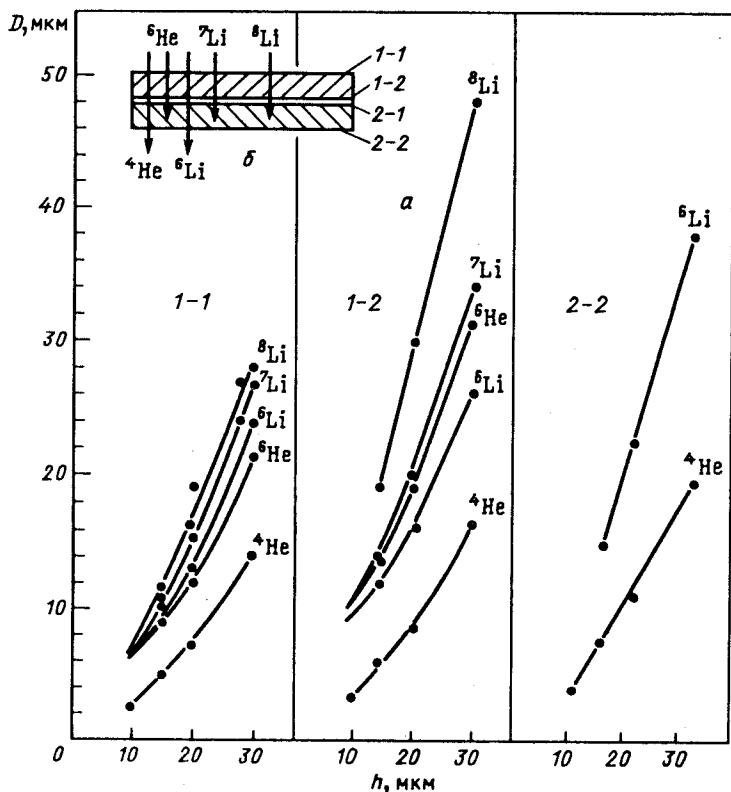


Рис. 22. Идентификация изотопов гелия и лития в двухслойном детекторе ПАГК в зависимости от стравленного слоя ЛД в 20% NaOH при 70 °С

областях. Из сопоставления этих рисунков видно, что для частиц с протравленной длиной трека ≥ 80 мкм измеренный разброс составляет $\pm 1,4\%$. Энергия короткопробежных частиц с ионизационной способностью, близкой к осколкам деления, может быть измерена с погрешностью $\pm 3\%$. На точность измерения энергии большое влияние может оказывать страгглинг по зарядам ионов, возникающий при их торможении в ДД. Отделить этот процесс от общего измеряемого разброса не представляется возможным. Некоторые сравнительные данные по оценкам страгглинга в ДД представлены в табл. 6 [47].

Оценки показывают, что для $E \leq 0,1$ МэВ/а.е.м. страгглинг приводит к разбросу по энергии примерно в 7%. Измеренная дисперсия спектра

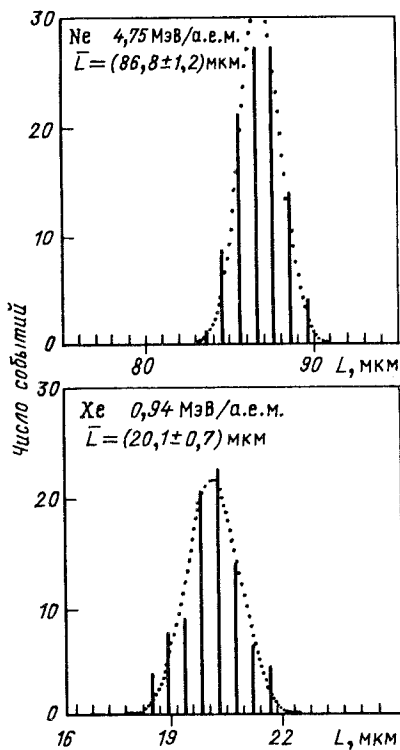


Рис.23. Спектральное распределение длин треков ионов Ne (4,75 МэВ/а.е.м.) и Хе (0,94 МэВ/а.е.м.) в ПАГК

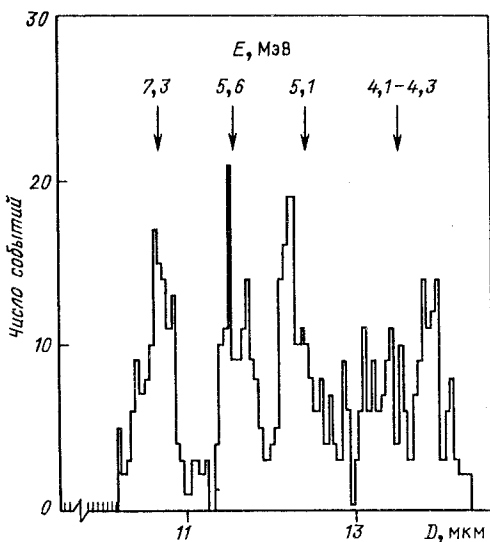


Рис.24. Спектральные распределения диаметров треков α -частиц ^{226}Ra в ПАГК

$W(\Delta E)_{0,5}/E$ составляет при этом 10—20%. Это свидетельствует о том, что страгглинг вносит существенный вклад в измеряемый энергетический спектр частиц во всем рассмотренном диапазоне энергий.

Спектральное распределение треков α -частиц ^{226}Ra в ПАГК по диаметру (рис. 24) показывает разрешение в этой области энергий не менее $\pm 3\%$. Это соответствует и энергетическому разрешению. В [145] измерены пробеги и определено энергетическое разрешение α -частиц в ПАГК для интервала 3+6 МэВ и типичных условий химической обработки. Показано, что для α -частиц с энергией 3 МэВ достигнутое энергетическое разрешение 40 кэВ лимитируется страгглингом: для 6 МэВ оно составляет 35 кэВ для отдельных и 20 кэВ для группы частиц. Авторам работы удалось различить группы α -частиц на ^{252}Cf с энергией 6,076 и 6,119 МэВ.

Точность измерения заряда. Избирательность травления γ прямо связана с ионизационными потерями, которые более чувствительны к заряду частицы, чем к энергии.

Таблица 6. Сравнительные данные оценок страгглинга из экспериментально определенных разбросов длин треков

Ион	E, МэВ/а.е.м.	ΔE , МэВ	$\Delta E_{стр}/E$, %	$W(\Delta E)_{0,5}/E$, %
^{22}Ne	1,0	0,335	1,5	3,0
	2,5	0,530	1,0	2,0
	4,75	0,730	0,7	1,4
^{132}Xe	0,94	2,1	1,7	3,6
	2,5	3,5	1,0	2,5
	10,6	7,2	0,5	0,9

На рис. 20,А представлены результаты идентификации ядер С, N, O в космических лучах [47]. Из рисунка видно, как идентифицируются частицы с соседними зарядами. Обработка полученных результатов методом χ^2 показывает, что разрешение по зарядам для легких частиц ионов может достигать $\pm 0,2$.

В [143] проводилась идентификация изотопов Ne и Li (в ПАГК), имеющих разные значения ионизационных потерь (REL). Получено хорошее разделение изотопов по заряду и массовым числам (рис. 25). Существует ряд возможностей для некоторых ДД увеличить их чувствительность, воздействуя на область латентного трека дополнительным излучением (УФ-, γ -излучение и т.д.). На рис. 20Б представлены измерения $v_T/v_M(R_{ост})$ для ионов ^{26}Mg , ^{20}Ne , ^{16}O в ПЭТФ до и после облучения детекторов потоком α -частиц плотностью порядка 10^{12} см^{-2} [47]. Видно, что избирательность травления и зарядовое разрешение возросли примерно в 2 раза. Применение дополнительного излучения позволяет при идентификации частиц улучшить разрешение близких по Z ионов даже в самой неблагоприятной области регистрации по энергии. Итак, суммируя регистрационные возможности ДД, следует отметить, что они способны с высокой эффективностью регистрировать и идентифицировать широкий диапазон тяжелых ионов как по энергиям, так и по зарядам.

4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ В ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Высокое зарядовое разрешение ДД, их низкая чувствительность к легким заряженным частицам, дискриминация частиц по заряду путем подбора материала детектора, возможность использовать большие пло-

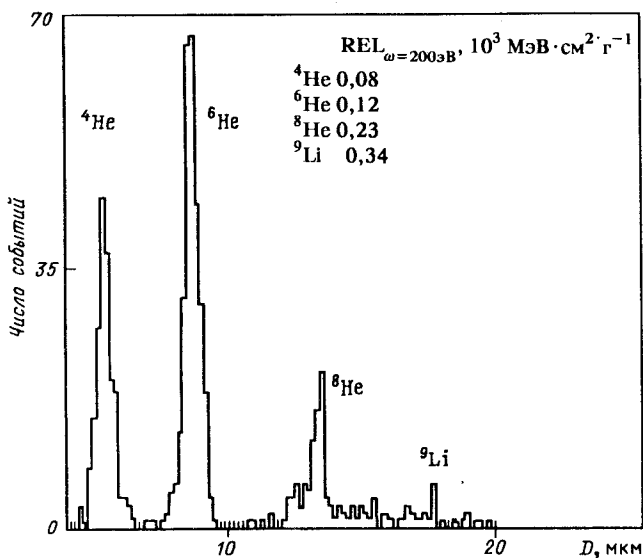


Рис. 25. Спектральное распределение диаметров треков изотопов He и Li, имеющих разные $REL_{\omega = 200 \text{ эВ}}$

щади позволили проводить важные эксперименты в различных направлениях ядерной физики тяжелых ионов, когда не требуется очень высокого энергетического разрешения (для ДД $E/\Delta E \sim 10 \div 50$). Здесь будут представлены некоторые области ядерно-физических исследований, где ДД достаточно широко используются.

Изучение радиоактивного распада природных элементов. α -распад. Согласно порогу чувствительности ДД (см. табл.1), в некоторых из них α -частицы способны создавать травимые треки, однако область энергий α -частиц, при которой это происходит, ограничена двумя значениями энергии $E_{\text{мин}}$ и $E_{\text{макс}}$, при которых v_T близка к v_M и треки трудно распознаваемы. В табл.7 приведены пределы энергий для детектирования α -частиц в некоторых пластиках.

ДД позволяют с высокой точностью (порядка 1 мкм) проводить определение пространственного распределения α -активного изотопа в радиоактивных мишенях и контроль возможных загрязнений физических установок. Необходимо учитывать, что при хранении на воздухе α -чувствительные детекторы могут накапливать треки α -частиц распада радона и его радиоактивных продуктов распада, содержащихся в окружающей атмосфере.

