

3968/4-75

ЛЯП

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Б-245



P14 - 8979

В.С.Барашенков

ПРИМЕНЕНИЕ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
В СМЕЖНЫХ ОБЛАСТЯХ НАУКИ И ТЕХНИКИ

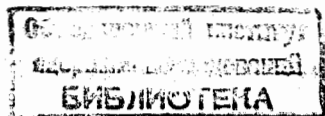
**1975**

P14 - 8979

В.С.Барашенков

ПРИМЕНЕНИЕ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
В СМЕЖНЫХ ОБЛАСТЯХ НАУКИ И ТЕХНИКИ

(Доклад, представленный на Международную школу  
по ядерной физике, Миколайки, ПНР, август 1975 г.)



В отличие от лазерных пучков, которые воздействуют на мишень, в основном, посредством сильного локального нагрева, пучок тяжелых ионов может оказывать не только значительное термическое действие, но также механически, посредством столкновений ионов и ядер отдачи с ядрами, изменять структуру облучаемого вещества и, что особенно важно, может изменять его химический состав по заранее заданной программе. С помощью магнитных линз пучок тяжелых ионов может быть сконцентрирован в очень узкий, иглообразный луч с диаметром всего лишь в несколько микрометров.

Сочетание всех этих замечательных свойств и является основой многочисленных практических применений пучков тяжелых ионов. С их помощью можно воздействовать фактически на любое свойство вещества, которое зависит от его структуры и химического состава. При этом радиационное воздействие иона на вещество тем сильнее, чем тяжелее этот ион.

В последнее время все большее внимание уделяется применению пучков тяжелых ионов для создания весьма компактных и в то же время обладающих большой информационной емкостью пластических светопроводов.

И.Кох был, по-видимому, первым, кто еще в конце сороковых годов наблюдал изменение коэффициента преломления при облучении стекла ионами <sup>1/</sup>. В последующем этот эффект исследовался Р.Хинесом и многими другими авторами в стеклах, в плавленном и кристаллическом кварце, а также в некоторых других минералах <sup>2-7/</sup>.

Было установлено, что облучение ионами может приводить как к увеличению коэффициента преломления  $n$  (в стекле, в плавленном кварце и т.д.), так и к его уменьшению (например, в кристаллическом кварце<sup>/4/</sup>). Соответственно изменяется и коэффициент отражения  $g$ .

При небольших дозах облучения коэффициенты  $n$  и  $g$  изменяются приблизительно пропорционально величине дозы. Например, при воздействии на плавленный кварц ионами лития с энергией  $T = 300$  кэВ коэффициент преломления

$$n = 1,458 + 2,1 \cdot 10^{-21} N,$$

где  $N$  — количество имплантированных ионов в  $1 \text{ см}^3$ <sup>/6/</sup>. При дальнейшем увеличении  $N$  значения  $n$  и  $g$  выходят на плато (см. рис. 1). Предельное значение  $\Delta n/n$  в большинстве случаев составляет несколько процентов, однако для некоторых материалов (в частности, для стекол<sup>/8/</sup>) может достигать 10-20%.

Изменения оптических свойств облученного материала уменьшаются при отжиге (см. рис. 2); это свидетельствует о том, что такие изменения связаны, в основном, с радиационными повреждениями материала, а не с химическим влиянием имплантированных ионов. К такому же выводу приводят и теоретические модели явления.

Облучая в пучках ионов тонкие оптически-проводящие пленки, можно в соответствии с заранее составленной программой так изменить их коэффициент преломления, что образуются каналы желаемой формы. По отношению к световой волне такие каналы действуют как светопроводы. Можно показать, что энергия световой волны будет концентрироваться практически целиком внутри канала, если его коэффициент преломления  $n_{\text{кан}} = n / \{1 - 3(\lambda/\ell)^2\}$ , где  $n$  — внешний коэффициент преломления,  $\ell$  — толщина канала,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме. Для создания световода толщиной 5-10 мкм, пригодного для длин волн  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  (видимый глазу свет), необходимо, таким образом, изменить коэффициент преломления среды на 1-5%; если же ограничиться более толстыми светопро-

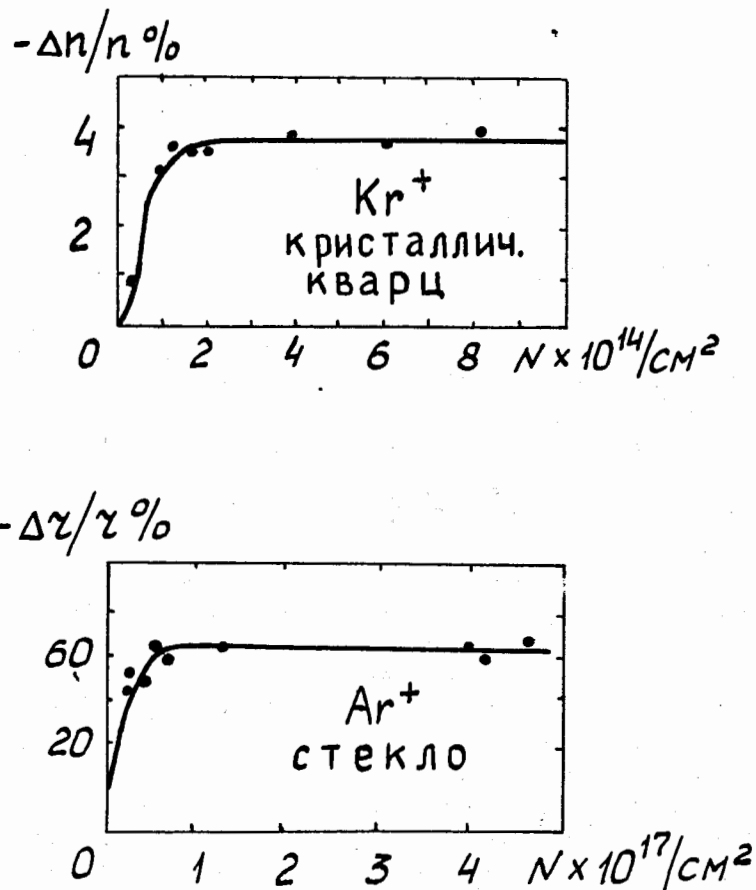


Рис. 1. Изменение коэффициентов преломления и отражения в стекле и кристаллическом кварце в зависимости от дозы имплантированных ионов аргона и криптона (при энергиях  $T = 33,5$  кэВ,  $T = 59$  кэВ; по данным работ<sup>/3,4/</sup>).

