

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3683 / 83

18/7-83

16-83-240

П.Ю.Апель, Г.Претш*

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ
ТРАВЛЕНИЯ ТРЕКА
В ПЛАСТИКОВОМ ТРЕКОВОМ ДЕТЕКТОРЕ
КАК ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ ПОВРЕЖДЕНИЙ
ВОКРУГ ТРАЕКТОРИИ ТЯЖЕЛОГО ИОНА

Направлено в журнал "Nuclear Tracks"

* Технический университет г.Дрезден, ГДР

1983

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о чувствительности детекторов является одним из важнейших при применении трековых детекторов для регистрации тяжелых заряженных частиц^{1/} и нейтронов^{2/}. Часто определяют чувствительность в связи со специальными применениями или в зависимости от конкретных условий обработки детекторов. Так, для определения чувствительности был предложен ряд критериев регистрации ионов, имеющих пороговый характер. Последнее означает, что трек частицы травится, если при заданных условиях обработки детектора определенный параметр, характеризующий частицу, превышает некоторое пороговое значение, и не травится, если значение параметра ниже порогового. В качестве этого параметра были предложены удельные потери энергии иона $\frac{dE}{dx}$ ^{3/}, первичная ионизация $\frac{dJ}{dx}$ ^{4/}, ограниченные потери энергии REL^{5/}, поглощенная доза, создаваемая δ -электронами на некотором критическом расстоянии r_c от оси трека^{6,7/}. Во многих практических случаях эти пороговые критерии достаточно хорошо описывают экспериментальные данные^{8/}. Широкое распространение получил критерий REL.

Дальнейшие экспериментальные исследования показали, что строгого порога регистрации не существует. Тогда было принято допущение, что существует некоторая область значений порогового параметра, в которой могут существовать травимые и не травимые треки^{9/}. Другие авторы пытались установить связь между скоростью травления трека и выбранным параметром в виде гладкой аналитической функции^{8/}. Преимуществом этого подхода было установление количественной связи между скоростью травления и параметром частицы и отрицание существования резкого порога чувствительности. Недостатком оставалось то, что для описания взаимодействия иона и для скорости травления брались интегральные и усредненные величины. Так, например, величина REL включает в себя часть потерь энергии за счет δ -электронов с энергией ниже определенного порогового значения, которые взаимодействуют с веществом детектора на разных расстояниях от оси трека. Кроме того, поскольку величина REL меняется вдоль трека, берется значение ее в начале трека или, как и для скорости травления, усредненное по длине трека значение. Подобный подход описан в недавней работе^{10/}, где была установлена связь между формированием травимого трека и поглощенной дозой в виде функции вероятности, которая была получена на основании измерения длин α -треков вблизи порога регистрации. Полученная функция опять содержит пороговые параметры и усредненные величины.

В настоящей работе сделана попытка применить новый подход к понятию чувствительности пластмассовых трековых детекторов. Для ее определения вводится функция, связывающая локальную скорость травления с локальной плотностью повреждений, производимых тяжелой заряженной частицей. В качестве меры плотности повреждений выбрана поглощенная доза, зависящая от расстояния от оси трека, $D(r)$. Радиальная скорость травления измеряется кондуктометрическим методом в тонких полимерных образцах, облученных тяжелыми ионами. Скорость травления исследуется в начальной фазе открытия пор, в области влияния повреждений, производимых ионом, и при больших радиусах. Проводится сравнение с действием γ -излучения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Условия проведения эксперимента

В качестве детекторов использовались полиэтилентерефталатные /ПЭТФ/ пленки "Хостафан" типов RE5 и RE2,5 со средней толщиной 4,7 мкм и 2,33 мкм соответственно. Образцы облучались перпендикулярным к поверхности пучком ионов ксенона на циклотроне У-300 ЛЯР ОИЯИ. Флюенс ионов составлял от $6 \cdot 10^5$ до $2 \cdot 10^6$ см⁻². Сведения об использованных в экспериментах ионах ксенона приведены в таблице.

При облучении образцы находились в вакуумной камере в течение 10-30 мин. Облученные ионами пленки хранились на воздухе в условиях, исключающих попадание на них солнечного света. Часть образцов была дополнительно облучена ультрафиолетовым светом длиной волны более 300 нм в течение 45 мин. Интенсивность источника составляла $\sim 10^{16}$ $\frac{\text{квантов}}{\text{см}^2 \text{ с}}$.

Травление при одновременном измерении электрической проводимости детектора проводилось в тефлоновой кондуктометрической ячейке [12, 13]. К электродам ячейки прикладывалось синусоидальное напряжение частотой 1000 Гц. Площадь поверхности образца, соприкасающейся с травителем, составляла 2,0 см². Использовался 0,1 н раствор едкого натра при 81,0 ± 0,2 °C.

Образцы после кондуктометрических измерений дополнительно травилась в насыщенном растворе едкого кали в изобутаноле при 20 °C до диаметров пор ~ 1 мкм. Далее при помощи оптического микроскопа в них определялась плотность пор.