Таблица 7. Пределы энергий для детектирования α -частиц в некоторых полимерных ДД

Тип ДД	$E_{\text{мин}}, \text{МэВ}$	$E_{\text{макс}}, \text{МэВ}$
Поликарбонат	0,2	3
Нитрат целлюлозы	0,1	4-6
Полиаллилгликолькарбонат	0,1	85

Кластерная радиоактивность тяжелых ядер. Открытие нового типа радиоактивности с вылетом ядер ^{14}C [146,147] подтвердило теоретические предсказания о существовании ядерного распада [148], занимающего промежуточное положение между α -распадом и спонтанным делением. Эти эксперименты показали, что вероятность испускания ^{14}C почти на 10 порядков меньше, чем вероятность α -распада. Из расчетов было видно, что испускание более тяжелых кластеров из ядер с $Z > 90$ должно проходить со значительно меньшей вероятностью [148]. В экспериментах по поиску кластеров ^{14}C использовались электронные методы регистрации. Однако для них существуют значительные ограничения по количеству падающих α -частиц и толщине мишени, причем эффективность регистрации мала ($< 1\%$). Наиболее эффективным методом регистрации ионов с $Z \geq 6$ и энергией $30 \div 85$ МэВ представлялся метод ДД. Пороговая чувствительность детекторов, возможность использования больших площадей (до 10^3 см^2), а следовательно, и больших количеств исследуемого вещества, высокая эффективность регистрации могли повысить чувствительность метода на несколько порядков по сравнению с электронным. Работа проводилась в основном двумя группами исследователей: в лабораториях Беркли и Дубны [142,149]. Использовались ДД из ПК, ПЭТФ и ФС. Для поиска и анализа треков кластеров американскими учеными использовался метод реплик, в Дубне — метод многократного травления (см. рис.19,Б). Идентификация проводилась методом $v_T/v_M(R_{\text{ост}})$. Энергия определялась при измерении полного пробега кластеров, массовое число — из величины Q реакции [147]. Метод позволил получить разрешение по заряду $\Delta Z = \pm 0,2$, массе $\Delta M = \pm 1$, энергии $3-5\%$ (рис.26,27).

Большие плотности потоков α -частиц ($> 10^{11} \text{ см}^{-2}$) вызывали появление фоновых травимых треков ядер отдачи, возникающих за счет рассеяния α -частиц на ядрах ДД. Они затрудняли поиск событий и искажали форму искомым треков. Поэтому для проведения спектрометрических измерений существует предел по плотности потока α -частиц для детекторов из ПК, ПЭТФ и ФС порядка 10^{10} , 10^{12} и 10^{14} см^{-2} соответственно. Для

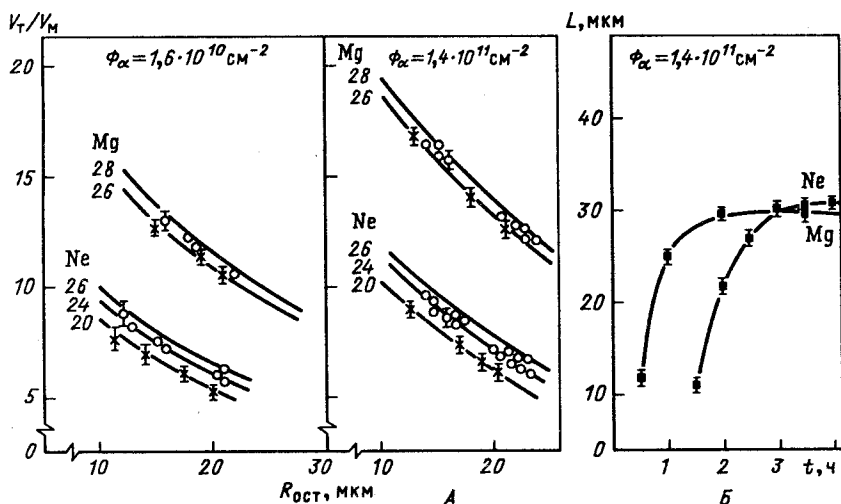


Рис. 26. Идентификация кластеров: А — зависимость v_T/v_M от $R_{ост}$ (ПЭТФ). Линии — расчетные кривые; крестики — калибровочные эксперименты; кружки — экспериментальные результаты по изучению кластерного распада ядер ^{234}U ; Б — зависимость травимой длины ядер трекков ионов неона и магния L , вылетающих при распаде ^{234}U , от времени травления t

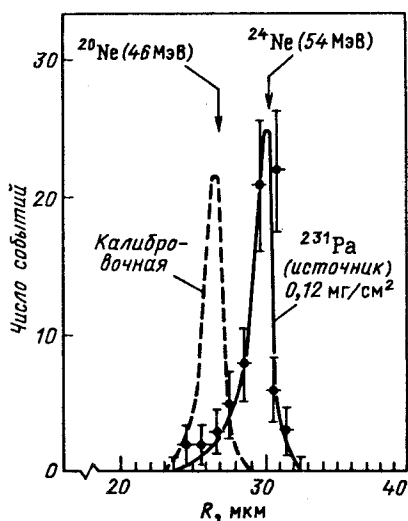


Рис. 27. Распределение пробегов кластеров R в ПЭТФ, вылетающих при распаде ядер ^{231}Pa , с указанием (стрелка) пробега ожидаемого кластера ^{24}Ne с $E = 54$ МэВ и калибровочных ионов ^{20}Ne с $E = 46$ МэВ

надежной регистрации кластеров в условиях большого фона α -частиц и осколков деления по плотности потоков вплоть до 10^{15} и 10^6 см^{-2} соответственно в Дубне был разработан двухслойный детектор, в котором верхний тонкий слой (6—10 мкм) удалялся после травления вместе с треками ядер отдачи.

Таблица 8. Относительная вероятность испускания кластеров с $Z > 10$ [142]

Исходное ядро и тип испускаемого кластера	Кинетическая энергия кластера, МэВ	$\lg T_{1/2}^*$	Измерения $-\lg(\lambda_{\text{кл}}/\lambda_{\alpha})^{**}$
$^{221}\text{Fr}(^{14}\text{C})$	29,28	>15,77	>13,3
$^{221}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	30,34	>14,35	>12,9
$^{222}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	30,97	11,02±0,06	9,43±0,06
$^{223}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	29,85	15,2±0,05	9,21±0,05
$^{224}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	28,63	15,9±0,12	10,37±0,12
$^{225}\text{Ac}(^{14}\text{C})$	28,57	>18,34	>12,4
$^{226}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	26,46	21,33±0,20	10,6±0,20
$^{231}\text{Pa}(^{23}\text{F})$	46,68	>24,61	>12,74
$^{230}\text{Th}(^{24}\text{Ne})$	51,75	24,64±0,07	12,25±0,07
$^{232}\text{Th}(^{26}\text{Ne})$	49,70	>27,94	>10,3
$^{231}\text{Pa}(^{24}\text{Ne})$	54,14	23,23±0,08	11,22±0,08
$^{232}\text{U}(^{24}\text{Ne})$	55,86	21,06±0,10	11,7±0,10
$^{233}\text{U}(^{24}\text{Ne})$	54,27	24,82±0,15	12,12±0,15
$^{233}\text{U}(^{25}\text{Ne})$	54,32	24,82±0,15	12,12±0,15
$^{234}\text{U}(^{24}\text{Ne})$	52,81		
$^{234}\text{U}(^{26}\text{Ne})$	52,87	25,25±0,05	12,36±0,05
$^{234}\text{U}(^{28}\text{Mg})$	65,26	25,75±0,06	12,86±0,06
$^{237}\text{Np}(^{30}\text{Mg})$	65,52	>27,27	>13,4
$^{238}\text{Pu}(^{30}\text{Mg})$	67,00		
$^{238}\text{Pu}(^{28}\text{Mg})$	62,00	25,7±0,25	16,25±0,25
$^{236}\text{Pu}(^{28}\text{Mg})$	61,6	21,7	~14,3
$^{238}\text{Pu}(^{32}\text{Si})$	78,95	25,3±0,16	15,86±0,16
$^{241}\text{Am}(^{34}\text{Si})$	80,60	>25,3	>15,1; 14,1

* $T_{1/2}$ — парциальный период полураспада ядра, с.

** $\lambda_{\text{кл}}$ и λ_{α} — постоянная кластерного и α -распада ядра.

В табл.8 представлены результаты исследования кластерного распада тяжелых ядер ДД.

С помощью метода ДД вылет кластеров был обнаружен у 12 изотопов, причем у ядер ^{234}U и ^{238}Pu наблюдался вылет двух типов кластеров, идентификация которых проводилась по скорости травления их треков

(рис.26, А). Более подробный обзор данной проблемы представлен в [142,149].

Спонтанно делящиеся ядра. Поиски сверхтяжелых элементов в природе. ДД широко используют для определения активности и распределения спонтанно делящихся ядер в образцах и мишенях [5,8,38,47], а также для определения и уточнения периодов полураспада спонтанно делящихся изотопов, например ^{238}U [150], ^{240}Cf [151]. Для этого применяют ДД с малым содержанием примесных ядер урана (полимеры, кварцевые и фосфатные стекла) (см. табл.5).

Кроме того, с помощью ДД можно изучать энергетическое и массовое распределение осколков деления спонтанно делящихся ядер, измеряя диаметры или длину треков осколков. Так, в [65,66] на специально разработанном ФС (с порогом регистрации около 9 МэВ) для диаметров треков осколков (входящих под прямым углом в ДД) 150—200 мкм получено энергетическое разрешение 1—2 МэВ. На рис.28 для примера представлено энергетическое распределение осколков деления ^{252}Cf , полученное с помощью ФС в сравнении с измерениями, выполненными полупроводниковым детектором [66]. Подобные результаты были получены на ФС другого состава в [65]. Помещая между ДД и источником тонкий поглотитель, авторы работ [152,153] смогли по диаметрам треков в силикатном стекле определить энергию легкого и тяжелого осколков ядер Th, U, Pu с погрешностью около 3%.

При облучении в геометрии 2π используют методы, основанные на измерении v_T/v_M и полной длины травимых треков осколков деления [133—136]. С помощью первого в [134,135] при использовании ДД из ПК и ТАЦ погрешность определения атомного номера составила $\pm 1,5$ для легкого осколка, а для тяжелого $\pm 2,0$. Энергетический разброс при этом составил $\pm 5\%$. Второй метод представлен в разд.3 данной работы.

Появление работ, предсказывающих возможность существования достаточно устойчивых по отношению к α -распаду и спонтанному делению сверхтяжелых ядер, находящихся в районе дважды замкнутых оболочек $Z = 114$ и $N = 184$, вызвало большой интерес и стимулировало большое количество экспериментов по поиску сверхтяжелых элементов (СТЭ) в природных как земных, так и космических образцах (метеоритных и лунных) [154—166].