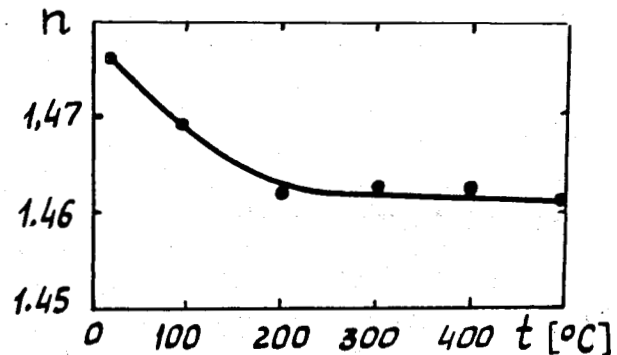


Рис. 2. Изменение коэффициента преломления образца плавленного кварца, облученного ионами лития, в результате последующего отжига при температуре  $T$ <sup>6/</sup>.

водами 0,1 мкм, то требуемое изменение  $\Delta n$  составит всего лишь около 0,01%.

Для изготовления светопроводов с помощью пучков низкоэнергетических ионов можно воспользоваться технологией фотолитографии и термодиффузии аналогично тому, как это делается при имплантации ионов в процессе производства интегральных полупроводниковых приборов. Сверху облученная поверхность покрывается еще одним слоем пленки<sup>5,9/</sup>.

Применение пучков ионов с достаточно высокой энергией позволит исключить процесс термодиффузии и создавать светопроводящие каналы с более резко очерченными границами непосредственно в глубине пленки.

Используя ионы различных типов и изменяя их энергию, можно создавать как плоские, двумерные, так и слоистые, пространственно-структурные системы светопроводов различной толщины и конфигурации (рис. 3). Увеличивая постепенно энергию ионов, можно создавать системы параллельных светопроводов в тонких оптически-проводящих нитях (рис. 4).

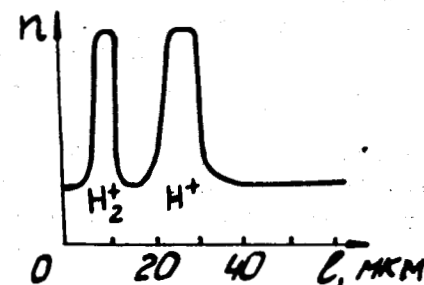
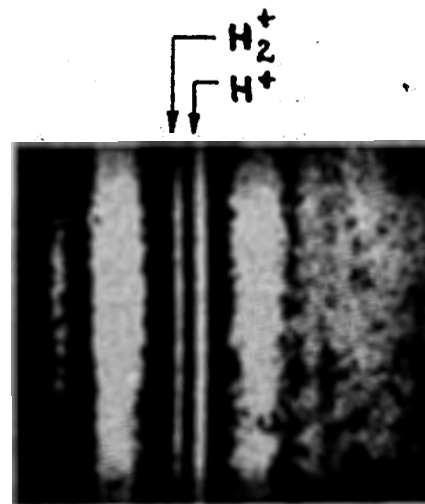


Рис. 3. Микрография светопроводов, образованных на различной глубине в пластинке плавленного кварца пучками протонов  $H^+$  1,5 МэВ и ионами  $H_2^+$ . На нижнем рисунке показано соответствующее распределение коэффициента преломления<sup>5/</sup>.

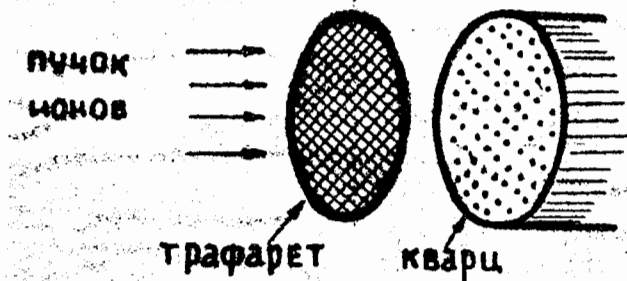


Рис. 4. Схема изготовления пучка параллельных светопроводов внутри тонкой кварцевой нити /5/.

Обработанные пучками ионов светопроводящие пленки аналогичны печатным схемам современной радиоэлектроники. Эти два типа устройств можно комбинировать, создавая очень компактные, прочные и экономичные многоцелевые детали (см., напр., /9, 10/, где можно найти дальнейшую библиографию). Такие детали являются важным дополнением к волокну оптической, а в ряде случаев вообще предоставляют уникальные возможности.

Пленки со светопроводящими каналами найдут применение во многих областях лазерной техники. Введение в них специальных добавок с магнитными свойствами позволяет создать элементы, которые обладают большим объемом распределенной памяти, что также чрезвычайно расширяет возможности вычислительной техники.

Другой чрезвычайно перспективной областью, связанной с имплантацией ионов, является создание в тонких пленках локальных магнитных неоднородностей ("магнитных пузырьков"), расположение которых определяется внешним магнитным полем и может использоваться например, в качестве компактной и информационно-емкой памяти.