Скорость травления пленки V_B оценивалась по изменению ее толщины при длительной химической обработке и по скорости накопления продуктов деструкции в растворе. В последнем случае регистрировалось содержание терефталата натрия при помощи спектрофотометра в полосе поглощения 240 нм.

Таблица

Параметры ионов ксенона, использованных для облучения хостафана

Параметр	Ион	¹²⁹ Xe	¹³² Xe	¹³⁶ Xe
Энергия иона E, МэВ/нукл.		0,96	0,92	1,13
Удельные потери энергии, $\frac{dE^*}{dx}$, кэВ/мкм		$1,06 \cdot 10^4$	$1,06 \cdot 10^4$	$1,08 \cdot 10^4$
Пробег иона R*, мкм		14,6	14,5	17,6
Максимальный пробег R _e δ - электронов*, нм		148	139	191

* Расчет для ПЭТФ с плотностью 1,40 г/см³ по методике [11].

γ - облучение пленки толщиной 5 мкм проводилось на воздухе в кобальтовой установке с мощностью дозы 23 кГр/ч. Для обеспечения условия электронного равновесия образцы помещались в пластиковый контейнер. Для лучшей равномерности облучения контейнер приводился во вращение.

В наших экспериментах воспроизводимость результатов кондуктометрических измерений была лучше, чем воспроизводимость измерений изменения толщины пленки и накопления продуктов деструкции в травящем растворе. Поэтому зависимость скорости травления от дозы γ -облучения также была определена при помощи кондуктометрического метода. Образцы пленок RE5 после γ -облучения дополнительно бомбардировались ионами ксенона и затем при травлении в 0,1 н NaOH измерялось увеличение их электрической проводимости.

2.2. Результаты экспериментов

Эффективный диаметр пор $d_{эфф}$ в исследуемом образце как функция времени t рассчитывался из измеренных значений электрической проводимости $g(t)$:

$$g(t) = \frac{\pi k n S d_{эфф}^2(t)}{4(\ell_0 - 2V_B t)},$$

/1/

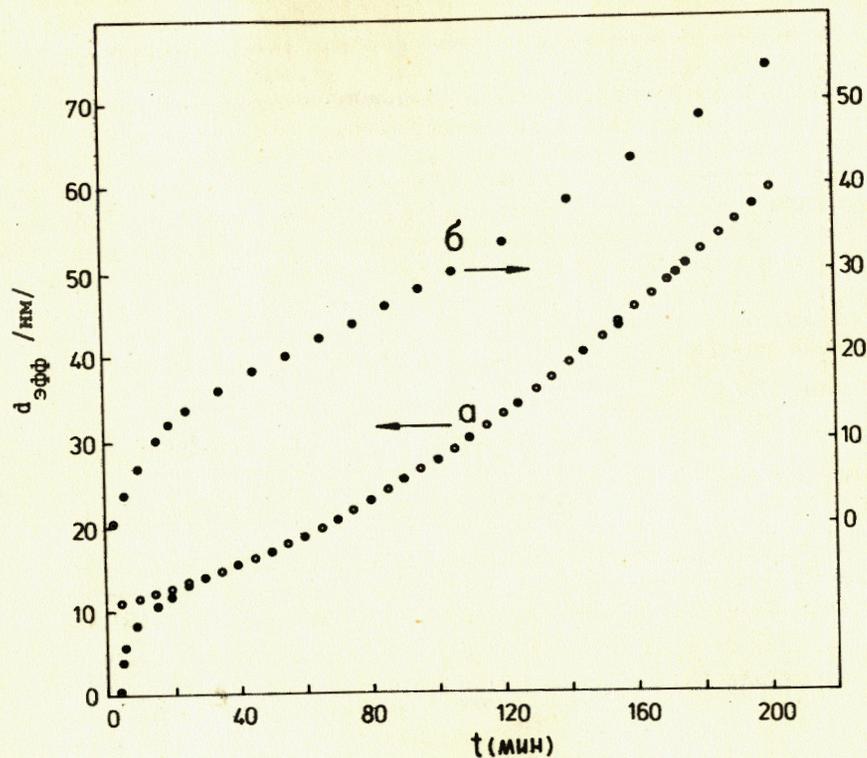


Рис.1. Эффективный диаметр пор $d_{эфф.}$ как функция времени травления: а - хостафан толщиной 4,7 мкм, облученный ионами ^{132}Xe и ультрафиолетовым светом, ● - экспериментальные данные, ○ - результаты моделирования при помощи уравнения /9/. Методом наименьших квадратов найдены следующие значения параметров: $r_0 = 5,44$ нм, $a = 8,85$ нм, $V_\infty = 14,4$ нм/ч; б - хостафан толщиной 2,3 мкм, облученный ионами ^{129}Xe и ультрафиолетовым светом /экспериментальные данные/.