В основном исследовалось спонтанное деление, поскольку α -частицы, принадлежащие искомому элементу, среди фоновых выделить трудно. Предполагалось, что после α -распада СТЭ из области изотопов ~ 114 должен спонтанно делиться. Точность расчета периодов полураспада СТЭ низкая: теория допускает существование ядер с периодом полурас-

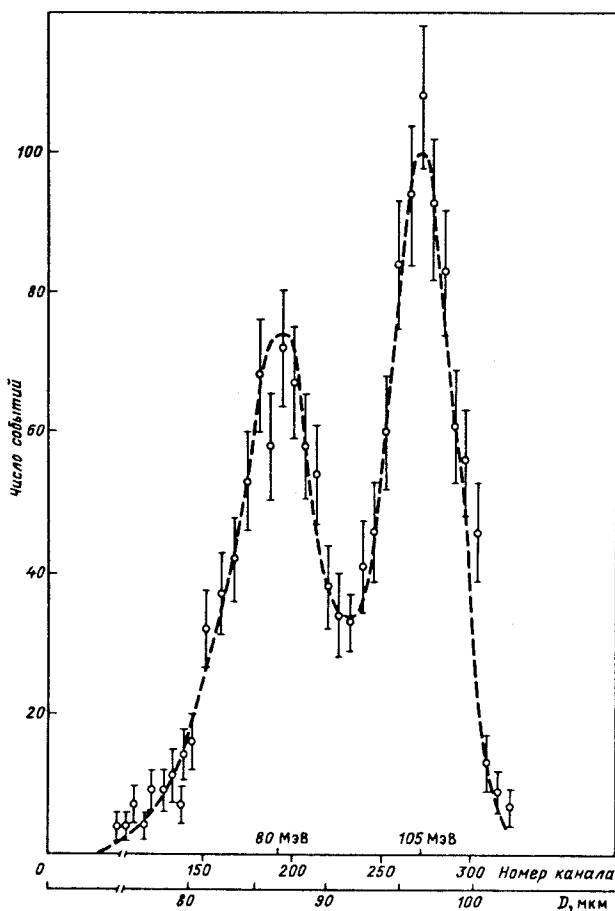


Рис.28. Энергетическое распределение осколков деления ^{252}Cf , полученное с помощью ДД (точки) и полупроводникового детектора (штриховая линия)

пада выше, чем для урановых ядер, но с той же вероятностью предсказывает времена менее долей секунды, что ставит под сомнение гипотезу существования ядер.

Поиск СТЭ в различных образцах с помощью ДД проводился в основном в двух направлениях. Во-первых, исследовались кристаллы и стекло, которые сами регистрируют треки и могли накопить информацию за длительный промежуток времени своего существования. В другом случае исследуемые образцы на длительный срок экспозиции помещались между

ДД. В том и другом случае проводился поиск избыточной плотности треков осколков деления по сравнению с плотностью треков от спонтанного деления ядер природных актиноидов (^{238}U и ^{244}Pu в минералах из метеоритов). В предположении, что спонтанное деление испытывают 100% ядер искомого СТЭ (или дочерних после серии α -распадов) [155], для образцов, содержащих 10^{-6} — 10^{-7} г/г урана, нижнюю границу концентрации СТЭ можно получить на уровне 10^{-12} — 10^{-13} г/г.

Для повышения идентификации и чувствительности метода поиска треков осколков в кристаллах авторы работ [156—159] использовали метод избирательного отжига треков. Было показано, что треки легких осколков актиноидов при определенном режиме отжига укорачиваются быстрее, чем треки тяжелых. В этом случае в спектрах длин треков осколков в исследуемых минералах в результате отжига должны появиться две группы, соответствующие спонтанному делению актиноидов и СТЭ. Исследование апатитов этим методом показало, что концентрация СТЭ (при $T_{1/2} \sim 10^9$ лет) составляет не более 10^{-13} г/г.

Другой метод поиска был связан с предположением тройного деления ядер СТЭ и возможностью его идентификации по трехлучевым трекам [160]. Авторы предполагали увеличение чувствительности метода примерно в 100 раз. Однако эксперименты, проведенные с образцами апатитов и слюд, установили лишь верхние границы содержания СТЭ: в апатите $\sim 10^{-13}$ г/г при концентрации урана $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ г/г и для слюд $5 \cdot 10^{-15}$ г/г с учетом концентрации урана $(3-4) \cdot 10^{-8}$ г/г.

При поиске СТЭ в других природных образцах использовался метод идентификации событий по трекам двух коррелированных осколков деления, зарегистрированных в двух или трех полимерных ДД [161], между которыми находился тонкий слой исследуемого вещества. Одна из пленок (толщиной около 12 мкм) просматривалась с помощью искрового метода [160]. Поиск трека коррелированного осколка проводился под микроскопом после обычного химического травления ДД. Метод совпаденый значительно снижал фон и позволил в метеорите Алленде (~ 800 г) за 10 мес. экспозиции наблюдать на площади ДД около 100 м^2 всего шесть событий деления ($0,02$ расп./ $(\text{сут} \cdot \text{кг})$). Это соответствовало концентрации спонтанно делящегося элемента приблизительно 10^{-14} г/г с учетом концентрации урана $(1,5-2) \cdot 10^{-8}$ г/г и совпадало с данными, полученными ранее электронными методами [154]. Данный метод может использоваться и в других исследованиях для определения ультрамалых спонтанно делящихся примесей в различных веществах с чувствительностью около 10^{-15} г/г.

Для поиска треков, созданных космическими СТЭ, в [162, 163] исследовались метеоритные оливины. Использовался метод отжига. В резуль-

тате просмотра в отоженных кристаллах оливина были обнаружены очень длинные треки (до 365 мкм), которые могли бы соответствовать ядрам СТЭ ($Z > 110$). Однако требуется более тщательная калибровка оливинов ионами с большими Z , чтобы это утверждение можно было считать справедливым [164].

Более подробный обзор по поиску СТЭ с использованием ДД представлен в [154, 165, 166].

Исследования механизма и продуктов ядерных реакций с помощью ДД сводятся к идентификации продуктов в выходном канале по Z , A , определению их времен жизни, измерению угловых и энергетических распределений в зависимости от энергии и типа бомбардирующих частиц и мишеней.

Выбор ДД и геометрия облучения зависят от задачи эксперимента и регистрационных свойств ДД. Как правило, в них используют внешнюю мишень, однако иногда ДД применяют и как мишень, исследуя пересекающие поверхность треки, либо с помощью специальных методов выявляют события внутри слоя ДД [167, 168].

Индукцированное деление ядер. Высокая эффективность регистрации осколков деления ДД, пороговая чувствительность и возможность изменения ее контролируемым способом, низкий собственный фон ДД, использование 2π - и 4π -геометрии облучения способствовали проведению широкого круга исследований по изучению процесса деления ядер [5, 8, 38, 169, 170]. Возможность использования большой площади, причем различной формы, позволяет регистрировать очень малые потоки осколков деления.

Наиболее часто используют две геометрии облучения. В первой детектор располагают вплотную к мишени или между двумя пластинами детекторов помещают тонкий слой вещества. В этом случае число продуктов реакций интегрируется по всем углам вылета. Во второй геометрии ДД находится на некотором расстоянии, а информация собирается путем измерения зависимости плотности треков от положения детектора.

Существует возможность вводить вещество непосредственно в ДД, например, в фосфатное стекло [171], не меняя его регистрационных свойств.

ДД были использованы для измерения низких сечений деления ядер (вплоть до 10^{-34} — 10^{-36} см²) [172, 173], углового распределения осколков деления [174, 175], для определения барьеров деления [8, 176], изучения двойного и тройного деления заряженными частицами, нейтронами и γ -излучением [5, 177]. Метод ДД подходит и для регистрации событий с малой вероятностью, таких как многофрагментное деление, которое трудно детектировать электронными счетчиками. При этом он позволяет вы-

числять соответствующее сечение, а измерение пробега дает возможность провести идентификацию продуктов деления и установить компланарность событий.

В [171, 176—181] представлены результаты исследования двойного и тройного деления ядер Au, Bi, Ag, U протонами, антипротонами, π -мезонами, α -частицами и ионами азота при высоких энергиях с использованием детекторов из слюды и поликарбоната. Для исследования деления протонами с энергией 18 ГэВ применяли фосфатные стекла, содержащие 2—3% U, Th, Bi. Был установлен порог тройного деления, который находится в области 0,5—0,7 ГэВ для протонов [176—180]. Изучение деления протонами [178] и α -частицами [170] высокой энергии проводилось с помощью технологии «сэндвичей».

При использовании тяжелых ионов целесообразно работать в 2π -геометрии [169, 181], поскольку за счет передачи составному ядру большого импульса тяжелой бомбардирующей частицей осколки деления летят в переднюю полусферу. С этой целью в работах [182—193] применяли тонкие слои делящихся материалов (~ 1 мг/см² UF₄, ThF₄, Bi, Pb, Au [169, 178]), нанесенные испарением на слюдяной ДД (площадью от 1 до 10 см²), которые облучались тяжелыми ионами: Kг, Хе, Рb, U ($\sim 10^6$ ион/см²) с энергией от 1 до 2 ГэВ. После травления исследовали коррелированные события, которые имели протяженные треки и надежно отличались от треков ионов, входящих под углом 90° и имеющих вид небольших ромбиков. Измеряя длину треков, угол погружения и разлета фрагментов, можно было их идентифицировать и получить полную кинетическую энергию, угловое распределение упругого рассеяния ионов. Подсчет треков ионов давал возможность определить интегральный поток ионов через ДД и рассчитать сечение реакции. При взаимодействии ядер U с U при энергии 2 ГэВ наблюдали пятилучевые события [193]. Кинематический анализ этих событий показал, что они возникли в результате каскадного деления [186].

Представляет интерес опыт по измерению числа $\bar{\nu}$ (среднее число нейтронов на акт деления) для реакции деления тяжелых ядер золота, висмута и урана ионами углерода, кислорода и неона [194]. При облучении мишени пучком тяжелых ионов одновременно измерялось число и угловое распределение нейтронов, а также количество осколков из мишени. Для регистрации нейтронов применялись стекла, находившиеся в контакте с делящимся веществом — нептунием-237. Осколки регистрировались тоже стеклянными ДД. Наблюдалась сильная зависимость $\bar{\nu}$ от энергии возбуждения делящегося ядра. Этот метод был использован также для измерения угловых распределений нейтронов, образующихся при

облучении мишеней из Ge, Mo, Ag, Pt тяжелыми ионами C, O, Ne, Ar [195].

Необходимо отметить, что большинство работ по изучению деления ядер из изомерного состояния были выполнены с помощью ДД [8,97,196—198]. Изомерное состояние было обнаружено у ядер U, Np, Pu, Am, Cm, Bk с периодом полураспада $10^{-3} \geq T_{1/2} \geq 10^{-11}$ с и сечением до $\sim 10^{-30}$ см².

Изучение механизмов образования и распада составных ядер. Синтез трансфермиевых элементов осуществляется в результате полного слияния бомбардирующей частицы с ядром мишени [199]. Образование нового элемента является весьма редким процессом и соответствует сечению $\leq 10^{-34}$ см². Это требует длительных облучений (до нескольких суток) интенсивными пучками до $\sim 10^{18}$ см⁻². Время жизни этих ядер мало ($\leq 10^{-3}$ с), поэтому их доставка к детекторам должна осуществляться экспрессно. Направление вылета ядер отдачи из мишени совпадает с направлением пучка ионов. Выделение составных ядер с периодами полураспада $\geq 10^{-4}$ с из зоны пучка производится механическим способом, при котором они вбиваются во вращающийся или движущийся сборник (который переносит ядра к детекторам механической транспортировкой атомов отдачи), с помощью потоков газов или электрических и магнитных полей сепараторов [73—75]. Последний способ позволяет изучать ядра с временами жизни до 10^{-7} с. Распад ядер с временами жизни $< 10^{-7}$ с можно зарегистрировать на лету после выхода их из мишени [5]. При этом используется несовпадение углов вылета продуктов распада с направлением пучка. Время жизни составных ядер в диапазоне 10^{-16} — 10^{-19} с измеряют при облучении монокристаллических мишеней («метод теней»).