Пленки некоторых материалов, например, бариевого феррита, ортоферрита и, особенно, пленки гранатов

с редкими землями обладают свойством магнитной анизотропии, причем направление, вдоль которого эти пленки наиболее легко намагничиваются, перпендикулярно их поверхности. Если нет внешнего магнитного поля, то области намагничивания материала образуют на поверхности пленки сложный узор полос с противоположными направлениями внутреннего магнитостатического поля (см. рис. 5,6)<sup>x/</sup>. Наложение внешнего магнитного поля приводит к тому, что области намагничивания с совпадающими направлениями внутреннего и внешнего полей расширяются за счет областей, где магнитные поля имеют противоположные направления. При достаточно большом внешнем поле от этих областей остаются лишь небольшие "магнитные пузырьки" (см. рис. 6). В гранатовых пленках размеры таких пузырьков могут составлять от одного до нескольких микрометров.

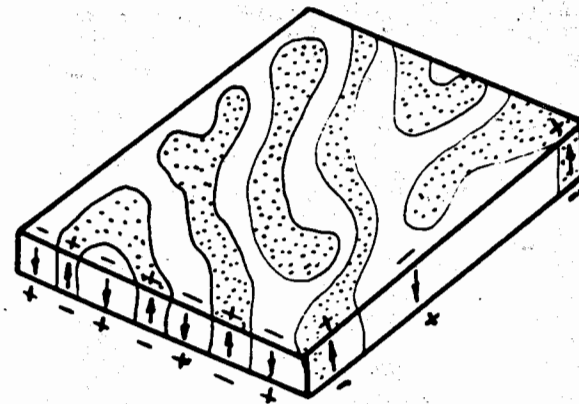


Рис. 5. Схематическое изображение распределения внутренних магнитных полей в пленке, когда нет внешнего магнитного поля.

<sup>x/</sup> Эти полосы можно увидеть с помощью микроскопа, если воспользоваться известным эффектом Фарадея и рассматривать их в поляризованном свете. Таким способом получены все приводимые ниже фотографии. Другой способ - наблюдение сгущений на поверхности исследуемого образца тонкой металлической пыли или магнитных суспензий /11,12/.

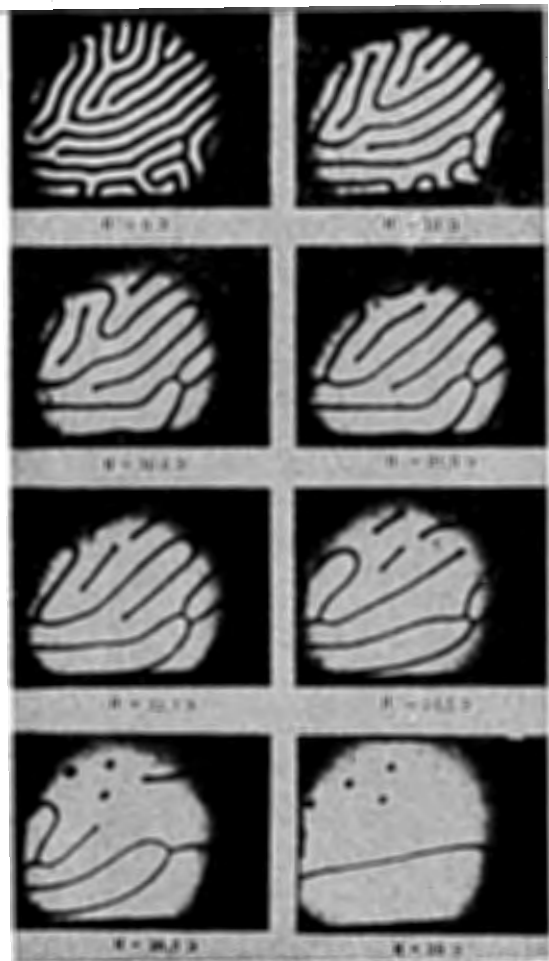


Рис. 6. Изменение структуры областей намагничивания в пленке туллиевого ортоферрита при увеличении внешнего магнитного поля  $H$ <sup>/11/</sup>. На двух последних рисунках видны магнитные пузырьки. При дальнейшем увеличении поля размеры их постепенно уменьшаются, и намагничивание пленки становится совершенно однородным.

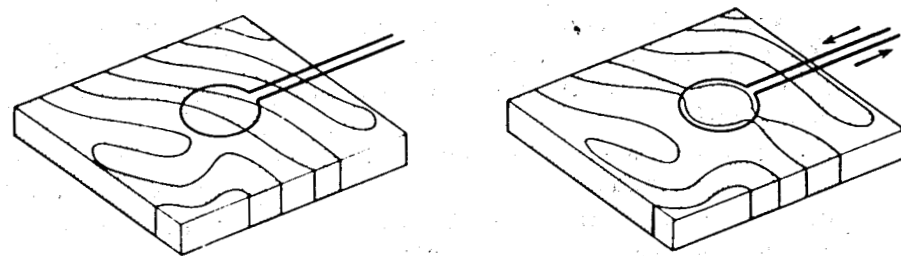


Рис. 7. Магнитное поле петли с током изменяет статическую структуру областей намагничивания<sup>/11/</sup>.

На рис. 7 показано, как магнитный пузырек образуется под действием магнитного поля, создаваемого петлей с током. Это магнитное поле имеет противоположное направление внутри и вне петли и разрывает полосу намагничивания в двух точках.