где k - коэффициент электропроводимости раствора; ρ - плотность пор в образце; S - площадь травления образца; l_0 - начальная толщина пленки. При расчете не производилось коррекции коэффициента k , учитывающей стерическое и гидродинамическое торможение ионов в узких каналах пор^{14/}. Имеющиеся в литературе данные о размерах гидратированных ионов натрия и гидроксил-ионов противоречивы, и нет уверенности в том, что такая коррекция дала бы точный результат. Для определенности укажем, что расчет с использованием стоксовских радиусов ионов дает поправку менее 5% при диаметре пор 15 нм.

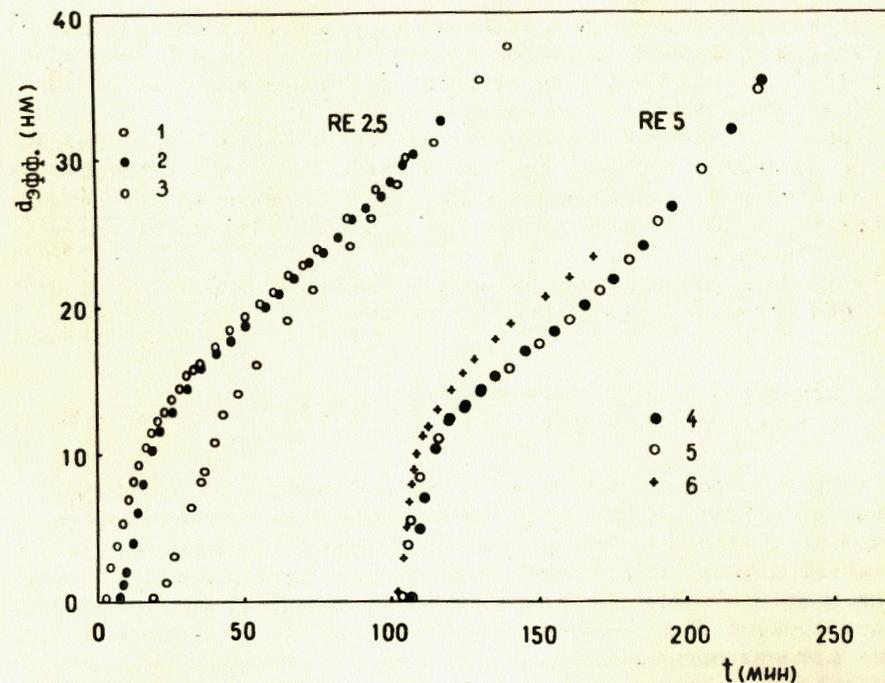


Рис.2. Начальный участок кривых $d_{эфф.}(t)$. 1 - хостафан RE2,5, облученный ионами ^{129}Xe , образец после облучения хранился 67 ч; 2 - хостафан RE2,5, облученный ионами ^{129}Xe ; образец хранился 45 дней; 3 - хостафан RE2,5, облученный ионами ^{129}Xe , образец хранился 4 мес. и был облучен ультрафиолетовым светом; 4 - хостафан RE5, облученный ионами ^{132}Xe , образец хранился 1 год; 5 - хостафан RE5, облученный ионами ^{132}Xe , образец хранился 1 год и был облучен ультрафиолетовым светом; 6 - хостафан RE5, облученный ионами ^{130}Xe , образец хранился 1,5 года и был подвергнут предварительному травлению по методике, описанной в^{13/}, до остаточной длины треков 3,0 мкм. Кривые 4-6 смещены вдоль оси времени на 100 мин.

На рис.1 и 2 представлены результаты определения эффективного диаметра пор в образцах различной толщины. В момент времени t_B начинается стадия быстрого увеличения диаметра пор до ~15 нм. Далее радиальная скорость травления падает, однако с дальнейшим ростом диаметра вновь возрастает. Этот эффект особенно ярко выражен при травлении пленки RE5 /рис.1а/. Кривые $d_{эфф.}(t)$ для детекторов, хранившихся после облучения достаточно долго, и для детектора, облученного дополнительно УФ-светом, весьма сходны, и различаются значительно лишь временем сквозного травления t_B

и участком в области малых значений $d_{эфф.}/рис.2/$. Это показывает, что ультрафиолетовое излучение воздействует в основном на сердцевину трека и практически не изменяет состояния вещества в периферийных областях скрытого изображения.

Скорость травления поверхности пленки толщиной 5 мкм, найденная по изменению толщины, составила 15 ± 2 нм/ч. Спектрофотометрические измерения концентрации продуктов травления необлученных пленок RE5 и RE2,5 дали значения V_B , равные 14 ± 2 и 10 ± 1 нм/ч соответственно.

Результаты исследования процесса травления микропор в образцах, подвергнутых воздействию γ -излучения, изложены в разделе 5.

3. РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ В ТРЕКЕ ТЯЖЕЛОГО ИОНА

Из представленных на рис.1 и 2 кривых видно, что вблизи оси трека существует область, где наблюдается повышенная скорость радиального травления по сравнению со скоростью травления при больших радиусах. Для установления связи между скоростью травления в этой области и плотностью повреждений, вызванных ионом, вводим функцию $D(r)$ радиального распределения поглощенной дозы. Метод расчета поглощенной дозы состоял в следующем^{/15,16/}. Поглощенная доза на расстояниях, рассматриваемых в данной работе, создается за счет δ -электронов. Число генерированных δ -электронов dn_e в интервале энергии от w до $w + dw$ дается известной формулой:

$$dn_e = \frac{1}{8\pi\epsilon_0^2} \cdot \frac{Ne^4 Z^{*2}}{mc^2 \beta^2} \cdot \frac{dw}{w} = K \frac{dw}{w^2}, \quad /2/$$

где N - число электронов в единице объема среды, e и m - заряд и масса электрона, v - скорость и Z^* - эффективный заряд иона, c - скорость света в вакууме, ϵ_0 - электрическая постоянная, $\beta = v/c$. Эффективный заряд иона в зависимости от v и порядкового номера иона Z дается соотношением

$$Z^* = Z[1 - \exp(-125\beta/Z^{2/3})]. \quad /3/$$

Зависимость угла рассеяния θ δ -электронов от энергии следует из

$$\cos^2 \theta = w/w_{max}, \quad /4/$$

где максимальная энергия w_{max} δ -электронов определяется выражением

$$w_{max} = \frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2}. \quad /5/$$

Из /2/ следует, что основная часть δ -электронов имеет низкие энергии. Далее из /4/ вытекает, что эти δ -электроны имеют в основном перпендикулярное к траектории иона направление. Распространение δ -электронов и передача ими энергии среде, т.е. $w(r)$ и $dw/dr(r)$, описываются формулами, полученными в^{/17/} на основании экспериментальных исследований прохождения электронов через тонкие слои полимера.

Интегрируя на каком-то расстоянии r энергетические потери всех проходящих δ -электронов, получаем поглощенную дозу

$$D(r) = \frac{K}{2\pi\rho r} \int_{w(r)}^{w_{max}} \frac{dw}{dr} (\Delta w') \frac{dw'}{w'^2}, \quad /6/$$

где ρ - плотность материала, а удельные потери энергии δ -электронов соответствуют остаточной энергии $\Delta w' = w' - w(r)$. При расчете поглощенной дозы принималось во внимание, что δ -электроны образуются преимущественно из валентных электронов атомов материала детектора.

Результаты данного метода сравнивались с расчетными и экспериментальными данными других авторов в^{/15/}. В основном наблюдается хорошее согласие. Эти сравнения также показали, что радиальное распределение поглощенной дозы может быть приближенно описано соотношением

$$D(r) \sim \frac{1}{r^2}. \quad /7/$$

4. РАДИАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ТРАВЛЕНИЯ

4.1. Область малых радиусов

В начальной фазе травление пор происходит с очень высокой продольной скоростью V_T , которую можно считать постоянной, поскольку плотность повреждений вдоль трека практически не меняется. При травлении пленки с двух сторон пора в момент t_B имеет форму двух противоположно направленных конусов. Половинный угол при вершине конуса ϕ дается через

$$\sin \phi = \frac{d}{\ell} = \frac{V_B}{V_T}, \quad /8/$$

где d - диаметр поры на поверхности и ℓ - толщина пленки в момент t_B . В наших опытах $V_T/V_B \approx 10^3$, откуда следует, что $\phi \approx 0^\circ$. Поэтому мы можем полагать, что пора в момент образования имеет цилинд-

рическую форму. Далее можно считать, что после сквозного травления радиальная скорость роста поры одинакова во всех точках вдоль трека. Примечательно, что радиальная скорость травления в начальной фазе значительно ниже скорости травления вдоль трека. По-видимому, экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2, показывают наличие определенного разброса во времени сквозного травления t_B разных пор. Этот эффект также непосредственно наблюдался в работах ^{18, 19}. В работе ¹² сделана попытка математически описать постепенное открытие все новых пор в ПЭТФ-пленке при относительно низких значениях V_T/V_B . Разброс t_B сужается по мере приближения к состоянию химического равновесия в полимере. Этого можно добиться увеличением времени хранения облученного образца перед травлением, а также дополнительным облучением ультрафиолетовым светом /см. рис. 2/.

4.2. Область больших радиусов

Эффект увеличения радиальной скорости травления с ростом радиуса ранее был обнаружен при травлении следов осколков давления в слюде ²⁰. Авторы работы ²⁰ связали этот эффект с тем обстоятельством, что при увеличении радиуса поры изменяется величина свободной межфазной энергии /СМЭ/. Радиус поры как функция времени травления t описывается уравнением