Для трансфермиевых элементов характерны два вида радиоактивного распада: альфа- и спонтанное деление. В Дубне регистрация составных ядер ДД в основном осуществлялась по их спонтанному делению [199]. Перенос продуктов реакции к детекторам проводился путем перемещения сборников ядер от мишени к детектору [130]. На рис. 29 представлены схемы наиболее часто используемых в ОИЯИ установок для получения составных ядер и изучения их распада. В первых двух мишень облучается выведенным пучком ионов (рис. 29а,б) [200,201], а третья предназначена для работы на внутреннем пучке ускорителя для использования максимальной интенсивности пучка ускоренных ионов [202]. Скорости движения сборников достигали 10^3 — 10^4 мин⁻¹. Периоды полураспада получали из распределения треков на ДД по направлению движения сборника (рис. 30). Большая длина ленты успешно решала про-

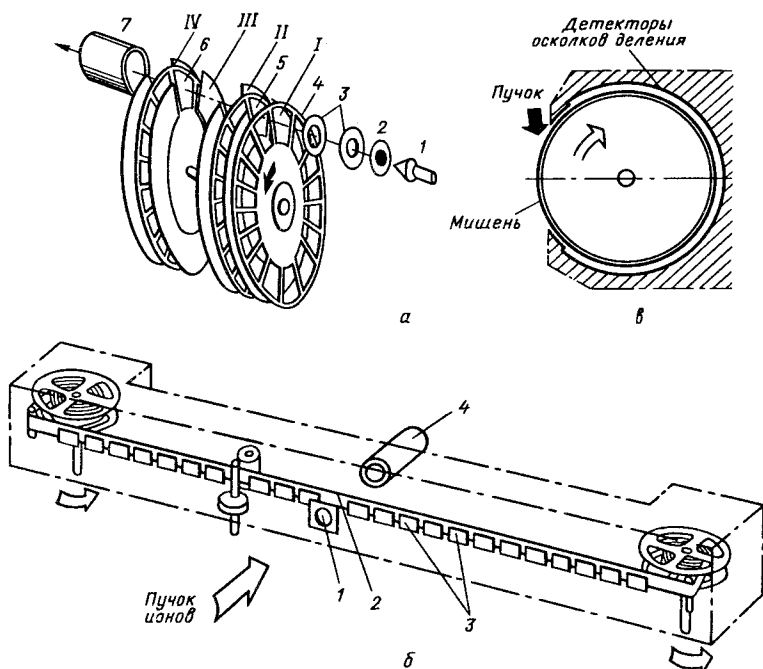


Рис.29. Схемы установок для получения составных ядер и изучения их спонтанного деления ДД [183]: *a* — схема установки «Диски»: 1 — пучок ионов; 2 — мишень; 3 — коллиматоры ядер отдачи; 4 — диск «маска»; 5 — первый диск-сборник ядер отдачи; 6 — второй диск-сборник ядер отдачи; 7 — цилиндр Фарадея, подключенный к интегратору тока. Римскими цифрами I—IV обозначены трековые детекторы осколков деления; *b* — схема установки с длиной лентой (~ 800 м) для переноса синтезируемых ядер к ДД: 1 — мишень; 2 — металлический сборник-лента; 3 — ДД; 4 — цилиндр Фарадея; *v* — схема установки для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся ядер

блему подавления фона от долгоживущих продуктов [203]. Эффективность регистрации осколков деления изучаемых ядер на этих установках составляла ~65%.

Кинематические сепараторы [73—75, 204] позволили в фокальной плоскости изучать спонтанное деление и α -распад ядер с помощью ДД.

Для регистрации осколков деления в зависимости от Z иона использовались слюда мусковит, фосфатное стекло, полиэтилентерефталат, поликарбонат. Альфа-активные ядра изучались полиаллилгликолькарбонатом [136].

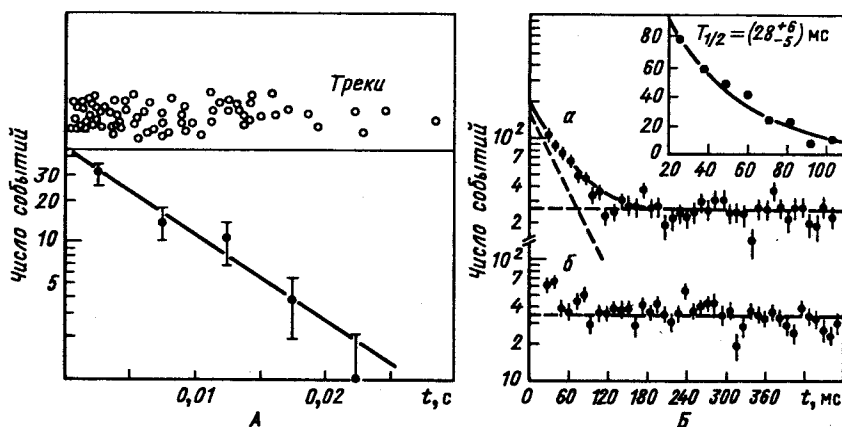


Рис.30. Временное распределение треков осколков спонтанного деления ядер: А — полученных в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ на установке рис.29,б; Б — в реакции $^{249}\text{Bk} + ^{15}\text{N}$ при использовании установки рис.29,а (а — для сборника 5; б — для сборника 6)

В связи с возникновением в процессе облучения больших плотностей потоков нейтронов ($10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$) особое внимание обращалось на собственный фон ДД и конструкционных материалов (табл. 5). Фон треков рассеянных ионов вблизи мишени превышал по плотности потока 10^6 см^{-2} . Поэтому в экспериментах на пучках ионов с $Z \leq 10$ использовались неорганические ДД [47,200], а при $Z \geq 15$, вплоть до Fe, применяли для снижения фона контролируемый избирательный отжиг, который, как было показано в разд. 3, снижал чувствительность к ионам при сохранении высокой эффективности регистрации осколков деления ядер (см. рис. 11). В качестве примера, иллюстрирующего возможности этого метода, на рис. 31 приведены микрофотографии треков рассеянных ионов хрома и осколка деления ядра, полученного в реакции $^{207}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$ до и после отжига ДД [47,130]. Изменения травимости треков в полимерных ДД, возникающие из-за отсутствия кислорода при работе в вакууме и при повышенной температуре, восстанавливались при помощи облучения УФ-светом с длиной волны $\geq 310 \text{ нм}$.

Неорганические ДД обеспечивают возможность регистрации спонтанного деления ядер при повышенной температуре. В опытах по химической идентификации курчатовия и нильсбория и изучению их свойств в слюде мусковит регистрировались осколки при температуре до 400°C в

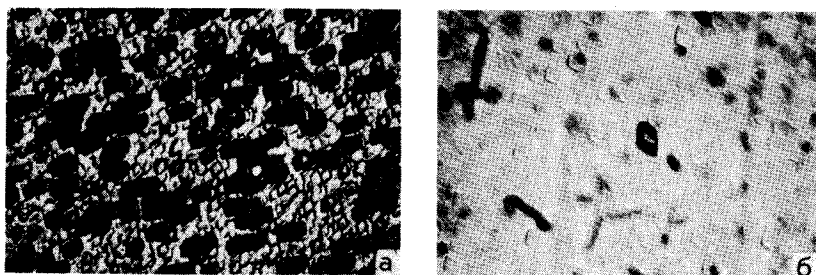


Рис. 31. Микрофотографии треков рассеянных ионов ^{54}Cr и трека осколка деления ядра, полученного в реакции $^{207}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$ до отжига (а) и после него при 460°C в течение 6 ч (б)

атмосфере летучих хлоридов [205]. Все известные электронные счетчики не могут работать в таких условиях.

Для дополнительной идентификации треков осколков деления от фоновых событий (в установке рис. 29,а) проводилась корреляция треков парных осколков деления ядра в двух противоположных ДД, расположенных по обе стороны тонкого сборника ядер. Совпадение треков осколков противоположного направления свидетельствует о распаде спонтанно делящегося ядра и позволяет отделять осколки от фоновых ионов с $Z \geq 26$, треки которых отжечь не удастся.

Идентификация составных ядер и продуктов распада проводилась по их пробегу или диаметру треков в ДД (см. разд. 3). Различие в суммарной кинетической энергии (ТКЕ) осколков деления позволяло отделять осколки деления спонтанно делящихся продуктов реакций передачи (например, ядер ^{241}Am в изомерном состоянии, изотопов ^{256}Fm и т.д.) от осколков деления составных ядер, у которых ТКЕ осколков, как правило, выше. При использовании сепараторов ДД могут регистрировать само составное ядро, а также вылетающие из него осколки деления и α -частицы (рис. 32). Измерение пробегов дает полную энергетическую картину распада, что позволяет идентифицировать события (см. разд. 3).

Метод ДД был использован для изучения большого количества (больше 100) ядерных реакций синтеза на пучках тяжелых ионов с $Z = 2 + 36$ и широкого набора мишеней с $Z = 70 + 98$. С использованием радиоактивных мишеней исследованы ядра с атомными номерами 102—104 [200]. В реакциях «холодного» слияния [202] при облучении изотопов Та, Рб, Вi ионами от Аг до Fe исследована стабильность трансфермиевых

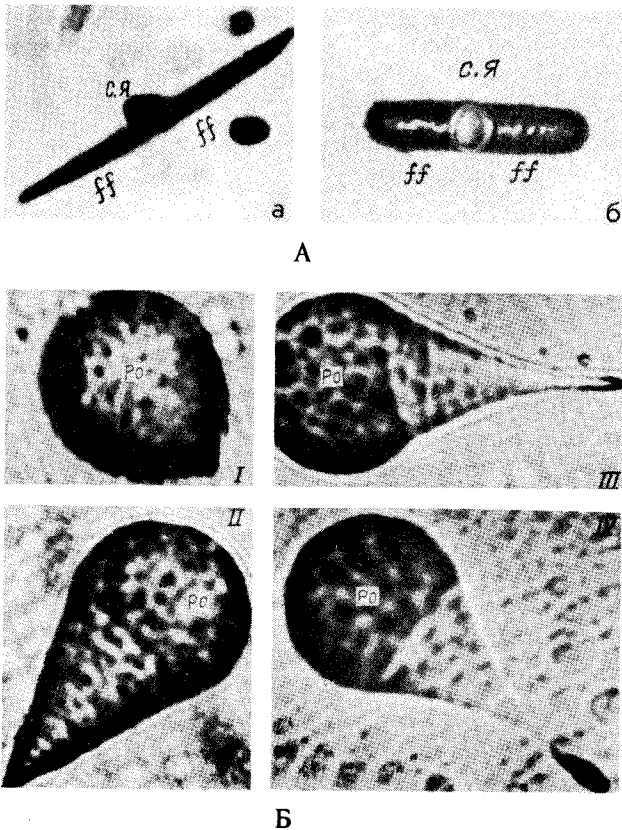


Рис.32. Микрофотографии треков составных ядер (с.я.) ^{244}Fm (А), входящих в ПЭТФ под углом 45° (а) и 90° (б) к поверхности ДД, и треки парных осколков деления этого ядра (ff) и ядер Po (Б) (круг), перпендикулярно входящих в ПАГК, и треки α -частиц, вылетающих из этих ядер Po под разными углами к поверхности слоя ДД

элементов с $Z = 104 + 110$ (рис.33). Использование методики ДД обеспечило изучение ядерных реакций с сечением приблизительно 10^{-36} см^{-2} [199].