Если к пленке с магнитными пузырьками приложить еще продольное магнитное поле, возрастающее от одного края пленки к другому, то пузырьки будут перемещаться. При этом одна часть пузырьков, так называемые "нормальные пузырьки", будут двигаться параллельно градиенту поля. Движением этих пузырьков легко управлять, что позволяет использовать их, в частности, для создания устройств магнитной памяти. Вместе с тем в пленке, как правило, имеются и другие пузырьки, которые движутся под различными углами к градиенту магнитного поля<sup>/13,14/</sup>. Такие магнитные пузырьки принято называть "твердыми пузырьками" в связи с тем, что величина перпендикулярной поверхности пленки внешнего магнитного поля, приводящего к исчезновению ("коллапсу") этих пузырьков, значительно больше того, что требуется для полного уничтожения нормальных магнитных пузырьков.

Сложный характер смещений твердых пузырьков под действием продольного поля сильно затрудняет использование магнитных пленок в технических устройствах. Необходимо каким-то образом предотвратить образование в пленке твердых магнитных пузырьков. Это можно сделать путем облучения пленки в пучке ионов<sup>15,16/</sup>.

Под действием внедренных в нее ионов кристаллическая решетка плоского слоя облученного вещества стремится расшириться. Однако это возможно лишь в направлении падающего пучка ионов (см. рис. 8), т.к. расширению в противоположном направлении препятствует материал, расположенный под облученным слоем. Действие необлученной части материала приводит к тому, что облученный слой испытывает сжатие вдоль его поверхности. Вследствие явления магнито-стрикции, которой обладают магнитные пленки, это сжатие приводит к тому, что в облученном слое возникают оси легкого намагничивания в направлениях, параллельных его поверхности. В результате изменяется распределение внутренних магнитных полей и устраняются условия, способствующие образованию твердых магнитных пузырьков.

Это хорошо видно из рис. 9. Необлученная ионами пленка содержит большое число гребнеобразных полос намагничивания, которые при наложении внешнего поля порождают множество твердых магнитных пузырьков.

Для "подавления" твердых магнитных пузырьков особенно эффективны тяжелые ионы; при этом доза облучения оказывается намного меньшей, чем в случае более легких частиц (см. рис. 10)<sup>x/</sup>.

<sup>x/</sup> Из рис. 10 также видно, что для каждого типа ионов существует некоторая максимальная доза облучения, превышение которой приводит к тому, что в пленке, как и при очень малых дозах, образуются твердые пузырьки.

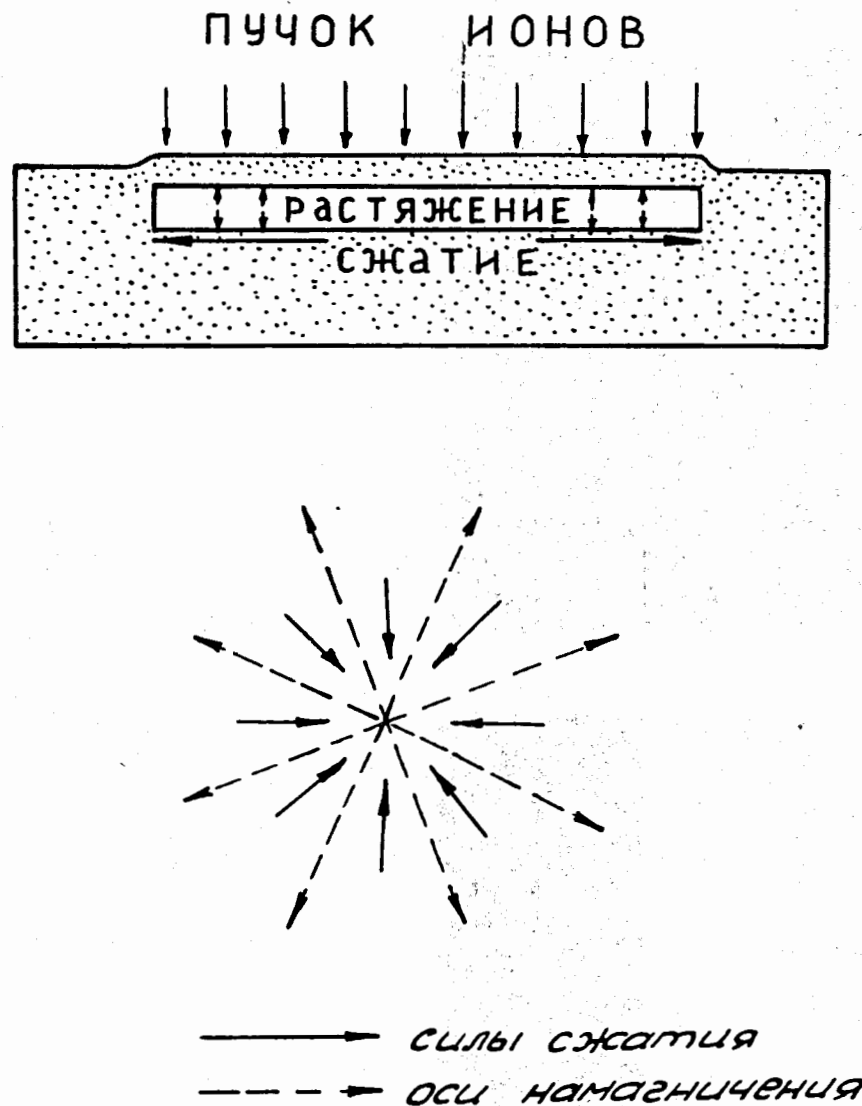


Рис. 8. Деформация слоя облученного ионами материала. На нижнем рисунке показаны направления сжатий и осей легкого намагничивания на поверхности облученного слоя.





А



Б

Рис. 9. Структура областей намагничивания в гранатовой пленке без облучения и после облучения ионами  $H^+$ . А - внешнее магнитное поле  $H = 0$ ; Б - внешнее поле  $H \neq 0$ <sup>15/</sup>.