$$\frac{dr}{dt} = V_{\infty} \exp(-a/r) \quad /9/$$

при начальном условии $(r)_{t=t_0} = r_0$. Здесь V_{∞} - радиальная скорость травления поры при $r \rightarrow \infty$, a - параметр, зависящий от СМЭ. Мы попытались проверить применимость уравнения /9/ для описания процесса травления микропор в ПЭТФ-пленке толщиной 5 мкм. Моделирование на ЭВМ показало, что при использовании /9/ можно весьма точно воспроизвести ход экспериментальной зависимости $d_{эфф.}(t)$ в диапазоне от 20 до 100 нм. Результат моделирования показан на рис. 1 /кривая а/, где показан участок $d_{эфф.}(t)$ с наибольшей кривизной. Среднее значение параметра V_{∞} , вычисленное по данным пяти экспериментов, составило 14,7 нм/ч. Это значение фактически совпадает со скоростью травления пластика V_B . Параметр a принимает значение 8,8 нм. Если, следуя теории, развитой в ¹⁰, воспользоваться найденным значением a для расчета СМЭ ПЭТФ в разбавленном растворе щелочи, что получается значение ~370 эрг/см², которое примерно на порядок превышает величину свободной поверхностной энергии ПЭТФ ²¹. В результате физический смысл соотношения /9/ остается неясным. В опытах с пленкой толщиной 2,3 мкм изменение скорости травления с радиусом значительно слабее. Это наводит на мысль о том, что наблюдаемый эффект зависит от длины канала и связан с диффузионными процессами в канале протравленного трека. Решения уравнений диффузии ионов травителя и продуктов травления в порах даны в работах ²⁰ и ¹⁹ соот-

ветственно. В нашем случае, при травлении пленки 5 мкм, расчет относительного изменения концентрации травителя в середине поры радиусом 9 нм дает значение $\Delta v/v \sim 2 \cdot 10^{-5}$. Расчетная максимальная концентрация продуктов травления в поре радиусом 9 нм составляет $\sim 10^{-5}$ г/см³. Следовательно, процессы диффузии не должны влиять на радиальную скорость травления пор. Тем не менее, эффект изменения скорости травления поры при радиусах, больших 9 нм, существует и зависит от толщины пленки. Вероятно, что при рассмотрении процессов диффузии не был учтен некий неизвестный фактор.

4.3. Область повреждений, производимых ионом

На рис. 3 представлена зависимость радиальной скорости травления V_r от радиуса r , полученная дифференцированием кривых $d_{эфф.}(t)$. Сравнение функции $V_r(r)$ с функцией $D(r)$, которая тоже показана на рис. 3, позволяет установить связь между увеличением радиальной скорости травления и локальной поглощенной дозой $V_D = V_D(D)$. Положим, что в области воздействия на вещество δ -электронов радиальная скорость травления описывается функцией вида

$$V_r = (V_{\infty} + V_D) \exp(-a/r). \quad /10/$$

Из экспериментальных данных о $V_r(r)$ легко установить, что величина V_D при радиусе около 1,5 нм становится близкой к V_T . Поэтому естественно предположить, что канал радиусом ~1,5 нм травится как одно целое и, следовательно, $V_D = V_T$ при радиусах менее 1,5 нм. Функция $V_D(D)$ очень резко спадает в области малых доз и практически не вносит вклада в величину V_r при дозах $D \leq 100$ КГр. Вид функции $V_D(D)$ в первом приближении может быть объяснен при помощи так называемой теории мишеней ²¹, предложенной в радиобиологии и принятой в теории структуры трека ²² применительно к различным детекторам. Следуя этой теории, увеличение скорости травления как функцию локальной поглощенной дозы в нашем случае можно выразить соотношением

$$V_D = V_T' [1 - \exp(-D(r)/D_0)]^M, \quad /11/$$

где $V_T' = V_T - V_B$. Наилучшее совпадение с экспериментом было получено при $M = 3$ и $D_0 = 4,7$ МГр /см. рис. 4, где показан ход кривой $V_D(D)$, помноженной на $e^{-a/r}$. Выражение /11/ фактически предполагает, что в центре трека ксенона все чувствительные элементы активированы, т.е., возможно, в каждом мономерном звене имеется разрыв химической связи. Найденная величина $D_0 = 4,7$ МГр соответствует поглощению одной мономерной единицы энергии ~9 эВ, что по порядку величины близко к энергии разрыва связи в органических молекулах. $V_D(D)$ представляет собой непрерывную гладкую функцию чувствительности, которая устанавливает связь между уве-