Для регистрации спонтанно делящихся ядер с периодами полураспада меньше 10^{-6} с использовался метод, схема которого показана на рис. 34, а [196]. ДД регистрировали осколки деления атомов отдачи, распадающихся на лету. С помощью стеклянных и слюдяных ДД этим методом были измерены сечения реакций $^{238}\text{U} (^{12}\text{C}, 4n)$ [206], $^{238}\text{U}(n, n')$,

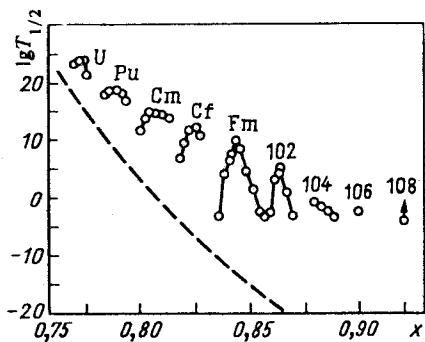
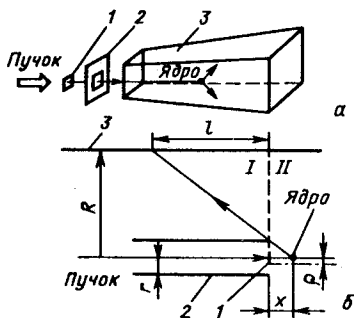


Рис.33. Зависимость периода полураспада трансураниевых ядер от параметра делимости x [201]

Рис.34. Схемы регистрации распада спонтанно делящихся ядер на ленту [73,207,208]: *a* — для диапазона времен 10^{-7} — 10^{-9} с: 1 — мишень; 2 — коллиматор; 3 — стеклянные детекторы; *б* — для времен до 10^{-12} с: 1 — мишень; 2 — трубка для крепления мишени; 3 — твердотельные детекторы осколков деления; I — зона регистрации осколков запаздывающего деления; II — зона регистрации осколков вынужденного деления



$^{239}\text{Pu}(n, n')$, $^{242}\text{Pu}(n, n')$, $^{242}\text{Pu}(n, 2n)$, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров с временами жизни 10^{-6} — 10^{-9} с [207]. Так как скорость ядер отдачи, образующихся в реакциях с легкими ионами, составляет $(0,2-0,6) \cdot 10^8$ см/с, то прямое использование этого метода ограничивает измеряемое время жизни значением около нескольких наносекунд. Дальнейшим развитием этого метода явился так называемый проекционный метод [172], принцип которого представлен на рис. 34, б. Мишень радиусом $\rho \leq 1$ мм бомбардируется пучком ионов. Трубка, в которой закреплена мишень, имеет радиус r . Детекторы осколков деления смонтированы на цилиндре на расстоянии R от оси пучка. В этом случае атом отдачи, находящийся на расстоянии x от мишени, при распаде испустит осколки, которые будут зарегистрированы на длине детектора $l = (R - r)x/r$. Оценки показывают, что с помощью проекционного метода можно измерять времена спонтанно делящихся изомеров вплоть до $5 \cdot 10^{-12}$ с. Действительно, в работе [208] получен спонтанно делящийся изотоп ^{240}Cm с $T_{1/2} = 10^{-11}$ с.

Представляет большой интерес использование различных типов ДД для измерения времен жизни составных ядер в диапазоне 10^{-15} — 10^{-18} с методом, основанным на наблюдении эффекта теней в угловых распределениях продуктов ядерной реакции на монокристаллической мишени

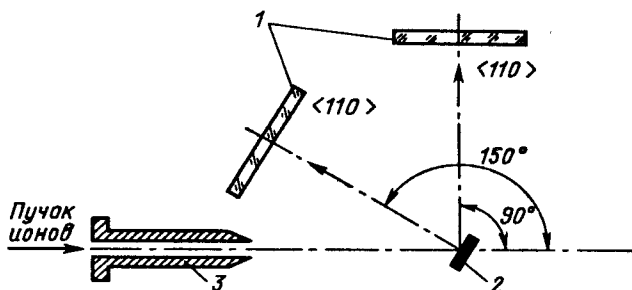


Рис.35. Схема эксперимента по определению времени жизни составных ядер методом эффекта теней: 1 — детекторы осколков деления; 2 — монокристалл; 3 — коллиматор

[209]. Составное ядро под действием импульса бомбардирующей частицы смещается из узла решетки. К моменту распада составное ядро в среднем находится от узла на расстоянии $S = v\tau$, где v — скорость движения ядра, τ — среднее время жизни ядра. Заряженные частицы, испущенные ядрами в узлах кристаллической решетки в направлениях кристаллических осей и плоскостей, испытывают сильное рассеяние уже на ближайших ядрах. В угловых распределениях частиц, покинувших кристалл, возникают области с резко пониженной интенсивностью частиц — своеобразные тени, характер расположения которых определяется структурой кристалла. Смещение ядер из узлов приводит к изменениям формы теней в угловых распределениях продуктов распада, по которым, зная скорость ядра отдачи, можно определить τ . При измерении времени жизни этим методом коллимированный пучок бомбардирующих частиц направляли на монокристалл, содержащий атомы исследуемого делящегося элемента, под углом, обеспечивающим одновременное получение изображения эталонной и рабочей картины теней на ДД (соответственно 90° и 150° относительно пучка ионов ^{22}Ne , рис.35). После соответствующей обработки ДД производили подсчет треков в области теней, образованных вдоль главных кристаллографических осей, сопоставляя «глубину» эталонной и рабочей теней, делали заключение о времени жизни составного ядра. Этим методом измерены времена жизни возбужденных составных ядер при облучении монокристаллических мишеней из ^{186}W , ^{181}Ta , ^{238}U и др. ускоренными ионами ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O , $^{20,22}\text{Ne}$, ^{27}Al , ^{31}P с различной энергией, а также получена информация о механизме испускания α -частиц в реакциях ^{20}Ne , $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$ с использованием ДД из нитрата целлюлозы [210]. В последних экспериментах ДД можно использовать не

только как позиционно-чувствительный, но и как спектрометрический детектор. Для каждого угла регистрации использовался набор фильтров разной толщины перед ДД. В одном облучении при небольших экспозициях было получено спектрально-угловое распределение α -частиц. Использование вместо фольг стопки тонких ДД может дать более подробную информацию. Более полные данные об этом методе и результатах исследования представлены в обзорной работе [209].

Использование ДД в таких исследованиях позволяет в одном эксперименте охватывать большой интервал углов и исследовать взаимодействия, проходящие с низким сечением. Так, для изучения барьера деления ^{230}Th и ^{231}Pa в реакции (n, f) для набора достаточной статистики использовалась большая камера рассеяния [211]. С помощью ПК площадью $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2$ было определено сечение подбарьерного деления и угловое распределение осколков индуцированного деления ^{230}Th и ^{231}Pa при энергии нейтронов 690—740 и 160 кэВ соответственно. С помощью поликарбонатных ДД в [212] измерили угловое распределение двух групп α -частиц, возникающих при образовании ^{24}Mg в основном и возбужденном состоянии в реакции $^{27}\text{Al}(p, d)$. Авторы различали α -частицы по измерению диаметров треков и получили разрешение по энергии около 60 кэВ при $\sim 6 \text{ МэВ}$.

Определенный астрофизический интерес представляет изучение реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$ и $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ при малых энергиях падающей частицы. Использование определенного типа ДД из ПК (нечувствительного к протонам) позволило авторам работ [213, 214] надежно определить сечение реакции и измерить угловое распределение продуктов реакции на большом фоне упругорассеянных ионов и протонов, что было трудно сделать электронными методами.

Большой комплекс исследований по изучению взаимодействия ускоренных тяжелых ионов ^{238}U , ^{208}Pb , ^{139}La с энергиями $\geq 10 \text{ МэВ/а.е.м.}$ с ядрами ^{108}Ag , ^{165}Ho , ^{189}W , ^{197}Au , ^{209}Bi выполнен в [215, 219]. Использовалась стопка ДД, на каждый слой которой был напылен слой вещества мишени. Измерение полного пробега и углов коррелированных событий позволило проанализировать угловое распределение упругорассеянных ионов и продуктов взаимодействия.

Упругое рассеяние заряженных частиц. В последнее время в различных центрах начаты работы с использованием вторичных радиоактивных пучков, сформированных из радиоактивных продуктов ядерных реакций, с целью получения информации о структуре ядер, удаленных от области стабильности, а именно о распределении ядерной материи или радиусах ядер [220]. С этой целью измеряют сечения взаимодействия этих ядер с ядрами мишени либо упругое рассеяние радиоактивных ионов. Ин-

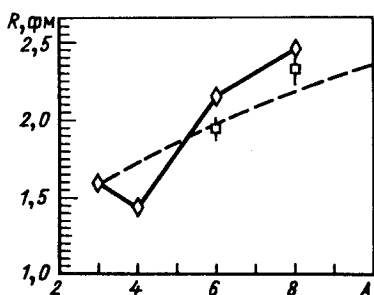


Рис.36. Зависимость радиусов изотопов He от массового числа : ромбы — результаты работы [221]; квадраты — результаты работы [143]

тенсивности вторичных пучков пока невелики (в Дубне на У-400 получено около 10^3 част./с, во Франции на ускорителе ГАНИЛ — $\sim 10^6$ част./с), и для работы электронными методами требуются длительные экспозиции. В этом

случае ДД позволяют за счет своего размера получить достаточную статистику при измерении углового рассеяния в широком интервале углов. В работе [143] было исследовано упругое рассеяние ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^8\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$ на ядрах С, Ве, Та и Аг. Использовалась стопка из двух слоев ПАГК. Идентификация изотопов осуществлялась по измерению диаметров треков ионов и их изменению вдоль траектории частицы. На рис. 25 представлены калибровочные распределения диаметров треков ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ с энергиями 57, 43, 94 и 86 МэВ. Зависимость полученных значений радиусов изотопов He от массового числа представлена на рис. 36. Данные хорошо согласуются с результатами работы [221], которые были получены электронными методами.

Многочастичные процессы. С помощью ДД в исследованиях ядерных взаимодействий при промежуточных и высоких энергиях возможно простым и экономичным способом измерять в 2л- и 4л-геометрии фрагментацию как мишени, так и налетающих ионов, и выделять различные каналы реакции. Можно определять эмиссию в различных фазах взаимодействия: прямую эмиссию в первой фазе взаимодействия (подобно легчайшим фрагментам мультифрагментации) и испарение из более тяжелых фрагментов во второй фазе. В настоящее время проведено большое количество работ, в которых использовались ионы от ${}^4\text{He}$ до ${}^{238}\text{U}$ с энергией от нескольких мегаэлектронвольт до нескольких сот гигаэлектронвольт, а в качестве мишеней — от ядер водорода, углерода, кислорода, содержащихся в самом ДД, до ядер урана. Результаты этих исследований представлены в [169,222—230].