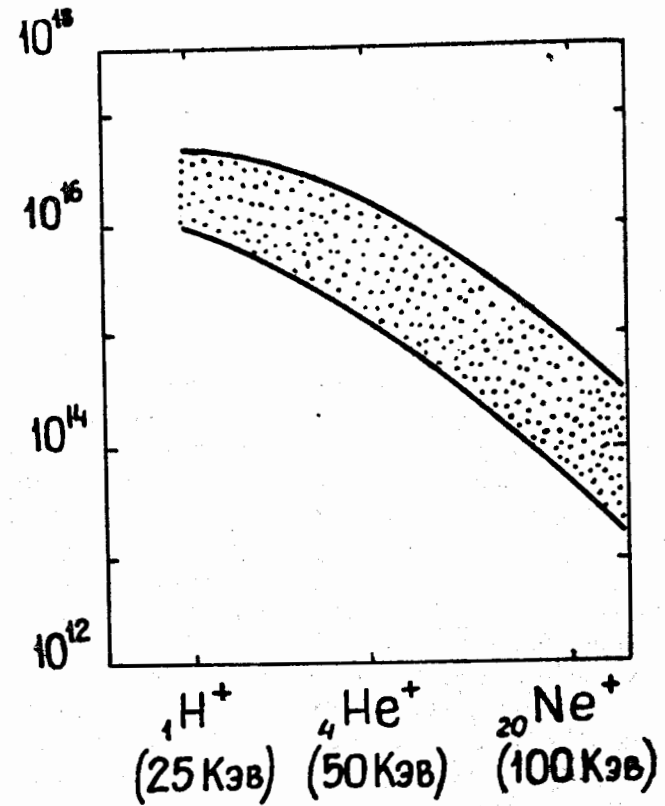


Рис. 10. Зависимость величины дозы облучения, необходимой для подавления твердых магнитных пузырьков (заштрихованная область), от типа иона.

Энергия ионов выбрана таким образом, чтобы их пробег был одинаковым. (По данным работы<sup>16/</sup>).

Обработанные в пучках ионов тонкие магнитные пленки могут с успехом использоваться не только для создания запоминающих устройств, но и в других логических элементах, действующих на основе сохранения и передачи магнитных пузырьков (см., например, материалы конференции /17/).

Чрезвычайно важной областью применения пучков тяжелых ионов является использование их для моделирования радиационных повреждений, вызываемых нейтронами в тепловыделяющих элементах и конструктивных материалах атомных реакторов.

Сталкиваясь с атомными ядрами, быстрые нейтроны выбивают ядра из занимаемых ими положений, рассеивают их по всему материалу и сообщают им значительное количество энергии, благодаря чему эти разлетающиеся ядра, в свою очередь, могут вызывать дальнейшие радиационные повреждения, изменяющие структуру облучаемого вещества. Одним из следствий этого является образование в облучаемом веществе большого числа микроскопических полостей с размерами порядка сотни межатомных расстояний, что приводит к соответствующему увеличению внешних размеров облучаемого образца - к его распуханию. Максимум распухания для этих сталей приходится на интервал 450-550°C, увеличение объема конструктивных материалов вследствие распухания здесь может достигать 10-15%, а поскольку нейтронные потоки и температуры распределяются в реакторе весьма неоднородно, его конструктивные детали деформируются, в них создаются большие градиенты напряжений. Радиационное распухание материалов во многих случаях сопровождается изменением их ползучести, благодаря чему эти материалы разрыхляются, теряют прочность, становятся хрупкими и весьма чувствительными к различным деформациям.

Эффект распухания (или "свеллинг", как часто называют его в специальной литературе) впервые был обнаружен шесть лет тому назад английскими учеными для аустенитовой стали. В последующем это явление наблюдалось практически для всех металлов.

Облучение нейтронами не только разрушает структуру вещества, но изменяет также его химический состав вследствие ядерных реакций, особенно реакций ( $n, \alpha$ ). Значительные изменения в химическом составе и в структуре делящегося вещества вызывают осколки деления.

Многочисленные исследования, выполненные в последние годы, показали, что эффекты радиационного повреждения - в частности, радиационная пористость - представляют собой очень сложные многогранные явления, зависящие как от дозы и условий облучения, так и от состава и предварительной термомеханической обработки облучаемого материала /18/. Иногда даже очень небольшие присадки к основному материалу значительно изменяют характер его поведения в радиационных полях. При этом из-за сложности явления перенести результаты исследований, выполненных для одних материалов, на другие, сейчас зачастую оказывается просто невозможным; тем более, что теории, которая позволяла бы предсказывать и достаточно точно рассчитывать сложный комплекс явлений радиационного повреждения, пока еще не существует. В то же время экспериментальное изучение радиационных повреждений различных материалов непосредственно в существующих атомных реакторах весьма затруднено тем, что для этого требуются очень длительные облучения.

Что же касается поведения материалов в потоках нейтронов  $10^{16}$  н/см<sup>2</sup> с., характерных для проектируемых термоядерных реакторов и бриддерных систем ближайшего будущего, то сведения об этом мы с помощью современных атомных реакторов вообще практически не можем получить.

В этих условиях чрезвычайно важным становится моделирование радиационных повреждений, испытываемых различными материалами в атомных и термоядерных реакторах, с помощью пучков тяжелых ионов. При этом принципиального различия в действии нейтронного облучения и ионных пучков на конструкционные материалы ядерных реакторов нет, поскольку в обоих случаях первичным актом радиационного повреждения является смещение атома кристаллической решетки облучаемого

материала, которое порождает каскад последующих смещений других атомов. Этот процесс продолжается до тех пор, пока выбитые в предыдущих столкновениях атомы могут передавать в последующих столкновениях с покоящимися атомами энергию, достаточную для смещения атома из положения его равновесия в кристаллической решетке. В среднем нейтроны реакторного спектра непосредственно смещают менее 1% общего количества атомов, участвующих в каскаде столкновений; более 99% атомов смещаются в последующих стадиях каскада.