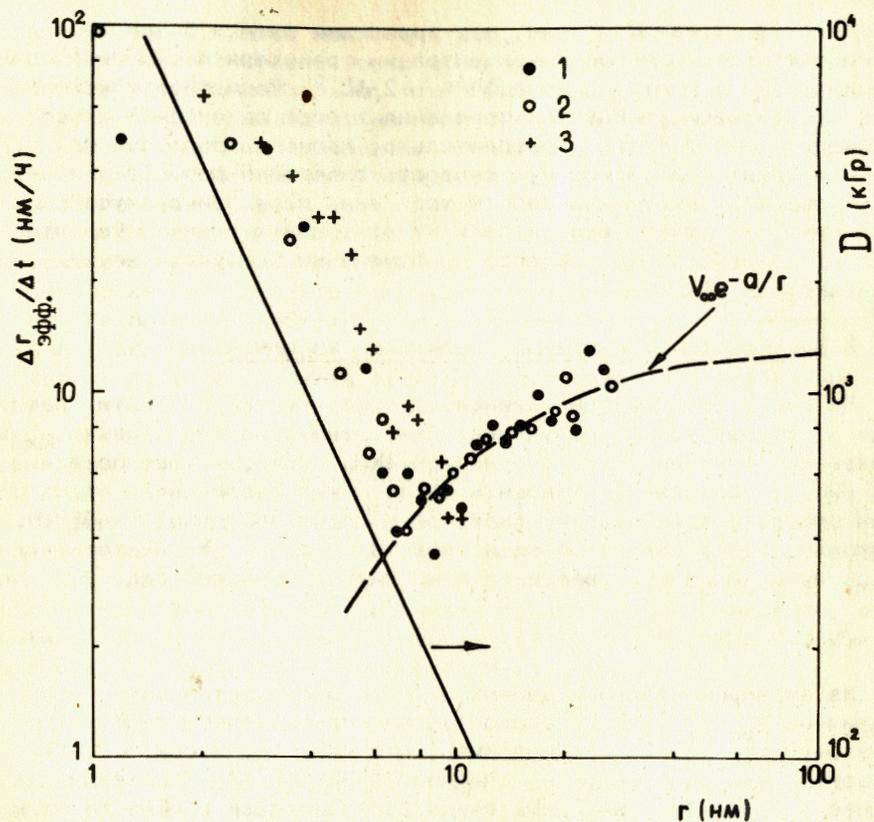


Рис.3. Радиальная скорость травления, $V_r = \Delta r_{\text{эфф.}} / \Delta t$, рассчитанная по данным экспериментов с хостафаном RE5, и локальная поглощенная доза D как функции радиуса r . $D(r)$ приведена для иона с энергией 0,92 МэВ/нуклон и, согласно нашим расчетам, меняется незначительно вдоль 5 мкм пробега. Данные 1-3 соответствуют кривым 4-6 на рис.2.

личением скорости травления материала детектора и поглощенной дозой как мерой плотности повреждений. Согласно теории "мишеней", показатель степени M указывает на то, что активация чувствительных элементов детектора является коллективным эффектом ($M = \text{число мишеней}$). Резкий подъем V_D при увеличении поглощенной дозы показывает, что на практике чувствительность детектора может приблизительно рассматриваться в терминах концепции порога регистрации, которая успешно применялась при детектировании ионов ^{5,6} и нейтронов ².

Результирующая кривая $V_r(D) = \{V_\infty + V_T' [1 - \exp(-D(r)/D_0)]^M\} \exp(-a/r)$ показана на рис.4 и согласуется с экспериментальными данными при радиусах, превышающих 1,5 нм.

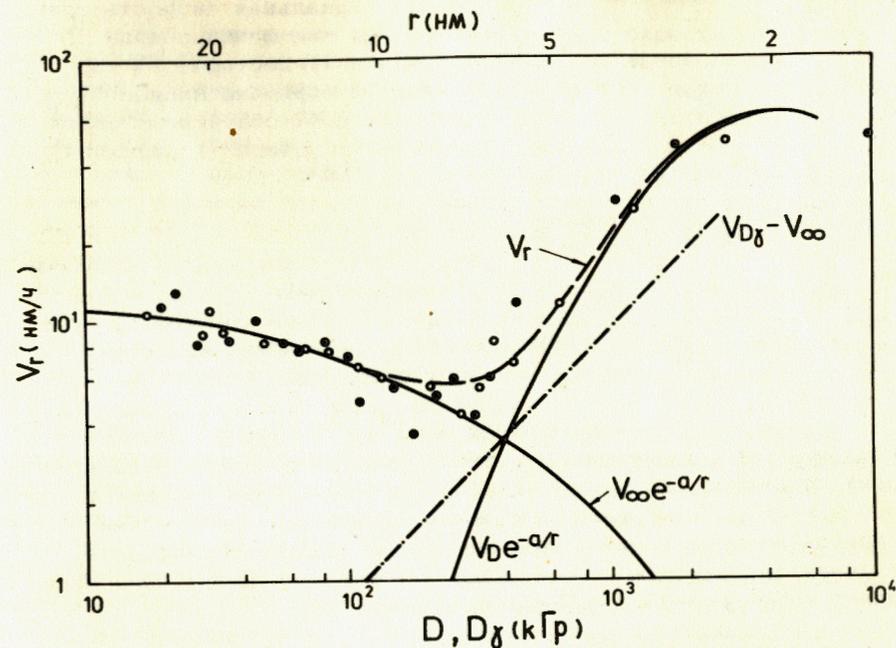


Рис.4. Радиальная скорость травления V_r как функция локальной поглощенной дозы D в треке иона ¹³²Xe в хостафане RE5. Для сравнения приведена зависимость увеличения скорости травления $V_D - V_\infty$ от дозы γ -радиации D_γ .