Для идентификации фрагментов использовали различные методы в зависимости от энергии налетающих ионов. В [222] при измерении полной длины протравленного трека фрагмента и избирательности травления было достигнуто разрешение в ПАГК по заряду $\Delta Z \leq 1$ для ядер с $Z < 30$; $\Delta Z \leq 2$ для ядер с $Z > 30$ и $E/A > 0,5$ МэВ и $\Delta Z \leq 4$ для ядер с $E/A \leq 0,5$ МэВ. Для 10 МэВ/а.е.м. ядер с $Z \sim 80$ этим методом полу-

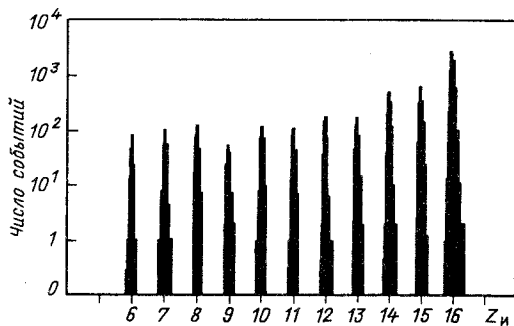


Рис.37. Зарядовое распределение фрагментов при взаимодействии с ПАГК ^{16}O с $E = 200$ ГэВ/а.е.м., полученное при измерении диаметров треков на 30 слоях стопки из 150 слоев

чено $\Delta Z = 2$. Энергетическое разрешение для наблюдаемых продуктов реакции $\Delta(E/A) \leq 0,05$ МэВ, а максимальная погрешность в опре-

делении угла составляла 5° . Для интервала энергий от 10 до 20 МэВ/а.е.м. при измерении конусов многократно протравленного трека было получено разрешение $\Delta Z < 1$ [231]. При облучении CH_2 , C, CR-39, Al, Cu, Ag, Pb различными ионами с энергиями от 0,6 до 200 ГэВ/а.е.м. с использованием компьютерной техники просмотра и обработки экспериментальной информации было достигнуто зарядовое разрешение $0,027e$. Это значение было получено методом $D(R_{\text{ост}})$ при измерении диаметров треков на 100 детекторных поверхностях стопки, облученной ионами ^{16}O (200 ГэВ/а.е.м.). Для примера на рис. 37 представлено зарядовое распределение продуктов взаимодействия ^{16}O с материалом детектора. Получено разрешение $0,05e$ при измерении диаметров треков на 30 слоях стопки, составленной из 150 слоев. Используя большую стопку ДД (ПК) в фокальной плоскости магнитного спектрометра и измеряя пробег, угловое распределение, v_T/v_M , авторам работы [232] удалось определить Z, A и M фрагментов и открыть два нейтронно-обогащенных нуклида ^{20}C и ^{27}F в реакции $^{48}\text{Ca} + \text{Be}$. Кроме приведенных выше экспериментов, ДД использовались в экспериментах по поиску аномальных ядер (аномалонов), возникающих в ядерных взаимодействиях и имеющих дробный заряд и большой размер [233]. Однако пока эти исследования не дали надежных результатов, подтверждающих существование искомых ядер.

Метод ДД также широко применяют в различных областях, например, для изучения состава космического излучения на различных высотах и широтах магнитосферы [72,234—237], активности Солнца [72,233—235], галактического излучения [238], поиска монополя Дирака [239], для определения возраста образцов [8,38,240], в радиографии [8,38,241—242], в дозиметрических измерениях потоков нейтронов и заряженных частиц [243], для изготовления фильтрующих матриц с заданными размерами пор [8,38,47,89,244] и в других прикладных исследованиях [245,246].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Silk E.C.H., Barnes R.S. — *Philos.Mag.*, 1959, vol.4, p.970—972.
2. Somogyi G., Toth-Szilagyi M., Monin M. et al. — *Proc. 10th Intern. Conf. Solid State Nucl. Track Detectors. Oxford: Pergamon Press, 1980, p.267—275.*
3. Young D.A. — *Nature*, 1958, vol.182, p.375—378.
4. Price P.B., Walker R.M. — *J.Appl.Phys.*, 1962, vol.33, p.3400—3403.
5. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П. — *Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоиздат, 1981.*
6. Lindhard S., Scharff M., Schiott H.E. — *Kgl. danske vid. selskab. Mat.—fys.medd.*, 1965, vol.33, № 14, p.1—42.
7. Bethe H.A. — *Ann. Phys.*, 1930, vol.5, p.325—400.
8. Флейшер Р.М., Прайс П.Б., Уокер Р.М. — *Треки заряженных частиц в твердых телах: Пер. с англ., М.: Энергоиздат, 1981.*
9. Bloch F. — *Z.Phys.*, 1933, № 1, p.363—366.
10. Katz R., Kobetich E.J. — *Phys.Rev.*, 1968, vol.170, p.391—396; 401—405.
11. Katz R. — *Nucl. Tracks.*, 1984, vol.8, p.1—8.
12. Fain S., Monnin M., Montret M. — *Radiation Res.*, 1974, vol.57, p.379—389.
13. Benton E.V. — *Report USNRDL-TR-67-80. San Francisco, 1967.*
14. Benton E.V., Nix W.D. — *Nucl.Instrum.and Methods*, 1969, vol.67, p.343—347.
15. Benton E.V. — *Radiation Eff.*, 1970, vol.2, p.273—280.
16. Northcliffe L.C., Schilling R.F. — *Nucl.Data Tables*, 1970, vol.A7, p.233—464.
17. Geissel H., Armbruster P., Kitohara T. et al. — *Nucl.Instrum.and Methods*, 1980, vol.170, p.217—222.
18. Almasi Gy., Somogyi G. — *ATOMKI kosl.*, 1981, vol.23, p.99—112.
19. Pretzch G. — *TU-Information 05-01-79, Dresden, 1979.*
20. Noggle T., Stigler L. — *J.Appl.Phys.*, 1959, vol.31, p.1259—1263.
21. Pradiuk N.F., Goljanov V.M. — *Radiation Damage in Solids, Vienna: IAEA, 1962, p.333—335.*
22. Vareille S.C., Decossas S.L., Moliton S.P. et al. — *J. Polymer. Sci.*, 1982, vol.20, p.1327—1340.
23. Morgan D.V., Chadderton L.T. — *Philos.Mag.*, 1968, vol.17, p.1335—1338.
24. Albrecht D., Ambruster P., Spohr R. et al. — *Radiation Eff.*, 1982, vol.65, p.145—148.
25. Lambert M. — *Radiation Eff.*, 1970, vol.3, p.155—160.
26. Teysaier S.L., Docossas S.L., Vareille J.C. — *Nucl. Tracks*, 1986, vol. 12, № 1—6, p.26—28.
27. Moliton S.P., Boevtinaud C., Decossas A. — *Polymers Sci.: Polymer Phys.Ed.*, 1982, vol.20, p.1280—1311.
28. Chambaudet A., Romary P. — *See [2], p.35—40.*
29. Попов В.И. — *Методы ЛПЭ-спектрометрии ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1978.*
30. Edmonds R.A., Durrani S.A. — *Nucl.Tracks*, 1979, № 3, p.3—11.
31. Crawford W.T., Desorbo W., Humphrey J.S. — *Nature*, 1968, vol.220, p.1313—1314.
32. Bean C.P., Doyle M.V., Entine G. — *J.Appl.Phys.*, 1970, vol.41, p.1454—1459.
33. Апель П.Ю., Третьякова С.П. — *ПТЭ*, 1980, 3, с.58—61.
34. Apel P.Yu., Pretzsch G. — *Nucl.Tracks*, 1986, vol.11, № 1—2, p.45—50.
35. Гегузин Я.Е., Воробьева И.В., Березина И.Г. — *Физика твердого тела*, 1968, т.10, вып.6, с.1819.
36. Dortye E. — *J.Phys.*, 1978, vol.39, p.1287—1293.
37. Gold R., Roberts S.H., Ruddy F.H. — *Nucl.Tracks*, 1981, vol.5, p.253—257.
38. Дюррани С., Балл Р. — *Твердотельные ядерные детекторы: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1990.*

39. Griffith J.E., Weller T.A., Seiberling L.E. et al. — *Radiation Eff.*, 1980, vol. 51, p.223—231.
40. Varley J.H. — *Nature*, 1954, № 174, p.886—887.
41. Стародубцев С.В., Киев А.Е. — *Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук*, 1963, т.3, с.41—51.
42. Fleischer R.M. — *Progr. in Material Science. (Chalmers Anniversary Volume)*, N.Y.: Pergamon Press, 1980, p.97—123.
43. Гегузин Я.Е., Воробьева И.В. — *Физика твердого тела*, 1980, № 4, с.927—930.
44. O'Sullivan D., Price P.B., Kinoshita K. — *J. Electrochem. Soc.*, 1982, vol.129, p.811—813.
45. Price P.B. — *Philos. Mag.*, 1982, vol.45, p.331—346.
46. O'Sullivan D., Thompson A. — *Nucl.Tracks.*, 1980, № 4, p.271—276.
47. Третьякова С.П. — Диэлектрические детекторы, использование их в экспериментальной ядерной физике: Дис. д-ра физ.-мат.наук. Дубна: ОИЯИ, 1989.
48. Bovey F.A. — *The Effects of Ionizing Radiations on Natural and Synthetic High Polymers* Interscience. N.Y., 1958.
49. Charlesby A. — *Atomic Radiation and Polymers*. Lond.: Pergamon Press, 1960.
50. Третьякова С.П., Ареп Р.Ю., Жолос Л.В. et al. — See [2], p.283—289.
51. Мошковский Н.С., Гайченко Л.И., Лаврентович Я.И. — *Атомная энергия*, 1977, т.42, вып.2, с.104—107.
52. Апсель П.Ю., Кравец Л.И. — *Препринт ОИЯИ 12-89-742*, Дубна, 1989.
53. Chipara M.I., Bunget T., Georgescu R. — *Nucl.Instrum. and Methods*, 1983, vol.209/210, p.395—400.
54. Капчигаев С.П., Коваль В.Н., Соколов В.А. и др. — *Вопросы дозиметрии*. М.: Атомиздат, 1979, вып.2, с.57—59.
55. Chambaudet A., Roncin T. — *Nucl.Tracks, Suppl.*, 1982, № 3, p.15—21.
56. Luck H.B. — *Nucl. Instrum. and Methods*, 1974, vol.114, p.139—140.
57. Веприк Я.М., Романенко В.П., Третьякова С.П. — *Тр. Ленингр. ин-та киноинженеров*, 1967, вып.XIX, с.68—70; 1972, вып.XXII, с.70—73; 1973, вып.XXIII, с.130—137; 1975, вып.XXVI, с.145—148; 1978, вып.XXXII, с.70—73.
58. Luck H.B. — *Nucl.Instrum. and Methods*, 1982, vol.200, p.517—523; 1983, vol.213, p.507—511.
59. Kristic, Anatanasijevic R., Todorovic Z. — *Nucl.Tracks*, 1983, vol.7, № 3, p.147—150.
60. Stejny J., Portwood T. — See [26], p.121—123.
61. Bernas A., Chambaudet A., Bartgge E. — *Proc. 8th Intern. Conf. SSDT, Bucharest, 10—15 July, 1972*, Bucharest: IFA, 1972, p.300—311.
62. Portwood T., Stejny J. — See [26], p.113—123; [11], p.151—154.
63. Portwood T., Turner T.W., Fews A.P. — See [11], p.155—158.
64. Cartwright B.G., Shirk E.K., Price P.B. — *Nucl. Instrum. and Methods*, 1978, vol.153, p.457—460.
65. Kapchenov V.E., Nicolaev V.A. — *Nucl. Tracks Rad. Meas.*, 1986, vol.11, № 5, p.221—227.
66. Aschenbach S., Fiedler G., Schreckkollner et al. — *Nucl. Instrum. and Methods*, 1974, vol.116, p.395—405.
67. Wang S., Barwick D., Ifft D. et al. — *Nucl. Instrum. and Methods*, 1988, vol.B35, p.43—50.
68. Берзина И.И., Берман И.В. — *Докл. АН СССР*, 1967, № 3, с.553—557.
69. Belyaev A.D., Bahromi I.I., Beresina N.V. et al. — *Nucl. Tracks*, 1980, vol.4, p.49—52.
70. Dorling G.W., Bull R.K., Durrani S.A. et al. — *Radiation Eff.*, 1974, № 23, p.141—143.
71. Begalli M., Margues A., Serra D.A.B. — *Nucl. Tracks*, 1984, vol.9, № 2, p.123—136.
72. Маренный А.Н. — *Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте*. М.: Энергоатомиздат, 1987.
73. Михеев В.Л. — *ЭЧАЯ*, 1979, т.10, с.269—313.