Существенное различие в действии нейтронного и ионного излучений состоит лишь в том, что тяжелые ионы имеют сечение рассеяния, приблизительно на пять-шесть порядков большее, чем нейтроны, благодаря чему в отношении радиационных повреждений они, грубо говоря, в сто тысяч или даже миллионы раз более эффективны, чем нейтроны. Вместе с тем условия облучения ионами могут быть подобраны таким образом, что скорость образования радиационных повреждений не будет чрезмерно большой, и за время облучения в мишени успеют произойти те же диффузионные процессы, что и при длительном нейтронном облучении в атомном реакторе. Это может быть достигнуто при достаточно высоких температурах облучаемой мишени, поскольку коэффициенты диффузии точечных дефектов быстро растут с увеличением температуры облучения /19/ .

Радиационный эффект, который в самых мощных действующих сейчас атомных реакторах достигается в течение нескольких лет, с помощью пучка тяжелых ионов с интенсивностью порядка нескольких мкА может быть воспроизведен всего лишь за несколько часов. При этом исследуемые образцы практически совсем не обладают активацией в отличие от того, что имеет место после облучения их в атомном реакторе, что значительно упрощает работу с ними и существенно ускоряет получение необходимой информации. В опытах с ионами можно более точно определять дозу облучения, осуществлять более строгий контроль за температурой

и другими условиями облучения, что в реакторах сделать весьма затруднительно.

Для того чтобы увеличить плотность тока на мишени и тем самым максимально сократить время облучения, целесообразно располагать мишень внутри ускорителя и работать на невыведенном из ускорителя пучке ионов. Энергия ионов при этом оказывается, конечно, значительно меньшей их максимальной энергии, однако во многих случаях остается еще вполне достаточной для образования радиационных повреждений в глубине образца, вдали от искажающих картину краевых эффектов<sup>х/</sup>.

Используя ионы различных типов, можно изучать радиационные дефекты в "чистом виде", не вводя в материал каких-либо инородных атомов, а с другой стороны - моделировать разнообразные эффекты, обусловленные возникновением химических неоднородностей в материалах. В атомных реакторах эти два эффекта нельзя изолировать один от другого. В то же время, как уже отмечалось выше, введение примесей может очень сильно сказаться на радиационной стойкости материала, повышая ее в одних случаях и, наоборот, значительно снижая в других.

---

<sup>х/</sup> Для этого пробег ионов должен быть больше одной-двух тысяч ангстрем; в противном случае значительная часть образуемых ионами дефектов будет "стекать" на поверхность облучаемого образца и условия для образования пор существенно ухудшатся. Изучение распределений пор, образующихся под действием нейтронов и заряженных частиц, показывает, что в некоторых случаях слои вещества на глубинах 1000 Å вообще почти не содержат пор. При моделировании радиационных повреждений реакторных материалов на ускорителях очень важно учитывать этот эффект.

Пожалуй, наиболее простым по своей идее и в то же время чрезвычайно перспективным с точки зрения возможных применений в самых различных областях науки, техники и даже сельского хозяйства является использование пучков тяжелых ионов в качестве "микронгл" для производства ультрамелких по размерам и уникальных по качеству фильтров.

Проходя сквозь пленку полимера, тяжелый ион образует канал, где благодаря радиационному воздействию молекулы полимера оказываются расщепленными. Последующая химическая обработка превращает эти каналы в сквозные отверстия, диаметр которых хорошо контролируемым образом зависит от типа и энергии иона, от облучаемого материала и от условий химической обработки.

На рис. 12 показано, как диаметр отверстий зависит от температуры и времени травления. Временная зависимость оказывается практически линейной, что позволяет, отнормировав кривые путем непосредственного измерения диаметров пор, использовать далее эти кривые для изготовления фильтров с заданными размерами отверстий.

На рис. 13-15 показаны фотографии изготовленных таким образом "ядерных фильтров" и поперечный разрез такого фильтра<sup>x/</sup>.

Наиболее важной характеристикой различных диэлектрических материалов с точки зрения возможности изготовления из них ядерных фильтров является "порог регистрации" - величина вносимой в материал радиационной энергии, при которой различие скоростей химического протравливания деструктированного и основного материала достаточно для выявления трека. Этот порог равен величине максимальных потерь энергии наиболее легкого иона, с помощью которого можно получить достаточно отчетливые треки в облучаемом материале (см. табл.).

<sup>x/</sup> Эти фотографии изготовлены Б.В.Мчедлешвили.

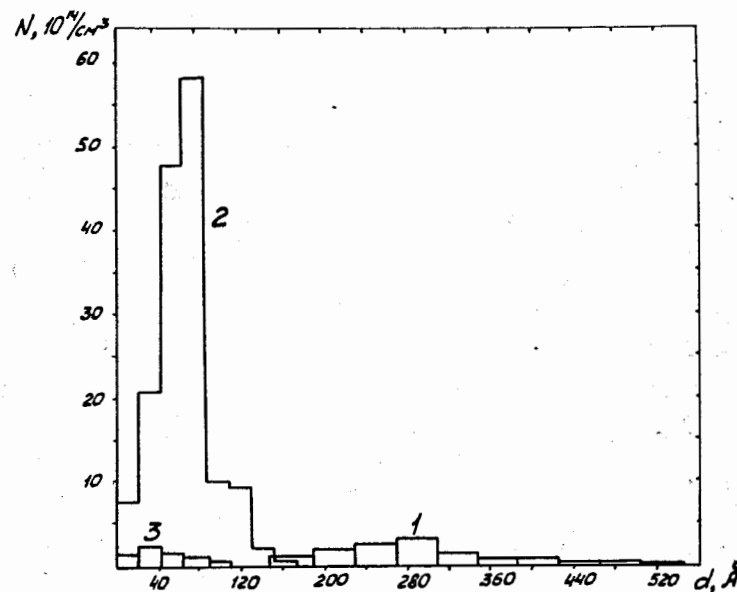


Рис. 11. Распределение числа пор в единице объема в зависимости от их диаметра <sup>19/</sup>. Облучение в пучке ионов железа при температуре 500°C: 1 - никель (распухание  $\Delta V/V = 2,5\%$ ), 2 - сталь 1X18H9T ( $\Delta V/V = 1,0\%$ ), 3 - сталь 0X16H15M3Б ( $\Delta V/V = 0,015\%$ ).