В недавней работе ¹⁰ был описан подход, близкий к изложенному в настоящей работе: чувствительность была охарактеризована непрерывной функцией вероятности, найденной в экспериментах по измерению длин α -треков в нитрате целлюлозы вблизи порога регистрации. Плотность повреждений характеризовалась величиной поглощенной дозы на некотором критическом расстоянии от центра трека. Полученная функция также имела вид, характерный для "multi-target"-концепции с показателями степени $M = 5$, т.е. близким к нашему результату. Однако измеряемой величиной была также усредненная характеристика.

5. СРАВНЕНИЕ ДЕЙСТВИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ И ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Изменение эффективного диаметра пор при травлении образцов, облученных ионами и γ -радиацией, показано на рис.5. Анализ полученных $d_{\text{эфф.}}(t)$ на ЗВМ показал, что временная зависимость эффективного диаметра пор в γ -облученных образцах в области

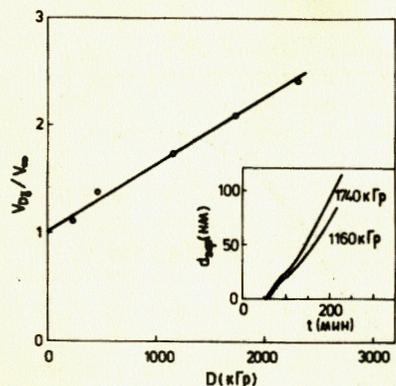


Рис.5. Радиальная скорость травления V_{Dy} как функция дозы γ -излучения D_γ . Хостафан RE5. На вставке изображены кривые $d_{эфф}(t)$ для образцов, облученных двумя различными дозами γ -радиации и ионами ^{182}Xe .

$d_{эфф} > 20$ нм также может быть описана уравнением /9/, если учитывать, что при большом t_B поры имеют нецилиндрическую форму. Полагалось, что травитель движется вдоль трека со скоростью $V_T = l_0 / 2t_B$, образуя в момент

прохождения поры радиусом r_0 , и далее травление стенок поры происходит со скоростью $V_{Dy} \exp(-a/r)$. В исследованном интервале доз не обнаружено достоверного изменения параметра a , в то время как предэкспоненциальный множитель растет с увеличением дозы. Полученная зависимость $V_{Dy} = f(D_\gamma)$ показана на рис.5. Она представляет собой линейную зависимость вида

$$V_{Dy} / V_\infty = 1 + D_\gamma / D_{0\gamma} \quad /12/$$

где $D_{0\gamma}$ принимает значение 1,6 МГр. Правая часть /12/ - это первые члены разложения функции $\exp(D_\gamma / D_{0\gamma})$. Такой вид зависимости скорости травления от дозы γ -облучения также нашли другие авторы /23-25/. Для сравнения на рис.4 приведена кривая $V_{Dy} - V_\infty$ в зависимости от дозы. Сравнение с функцией $V_D(D)$ показывает, что поглощенная доза γ -излучения гораздо менее эффективна, чем поглощенная доза от δ -электронов, генерируемых ионом. Этот факт вновь подтверждает вывод об образовании травимого трека за счет коллективной активации, т.е. возбуждения и ионизации нескольких чувствительных элементов, расположенных недалеко друг от друга. При сильной локализации и высокой мощности дозы /ионы/ этот эффект коллективной активации возникает при меньших поглощенных дозах, чем в случае γ -излучения. Кроме того, при низких значениях мощности поглощенной дозы релаксационные процессы в активированных элементах снижают вероятность многократной активации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе при помощи кондуктометрического метода была измерена радиальная скорость травления трека тяжелого иона в тонких образцах полимера. При сравнении полученных результатов с

расчетным распределением поглощенной дозы в окрестности траектории иона была установлена связь между локальной скоростью травления в треке иона и локальной плотностью повреждений. Эта связь может служить для определения понятия чувствительности пластмассовых трековых детекторов.

В начальной фазе открытия пор наблюдается разброс по времени сквозного травления отдельных пор, который сужается при достижении химического равновесия между поврежденным материалом и окружающей средой.

Влияние кривизны пор на радиальную скорость травления при больших радиусах пор уменьшается с уменьшением толщины образца. Эффект хорошо описывается экспоненциальной функцией, предложенной в /20/, однако надежного объяснения данной закономерности не найдено.

Радиальная скорость травления обнаруживает резкий подъем с увеличением поглощенной дозы в относительно малом интервале доз. Этот факт подтверждает пороговый характер чувствительности трековых детекторов. Вид функции чувствительности указывает, что повышенная травимость материала возникает в результате коллективной активации нескольких чувствительных элементов, согласно теории "мишеней". Этот вывод подтверждается при сравнении кривой отклика детектора на воздействие тяжелого иона с подобной кривой для γ -радиации, полученной тем же экспериментальным методом. Более медленный рост кривой чувствительности в случае γ -радиации может быть объяснен более низкой мощностью дозы по сравнению с мощностью дозы в треке тяжелого иона. Следовательно, эффект коллективной активации достигается лишь при существенно более высоких дозах γ -радиации. Этот вывод явно противоречит предположениям, принятым в /6,25/ о том, что при равных дозах эффекты от воздействия γ -излучения и δ -электронов, порождаемых ионами, сравнимы.