74. Майдигов В.З., Гофман Ю.В., Попеко Г.С. и др. — ПТЭ, 1979, № 4, с.68—72.
75. Оганесян Ю.Ц., Лобанов Ю.В., Попеко А.Г. и др. — Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 3—12 окт. 1989 г., Сб.аннотаций, ОИЯИ Д7-89-531, Дубна, 1989, с.145—146.
76. Белов А.Г., Бондаренко А.Г., Шимане Ч. — Препринт ОИЯИ Р9-82-301, Дубна, 1982.
77. De Sorbo W. — Nucl. Tracks, 1979, № 3, p.13—32.
78. Green P.F., Ramli A.G., Al-Najjar S.A.R. et al. — Nucl. Instrum. and Methods, 1982, vol.203, p.551—559.
79. Somogyi G. — See [1], p.27—36.
80. Tretyakova S.P., Apel P.Yu., Jolos L.V. et al. — See [2], p.283—289.
81. Hilderbrand D., Benton E.V. — Nucl. Tracks, 1980, vol.4, p.77—87.
82. Somogyi G., Hunyadi I. — See [2], p.443—452.
83. Enge W., Grabisch K., Dallmeyer L. et al. — Nucl. Instrum. and Methods, 1975, vol.127, p.125—135.
84. Singh S., Singh J., Virk H.S. — Nucl. Tracks Rad. Meas., 1988, vol.15, p.187—190.
85. Henke R.P., Benton E.V. — Nucl. Instrum. and Methods, 1971, vol.97, p.483—489.
86. Somogyi G. — Nucl. Instrum. and Methods, 1980, vol.173, p.21—42.
87. Ali A., Durrani S.A. — Nucl.Tracks Detection, 1977, vol.1, p.107—121.
88. Somogyi G., Scherzer R., Grabisch K., Enge W. — Nucl.Instrum. and Methods, 1977, vol.147, p.11—21.
89. Fischer B.E., Spohr R. — Rev.Mod.Phys., 1983, vol.55, № 4, p.907—948.
90. Muhammed R., Abu-Jarad F., Al-Jarallan M.T. — Nucl. Tracks, 1988, vol.15, p.187—290.
91. Tommasino L., Zapparo G., Griffith R.V., Mattei A. — Nucl. Tracks, 1980, vol.4, p.191—201.
92. Somogyi G. — Nucl. Track Detection, 1977, № 1, p.3—18.
93. Третьякова С.П., Джолос Л.В. — ПТЭ, 1982, № 3, с.52—56.
94. Khan H.A. — Radiation Eff., 1971, № 8, p.135—138.
95. Hassib G.M. — Nucl. Instrum. and Methods, 1975, vol.131, p.125—128.
96. Al-Najjar S.A.R., Balcazar-Carcia M., Durrani S.A. — Nucl. Track Detection, 1978, № 2, p.215—220.
97. Третьякова С.П. — Разработка методов регистрации тяжелых заряженных частиц с помощью ядерных эмульсий и диэлектрических детекторов: Дис.канд.техн.наук, Дубна, ОИЯИ, 1968.
98. Cross W.G., Tommasino L. — Health Phys., 1968, № 5, p.196—199.
99. Tommasino L., Klein N., Solomon P. — Nucl. Track Detection, 1977, № 1, p.63—70.
100. Somogyi A., Hunyadi I., Varga Zs. — Nucl. Track Detection, 1978, № 2, p.191—197.
101. Chambaudet A., Fellmaun D., Rebetez M. et al. — See [11], p.207—210.
102. Somogyi G., Medveczky L., Hunyadi I., Nyako B. — Proc. 9th Intern.Conf. on SSNTD, Sept.30—6 Okt., 1976, Munchen, Pergamon Press, Oxford, 1978.
103. Al-Najjar S.A.R., Bull R.K., Durrani S.A. — See [2], p.323—327.
104. Прибытков В.И., Розов Б.С. — ПТЭ, 1975, №4, с.7—10.
105. Gold R., Roberts J.H., Preston C. et al. — Nucl. Tracks, 1984, vol.8, № 1—4, p.187—197.
106. Noll A., Rusch G., Rocher H. et al. — Nucl. Tracks, 1988, vol.15, p.265—268.
107. Dreute S., Trakowski W., Schofer B. et al. — See [26], p.261—264.
108. Somogyi G., Grabisch K., Scherzer R., Enge W. — Nucl. Instrum. and Methods, 1976, vol.134, p.129—141.
109. Головченко А.Н., Джолос Л.В., Третьякова С.П. — Сб.докл.раб.совет. “Твердотельные трековые детекторы ядер и их применение”, 6—8 февраля 1990 г., Дубна, ОИЯИ, Д13-90-479, Дубна, 1990, с.53—58.
110. Luck H.V. — Abstracts 15th Intern. Conf. on Particle Tracks in Solids, 3—7 Sept., 1990, Marburg, Marburg, 1990, p.94.

111. Отгонсурен О., Перельгин В.П., Третьякова С.П. — См. [61], с.231—240.
112. Абдуллаев Х., Капусцик А., Отгонсурен О. и др. — ПТЭ, 1968, № 2, с.73—78.
113. Homer S.B., Miles S.C. — See [26], p.133—136.
114. O'Sullivan D., Thompson A., Adams S.A. et al. — Nucl. Tracks, 1984, vol.8, p.143—146; 1980, vol.4, p.271—276.
115. Adams S.H., Beahm L.P. — See [26], p.387—390.
116. Kapuscik A., Perelygin V.P., Tretyakova S.P. et al. — Proc. 6th Intern. Conf. on Nucl. Photography, Roma, CEPI, 1966, p.468—472.
117. Jakupi B., Lhagvasuren D., Otgonsuren O. et al. — See [2], p.997—999.
118. Singh G., Virk H.S. — See [84], p.253—256.
119. Modgil S.K., Virk H.S. — Nucl. Instrum. and Methods, 1987, vol.B21, p.60—66.
120. Zamani M., Savvides E., Petrakis J. et al — See [26], p.141—144.
121. Luck H.B. — Nucl. Instrum. and Methods, 1983, vol.212, p.371—373.
122. Schlenk B., Somogyi G., Valek A. — Radiation Eff., 1975, № 24, p.24—28.
123. Durrani S.A., James K. — See [84], p.223—230.
124. Zamani M., Sampsonidis D., Charalambous S. — See [26], p.125—128.
125. Третьякова С.П., Мамонова Т.И. — АЭ, 1979, т.47, вып.4, с.216—219.
126. Portwood T., Hewshaw D.L. — See [26], p.105—108.
127. Fukuda K., Fujimoto H., Satoh Y. — Nucl. Instrum. and Methods, 1986, vol.251, p.374—379; 1980, vol.174, p.421—426.
128. Khan H., Khan N. — Nucl. Instrum. and Methods, 1983, vol.216, p.471—474.
129. De Sorbo W.D. — Nucl. Tracks, 1979, № 3, p.13—32.
130. Третьякова С.П., Сагайдак Р.Н. — Автордиографический метод в научных исследованиях. М.: Наука, 1990.
131. Csigel, Hunyadi I., Somogyi G. et al. — See [84], p.179—182.
132. Perelygin V.P., Stetsenko S.G., Otgonsuren O. et al. — Nucl. Tracks, 1986, vol.12, p.375—378.
133. Sagaidak R.N., Tretyakova S.P. — See [26], p.317—320.
134. Endo K., Doko T. — Nucl. Instrum. and Methods, 1973, vol.111, p.29—37.
135. Voegglid S.K., Arroe O.H., Sigurgeirsson T. — Phys. Rev., 1966, vol.141, p.1146—1149.
136. Третьякова С.П., Еремин А.В., Лобанов Ю.В., Тетерева Т.В. — см. [109], с.64—71.
137. Богданов В.Г., Кочеров Н.П., Шигаев О.Е. — ПТЭ, 1989, № 3, с.69—73.
138. Grabez S., Beckmann R., Vater P., Brandt R. — See [26], p.769—773.
139. Богданов В.Г., Кочеров Н.П., Лепехин Ф.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, с.306—309.
140. Siegmon G., Kohnnew H.J., Bartholoma D.P., Enge W. — See [102], p.137—143.
141. Todorovich Z., Anatanasijevic R. — Nucl. Instrum. and Methods, 1983, vol.212, p.217—219.
142. Price P.V. — Nucl. Phys., 1989, vol.A502, p.41—58.
143. Tretyakova S.P., Vorcea C., Kalpakchieva R. — Nucl. Instr. and Methods, 1984, № 224, p.371—377.
144. Скобелев Н.К., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э. — Препринт ОИЯИ Р7-90-195, Дубна, 1990.
145. Fewes A.P., Henshaw D.L. — See [62], p.641—645.
146. Rose H.S., Jones G. — Nature, 1984, vol.307, p.345—347.
147. Александров Д.В., Беляцкий А.Ф., Глухов Ю.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.152—154.
148. Сэндулеску А., Поенару Д.Н., Грайнер В. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.81—91.
149. Замятин Ю.С., Михеев В.Л., Третьякова С.П. и др. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.538—594.
150. Nadler J.C., Lattes C.M., Marques M. et al. — Nucl. Tracks, 1981, vol.5, p.45—52.
151. Тарантин Н.И., Букланов Г.Н., Ким Су Мен. — Препринт ОИЯИ Р6-86-214, Дубна, 1986.