Рис. 12. Зависимость диаметра пор ядерного фильтра от температуры и времени травления в растворе  $\text{NaOH}/20\%$ . Лавсановая пленка толщиной 10 мкм облучалась в пучке ионов ксенона с энергией около 150 МэВ. Предварительно в течение нескольких часов пленка облучалась ультрафиолетовым светом.

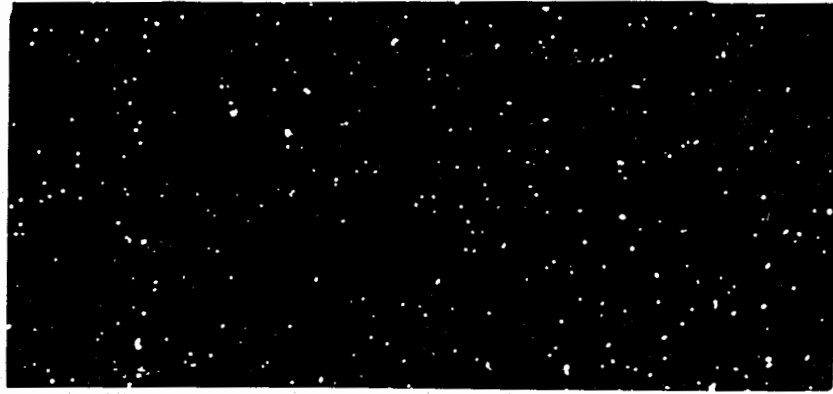
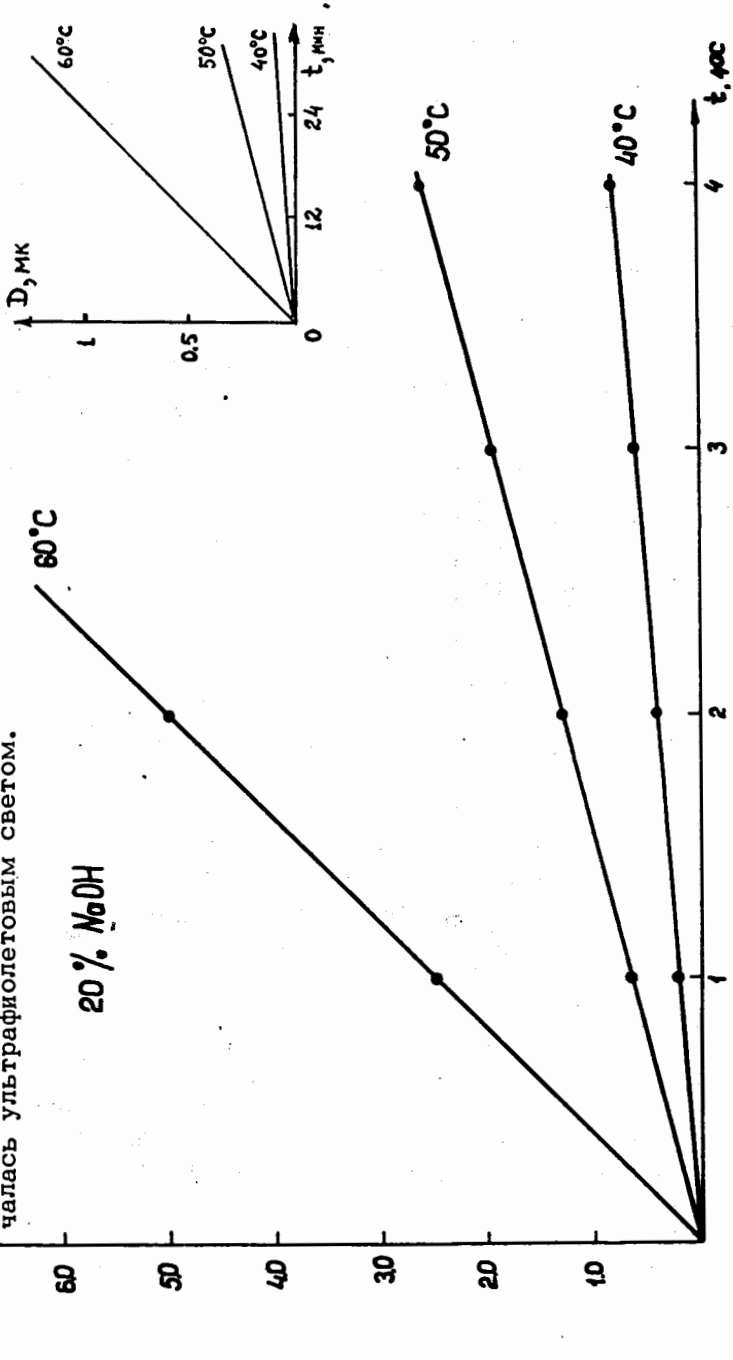


Рис. 13. Электронный снимок поверхности ядерного фильтра с диаметром пор 0,15 мкм. (Увеличение 2000 раз).



Рис. 14. Микрофотография отдельных пор ядерного фильтра с диаметром в несколько мкм.