Дальнейшие исследования должны быть сосредоточены, по-видимому, на изучении травления одной отдельной поры, что позволит избавиться от неопределенностей, связанных с неодновременностью образования сквозных пор.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову за поддержку. Авторы благодарят профессора Ю.Ц.Оганесяна и В.И.Кузнецова за внимание к работе, В.П.Перельгина за любезно оказанную помощь в облучении образцов ионами и полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleischer R.L. et al. Nucl.Tracks in Solids. Principles and applications. Univ. of California Press, Berkeley, 1975.
2. Pretzsch G. Nucl.Instrum.Meth., 1982, 195, p. 543.
3. Fleischer R.L. et al. Phys.Rev., 1964, 133A, p. 1443.
4. Fleischer R.L. et al. Phys.Rev., 1967, 156, p. 353.

5. Benton E.V., Nix W.D. Nucl.Instrum.Meth., 1969, 67, p. 343.
6. Katz R., Kobetich E.J. Phys.Rev., 1968, 170, p. 401.
7. Monnin M. Radiat. Eff., 1970, 5, p. 69.
8. Pretzsch G. Radiochem.Radioanal.Letters, 1981, 48, p. 51.
9. Somogyi G. et al. Nucl.Instrum.Meth., 1976, 134, p. 129.
10. Zamani M., Charalambous Stef. Nucl.Tracks., 1981, 4, p. 177.
11. Pretzsch G. Exper.Technik Physik, 1979, 27, p. 31.
12. Апель П.Ю., Третьякова С.П. ПТЭ, 1980, №3, с. 58.
13. Apel P.Yu. Nucl.Tracks, 1982, 6, p. 115.
14. Quinn J.A. et al. Biophys. J., 1972, 12, p. 990.
15. Pretzsch G. TU Informationen 05-01-79, Dresden, 1979.
16. Cole A. Radiat. Res., 1969, 38, p. 7.
17. De Sorbo W. Nucl.Tracks, 1979, 3, p. 13.
18. Guillot G., Rondelez F. J.Appl.Phys., 1981, 52, p. 7155.
19. Bean C.P. et al. J.Appl.Phys., 1970, 41, p. 1454.
20. Owens D.K., Wendt R.C.J.Appl.Polym.Sci., 1969, 13, p. 1741.
21. Dertinger H., Jung H. Molecular Radiation Biology. Springer-Verlag, New York, 1970.
22. Katz R. Nucl.Track Detection, 1978, 2, p. 1.
23. Varnagy M. et al. Nucl.Instrum.Meth., 1974, 119, p. 261.
24. Varnagy M. Nucl.Instrum.Meth., 1978, 152, p. 591.
25. Zamani M. et al. Nucl.Tracks, 1981, 4, p. 171.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 апреля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

16-83-240

Апель П.Ю., Претш Г.
Исследование радиальной скорости травления трека в пластиковом трековом детекторе как функции плотности повреждений вокруг траектории тяжелого иона

Сделана попытка применить новый подход к определению понятия чувствительности пластмассовых трековых детекторов. Для ее определения вводится функция связывающая радиальную скорость травления трека с локальной плотностью повреждений, производимых тяжелой заряженной частицей. В качестве меры плотности повреждений берется локальная поглощенная доза. Радиальная скорость травления треков тяжелых заряженных частиц в тонких полимерных образцах измеряется кондуктометрическим методом. Резкий подъем скорости радиального травления с ростом поглощенной дозы в треке иона объясняет пороговый характер регистрации тяжелых заряженных частиц и подтверждает применимость приближенных критериев порога регистрации для практических целей. Зависимость скорости травления от локальной поглощенной дозы можно описать при помощи модели "мишеней", по которой требуется коллективная активация нескольких чувствительных элементов для возникновения травмности трека. Соответствующая кривая для γ -излучения характеризуется более медленным нарастанием с увеличением дозы из-за низкой мощности дозы и отсутствия эффекта коллективной активации.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

16-83-240

Apel P.Yu., Pretzsch G.
Investigation of the Radial Pore Etching Rate in a Plastic Track Detector as a Function of the Local Damage Density Around the Ion Path

An attempt is being made to define the sensitivity of plastic track detectors on the basis of a new concept. The main feature of this (micro) concept is the relation between the radial etching rate of a heavy ion tracks and the local ion damage density by means of a continuous function. The energy dose depending on the radial distance from the ion path is taken as a measure of the local damage density. The corresponding etching rate has been measured by the conductometric method. The sharp rise of the radial etching rate with increasing dose explains the threshold character of the track registration and confirms the applicability of the existing threshold registration criteria for the practical purposes. The dependence of the radial etching rate on the radial dose can be described by the multi-target model which explains the preferential etching by the collective activation of a given number of sensitive elements. The lower slope of the corresponding curve for γ -radiation demonstrates the substantial influence of the dose rate on this collective activation process.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.