152. Николаев В.А., Перельгин В.П. — ПТЭ, 1976, № 2, с.7—17.
153. Николаев В.А. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1971, т.35, с.180—184.
154. Тер-Акопьян Г.М. — Исследования по синтезу и поиску в природе сверхтяжелых элементов: Дис. д-ра физ.-мат.наук, Дубна, 1984.
155. Флеров Г.Н. — Препринт ОИЯИ Р7-11087, Дубна, 1977.
156. Lhagvasuren D., Perelygin V.P., Stetsenko S.G. et al. — See [2], p.939—947.
157. Khan H.A., Durrani S.A. — Nucl. Instr. and Methods, 1972, vol.98, p.229—240.
158. Jakupi B., Lhagvasuren D., Otgonsuren O. et al. — See [2], p.997—1002.
159. Отгонсурен О., Перельгин В.П., Стеценко С.Г. — ПТЭ, 1977, № 2, с.49—51.
160. Tommasino L., Gross W.G. — Health Phys., 1968, vol.15, p.196—202.
161. Третьякова С.П., Джолос Л.В., Пономаренко В.А. — Регистрация спонтанно делящегося нуклида в метеорите Алленде; Сообщение ОИЯИ 15-83-888, Дубна, 1983.
162. Перельгин В.П., Стеценко С.Г. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.622—625.
163. Perelygin V.P., Stetsenko S.G., Otgonsuren O. — See [26], p.375—378.
164. Perron C., Bourot-Denise M., Perelygin V.P., Dersch et al. — Nucl. Tracks., 1988, vol.15, № 1—4, p.231—234.
165. Жданов Г.Б. — Успехи физ.наук, 1973, т.111, с.109—137.
166. Flerov G.N., Ter-Akopyan G.M. — Treatise on Heavy-Ion Science/Ed.Bromli. N.Y.: Plenum Press, 1985, vol.4, p.333—399.
167. Brandt R. — Proc. Intern. Symp. Superheavy Elements. Lubbock. Pergamon Press, 1978.
168. Lal D., Rajan R.S., Tamhane A.S. — Nature, 1969, № 221, p.33—37.
169. Brandt R. — Nucl. Instrum. and Methods, 1980, vol.173, p.111—119; 147—153.
170. Debeauvais M., Trippier S. — Nucl. Instrum. and Methods, 1980, vol.173., p.157—162.
171. Perelygin V.P., Tretyakova S.P., Shadieva N.H. et al. — Proc. 1st Intern. Conf. on Nuclear Tracks in Solids. Univ. of Clermont-Ferrand Press, 1969, vol.1, p.28-32.
172. Metag V., Liukkonen E., Slettenn G. — Nucl. Instrum. and Methods, 1974, vol.114, p.445—448.
173. Robotnov N.S., Smirenkin G.N., Soldatov A.S. et al. — Proc. 1st Symp. on Phys. and Chem. of Fission. Vienna, 1966, p.1137—1140.
174. Afarideh H., Durrani S.A., Kandle K. — Nucl. Tracks Radiat. Meas., 1988, vol.15, p.337—340.
175. Sames G.D., Graingem S. — Nucl. Tracks Radiat. Meas., 1984, vol.8, № 1—4, p.529—532.
176. Huds S., Katcoff S. — Phys. Rev. C, 1976, № 13, p.1966—1975.
177. Шигаев О.Е., Быченков В.С., Ломанов М.Ф. и др. — ЯФ, 1978, т.78, вып.6, с.1424—1428.
178. Braundt R., Carbonova F., Cieslak E. et al. — J.Phys., 1970, vol.31, p.21—27.
179. Husain L., Katcoff S. — Phys. Rev. C, 1971, vol.4, p.263—266; 1976, vol.14, p.628—631.
180. Todorovic Z., Anatanasijevic R. — Nuovo Cimento, 1976, vol.34, p.545—549.
181. Brandt R. — Angew. Chemie, 1971, vol.83, p.1000—1003.
182. Vater P., Becker H.J., Brandt R., Freiesleben H. — Nucl. Instrum. and Methods, 1977, vol.147, p.271—278; Phys. Rev. Lett., 1977, vol.39, p.594—596.
183. Khan A., Rashid K., Akber A. et al. — Nucl. Instrum. and Methods, 1980, vol.173, p.155—156; 163—168.
184. Брандт Р., Капуцсик А., Перельгин В.П. и др. — Тр. Междунар. конф. по физике тяжелых ионов. Вып.3, ОИЯИ Д7-5345, Дубна, 1970, с.39—42.
185. Perelygin V.P., Shadieva N.H., Tretyakova S.P. et al. — Nucl. Phys., 1969, vol.147, p.271.
186. Gottschalk P.A., Vater P., Becker H.-J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.42, p.359—363; 1728—1732.
187. Khan H.A., Vater P., Brandt R. — See [2], p.915—920.
188. Debeauvais M., Jokis S., Tripier S. — See [2], p.927—932.
189. Todorovich L., Anatanasijevic R., Grabez V. — See [2], p.899—904.
190. Debeauvais M., Ralarosy S., Tripier J. et al. — See [63], p.763—768.

191. Khan M.A., Beckmann R., Vater P. et al. — See [63], p.775—778.
192. Debeauvais M., Ralarasy S., Tripiet S. et al. — Nucl. Tracks Radiat. Meas., 1984, vol.8, p.515—518.
193. Vater P., Khan E.V., Beckmann R. et al. — See [192], p.541—544.
194. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Шарифов К.Н. — ЯФ, 1970, т.11, с.304—314.
195. Ильинов А.С., Карамян С.А., Нгуен Так Ань и др. — Препринт ОИЯИ Р7-6316, Дубна, 1972.
196. Гангрский Ю.П., Нгуен Конг Кхань, Пулатов Д.Д. — Атомная энергия, 1972, т.33, с.829—832.
197. Гангрский Ю.П., Гвоздев Б.А., Марков Б.Н. и др. — Препринт ОИЯИ Р2-769, Дубна, 1966.
198. Vandenbosch R. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, vol.27, p.1—71.
199. Oganessian Yu.Ts., Hussonnois M., Demin A.G. et al. — Radiochemica Acta, 1984, vol.37, p.113—120.
200. Оганесян Ю.Ц., Лобанов Ю.В., Третьякова С.П. и др. — Атомная энергия, 1970, т.28, с.393—398.
201. Оганесян Ю.Ц., Лобанов Ю.В., Юссонуа М. — Препринт ОИЯИ Д7-87-392, Дубна, 1987.
202. Oganessian Yu.Ts., Demin A.G., Pjinov A.S. et al. — Nucl. Phys., 1975, vol.A239, p.157—171.
203. Друин В.А., Харитонов Ю.П., Короткин Ю.С. и др. — ЯФ, 1976, т.24, с.254—268.
204. Yegemin A.V., Andreev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instrum. and Methods, 1989, vol.A274, p.528—532.
205. Звара И., Чубурков Ю.Т., Зварова Т.С. и др. — Радиохимия, 1969, т.11, с.154—188.
206. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Поликанов С.М. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, т.32, с.1645—1650.
207. Гангрский Ю.П., Надь Т., Виннаи И. и др. — Атомная энергия, 1971, т.31, с.156—160.
208. Sletten G., Metag V., Liukkonen E. — Phys. Lett., 1976, vol.60B, p.153—157.
209. Карамян С.А. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.753—788.
210. Бугров В.Н., Епифаненков Ф.Е., Карамян С.А. — Сообщение ОИЯИ Р7-88-145, Дубна, 1988.
211. Sames G.D., Grainger S. — See [11], p.529—532.
212. Somogyi G., Hunyadi I., Koltay E. et al. — Nucl. Instrum. and Methods, 1977, vol.147, p.287—295.
213. Hunyadi I., Szoghy I.M., Cujes B. — See [212], p.525—528.
214. Szabo S., Csikai, Varnagy M. — Nucl. Phys., 1972, vol.A195, p.527—533.
215. Khan H.A., Jamil K., Khan N.A. et al. — See [212], p.533—536.
216. Khan H.A., Qureshi I.E. — See [26], p.345—348.
217. Afariden H., Randle K., Durrani S.A. et al. — See [84], p.441—444.
218. Ahmed M. — See [84], p.453—456.
219. Qureshi I.E. — See [84], p.457—461.
220. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.160B, p.380—388.
221. Tanihata I. — Nucl. Phys., 1988, vol.A488, p.113—126.
222. Grabez V., Beckmann R., Vater P. et al. — Phys. Rev. C, 1986, vol.34, p.170—176; Phys. Lett. B, 1987, vol.184, p.144—148.
223. Khan H.A., Lund T., Vater P., Brandt R. — Phys. Rev. C, 1983, vol.28, p.1630—1634; 1985, vol.32, p.1551.
224. Khan H.A., Khan N.A., Ahmad M. — Nucl. Instrum. and Methods, 1987, vol.B23, p.359—366.
225. Zamani M., Debeauvais M., Ralarasy S. et al. — Phys. Rev. C, 1990, vol.42, p.331—335.
226. Heinrich W., Brechtmann C., Dreute S., Weidmann D. — See [84], p.393—402.

227. Khan H.A., Qureshi I.E., Jamil K. et al. — See [84], p.403—409.
228. Qureshi I.E. — See [84], p.411—421; Nucl. Phys., 1988, vol.A477, p.510.
229. Qureshi I.E., Khan H.A. — See [84], p.423—432.
230. Bhattacharyya, Ganguly A.K., Hunyadjij I. — Nucl. Instrum. and Methods, 1990, vol.B47, p.466—469.
231. Crabez V., Vater P., Brandt R. — Nucl. Instrum. and Methods, 1989, vol.B42, p.286—289.
232. Stevenson J.D., Price P.B. — Phys. Rev., 1981, vol.C24, p.2102—2105.
233. Price P.B., Salamon M.H. — See [26], p.5—17.
234. Chan J.H., Price P.B. — Phys. Rev. Lett., 1975, № 35, p.539—542.
235. Fowler P.H., Alexandre C., Claphan V.M. et al. — Nucl. Instrum. and Methods, 1977, vol.147, p.195—199.
236. Григоров Н.Л., Бобровская В.В., Кондратьева М.А. и др. — Препринт НИИЯФ МГУ 88-48/68, М., 1988.
237. Гагарин Ю.Ф., Дворянчиков Я.В., Мегулин В.М. — Препринт Физико-технич. ин-та им.А.Ф.Иоффе АН СССР 1430. Л., 1990.
238. Enge W. — Nucl. Instrum. and Methods, 1977, vol.147, p.211—220.
239. Ocura K., Orito S., Nakamura S. et al. — Nucl. Tracks Rad. Meas., 1989, vol.16, 2/3, p.107—114.
240. Шуколюков Ю.А. — Деление ядер урана в природе. М.: Атомиздат, 1970.
241. Флеров Г.Н., Берзина И.Г. — Радиография минералов, горных пород и руд. М.: Атомиздат, 1979.
242. Бабилова Ю.Ф., Гусаков А.А., Минаев В.Н., Рябова Г.Г. — Аналитическая автордиография. М.: Энергоатомиздат, 1985.
243. Tommasino L., Griffith R.V. — The Dosimetry of Ionizing Radiation, vol.III, Roma: Academic Press, 1990.
244. Флеров Г.Н. — Вестник АН СССР, 1984, № 4, с.35—48.
245. Proc. of the Intern. Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy. April 13—14, 1989. /Ed. L.Tommasino, G.Furlan, N.A.Khan, M.Monin. Singapore: World Scientific Publishing, 1990.