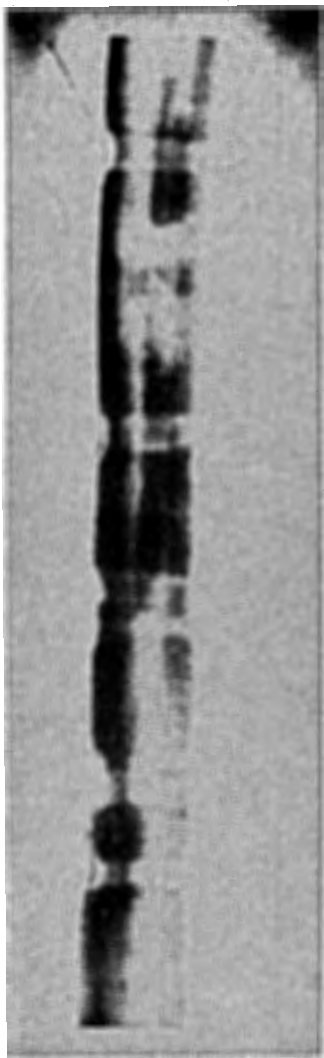


Рис. 15. Электронная фотография поперечного разреза ядерного фильтра.

Таблица  
Порог регистрации ионов различными материалами /20/

Материал	Порог регистрации МэВ·см <sup>2</sup> /мг	Наиболее легкий регистрируемый ион
Нитрат целлюлозы	1,1	He
Ацетат целлюлозы	2,0	He
Поликарбонат	3,3	He
Полиарлиат	4,5	C
Лавсан	4,5	C
Полиимид	5,0	C
Фторопласты	11	Ne
Слюда	11	Ne

Для изготовления ядерных фильтров применим широкий набор материалов, конкретный выбор которых зависит от условий применения данного фильтра. Весьма удобным материалом является лавсан.

Возможность непрерывно варьировать размер пор, толщину фильтрующей пленки, использовать практически неограниченный набор различных полимерных материалов, подбирая их свойства в зависимости от конкретной задачи, - все это является исключительно важным преимуществом ядерных фильтров.

В настоящее время можно получать нуклеопоры с размерами приблизительно от 30 Å и до нескольких десятков мкм ( $10^5$  Å). Толщина фильтров варьируется от единиц до нескольких десятков мкм. Что касается размеров фильтров, то при использовании магнитных

линз, рассеивающих пучок ионов, они могут достичь квадратных метров; фильтрам можно придавать любую форму - круга, прямоугольника, цилиндра и т.д. в зависимости от рассматриваемой задачи. При интенсивности пучка  $5 \cdot 10^{12}$  ионов/с (именно такова средняя интенсивность ионов ксенона на энергию 150 МэВ на ускорителе У-300 в Дубне) можно получать в сутки сотни и тысячи кв.м облученной пленки (см. рис. 14).

Ядерные фильтры применяются для решения задач в различных отраслях науки, промышленности, медицины.

Выше была перечислена лишь небольшая часть научно-технических и прикладных областей использования пучков тяжелых ионов, однако уже отсюда видна исключительная перспективность этого направления.

В заключение я пользуюсь случаем, чтобы выразить глубокую благодарность Г.Н.Флерову за многочисленные обсуждения, многие из которых легли в основу данного обзора.

#### Литература

1. J.Koch. Nature, 164, 19 (1949).
2. R.L.Hines. Phys.Rev., 100. 1267 (1955).
3. R.L.Hines. J.Appl.Phys., 28, 587 (1957).
4. R.L.Hines and R.Arndt. Phys.Rev., 119, 623 (1960).
5. E.R.Schineller, R.P.Flam, D.W.Wilmot. J. Opt.Soc.Amer., 58, 1171 (1968).
6. R.D.Standley, W.M.Gibson, J.W.Rodgers. Appl. Opt., 11, 1313 (1972).
7. H.M.Presby, W.L.Brown, Appl.Phys.Lett., 24, 511 (1974).
8. E.F.Kingsburg, R.S.Ohl. Bell System Techn. Journ., 31, 802 (1952).
9. S.E.Miller. Bell System Techn. Journ., 48, 2059 (1969).

10. J.E.Goell, R.D.Standley. Proc. of the IEEE 58, 1504 (1970).
11. A.H.Bobeck. Bell. System Techn. Journ., 46, 1901 (1967).
12. R.Wolfe, J.C.North. Appl.Phys.Lett., 25, 122 (1974).
13. W.J.Tabor, A.H.Bobeck, G.P.Vella-Coleiro, A.Rosencwaig. Bell. System Techn. Journ., 51, 1427 (1972).
14. A.H.Bobeck, S.L.Blank, H.J.Levinstein. Bell System Techn. Journ., 51, 1431 (1972).
15. R.Wolfe, J.C.North. Bell System Techn. Journ., 51, 1436 (1972).
16. R.Wolfe, J.C.North, Y.P.Lai. Appl. Phys. Lett., 22, 683 (1973).
17. IEEE Transactions on Magnetics, MAG-7, No. 3, 1971.
18. В.Н.Быков, А.Г.Вахтин, Ю.В.Конобеев, Л.Г.Костромин, В.Ф.Реугов. в сб. "Труды физико-энергетического института". М., Атомиздат, 1974.
19. Г.Н.Флеров, Г.Н.Акапьев, В.С.Барашенков, В.Е.Дубинский, С.Я.Лебедев, В.Г.Родионова, С.И.Руднев, С.Я.Сурков. Сообщение ОИЯИ, Р14-8801, Дубна, 1975.
20. Г.Н.Акапьев, В.С.Барашенков, Л.И.Самойлова, С.П.Третьякова, В.А.Шеголев. "К методике изготовления ядерных фильтров", деп. публикация ОИЯИ Б1-14-8214, Дубна, 1974.
21. B.L.Fleischer, P.S.Price, R.M.Walker. Science 149, 383 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 июля 1975 года.