

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ПЛАСТИНКИ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Д. Х. Уэбб \*)

В 1896 г. Беккерель показал, что соли урана испускают излучение, которое вызывает почернение фотографической пластинки.

В ранних работах по радиоактивности излучение этих вновь открытых веществ обнаруживалось только при помощи фотопластинок. Позже, однако, когда был сделан ряд количественных работ по изучению радиации, связанной с радиоактивностью, широкое распространение получили другие методы измерений.

В 1911 г. Вильсон предложил камеру, являющуюся прибором, при помощи которого можно было увидеть следы отдельных заряженных частиц.

Примерно в это же время впервые было показано, что фотографические пластинки также могут регистрировать следы отдельных заряженных частиц.

В 1910 г. Киношита<sup>1</sup> продемонстрировал, что зёрна фотографической эмульсии способны активироваться альфа-частицами и, более того, что воздействия одной альфа-частицы достаточно, чтобы образовать в зерне способное к проявлению скрытое изображение.

В 1912 г. Рейнганум<sup>2</sup> показал, что путь, пройденный альфа-частицей в эмульсии, отмечается линией способных к проявлению зёрен. С момента этого открытия учёные применяли фотографические пластинки для регистрации и изучения отдельных ядерных процессов. Среди пионеров этой области нужно специально указать Мысовского\*\*), Жданова\*\*), Блау и Вамбахер и Вилкинса. Работы, выполненные до 1941 г., просуммированы в прекрасном обзоре Шапиро<sup>3</sup>.

Фотографические пластинки по своей способности регистрировать отдельные ядерные процессы напоминали камеру Вильсона, но они не давали ни тонкого разграничения между треками различных частиц, ни, тем более, возможности регистрировать отклонения заряженных частиц в магнитном поле, как это делается в камере Вильсона.

\*) Phys. Rev. 74, 511 (1948).

\*\*) Вставка переводчика.

В камере Вильсона наблюдаются альфа-частицы, протоны, дейтероны, позитроны, электроны и мезоны. Очень желательно довести разработку фотографических пластинок до такой степени, чтобы они также регистрировали треки всех этих частиц в широком интервале энергий.

Фотопластинки, удовлетворяющие этим требованиям, при своей высокой тормозной способности и способности к непрерывной регистрации падающих частиц будут являться исключительно важным инструментом для изучения физики ядра.

Целью настоящей статьи является показать, как далеко продвинулись работы в этом направлении, какими качествами обладают современные пластинки и каковы перспективы на будущее. Дается изложение механизма воздействия заряженных частиц на фотопластинки, обсуждается состав и строение современных ядерных пластинок и дается метод расчёта тормозной способности эмульсии известного состава. Рассматриваются также распределение зёрен и факторы, от которых оно зависит, и, наконец, обсуждаются некоторые вопросы образования скрытого изображения в связи с числом пар ионов, необходимых для того, чтобы вызвать проявление отдельного зерна. При обсуждении всех этих вопросов сделана попытка показать, что высказанные идеи находятся в согласии с практическими результатами. Автор не стремится сообщить о новых, необычных экспериментальных результатах. (В то время как эта работа находилась в печати, вышли две статьи на эту же тему — Демерса<sup>4</sup> и Латтеса, Фаулера и Кюера<sup>5</sup>. Эти статьи содержат значительно больше экспериментальных данных по ядерным пластинкам, чем настоящая работа, и мы всячески рекомендуем их читателю. Прекрасно иллюстрированная книга опубликована Поуэллом и Оккиалини<sup>6\*</sup>). Скорее, рассматриваемые вопросы и приводимые экспериментальные данные предназначаются в качестве руководства для понимания роли и действия фотографических пластинок при использовании их в качестве орудия исследования ядерных процессов.

#### УДЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ И КРИВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОБЕГ—ЭНЕРГИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ

Рис. 1 показывает зависимость потери энергии на 1 см пробега при прохождении протона через воздух. Эта кривая даёт потерю энергии в MeV на 1 см пробега в воздухе в функции энергии протона, выраженной в MeV, и была построена на основании теоретических данных Смитом<sup>7</sup> с применением следующего уравнения<sup>8-10</sup> для

\*) См. УФН 35, 213, 384 (1948).

средней потери энергии на единицу толщины тормозящего материала:

$$\frac{dE}{dx} = - \left[ 4\pi (ze)^2 \frac{N}{mv^2} \right] \left\{ Z \left[ \ln \left( \frac{2mv^2}{I} \right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] - C_k \right\}, \quad (1)$$

где  $ze$  — заряд падающей частицы;  $v$  — скорость падающей частицы;  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  тормозящего материала;  $Z$  — атомный номер тормозящего материала;  $I$  — средний потенциал ионизации тормозящего материала;  $m$  — масса электрона;  $\beta = v/c$  ( $c$  — скорость света);  $C_k$  — поправочный член, который должен применяться в случае, когда  $v$  сравнимо со скоростью  $K$ -электрона тормозящего вещества, но много больше последней у электронов других оболочек.

Главная часть потери энергии, испытываемой проходящими через вещество заряженными частицами, идёт на образование ионов при взаимодействии бомбардирующих частиц с электронами тормозящего вещества. Потеря энергии изменяется прямо пропорционально квадрату заряда  $(ze)^2$  падающей частицы, обратно пропорционально квадрату скорости  $v$  частицы и прямо пропорционально числу электронов в кубическом сантиметре тормозящего вещества ( $NZ$ ). Величина

$$B = Z \ln \left( 2 \frac{mv^2}{I} \right) \quad (2)$$

обозначается как тормозное число атома тормозящего вещества, а отношение  $B$  для данного вещества к  $B_0$  для воздуха называется относительной тормозной способностью атома этого вещества;

$$S_a = \frac{B}{B_0}. \quad (3)$$

Кривая зависимости пробега от энергии заряженной частицы в воздухе может быть получена из интеграла (4), содержащего скорость потери энергии:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{\left( \frac{dE}{dx} \right)}. \quad (4)$$

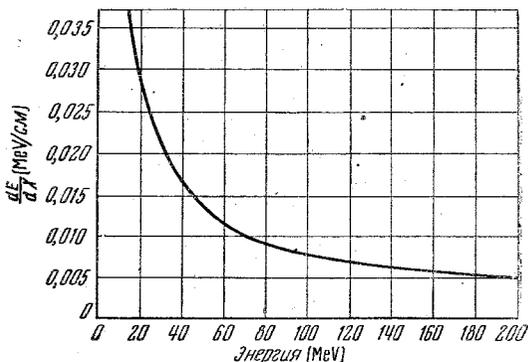


Рис. 1. Теоретическая кривая зависимости потери энергии на  $1 \text{ см}$  пробега в воздухе от энергии протона.

Кривая пробег — энергия для протонов в воздухе, согласно Смиту, показана на рис. 2. Из кривых потери энергии и пробега для данного типа частиц, характеризуемых определённым значением заряда и массы, можно определить потерю энергии и кривые пробега других частиц с различными значениями  $z$  и  $M$  с помощью уравнений (5) и (6). Как пример рассмотрим альфа-частицы и протоны.

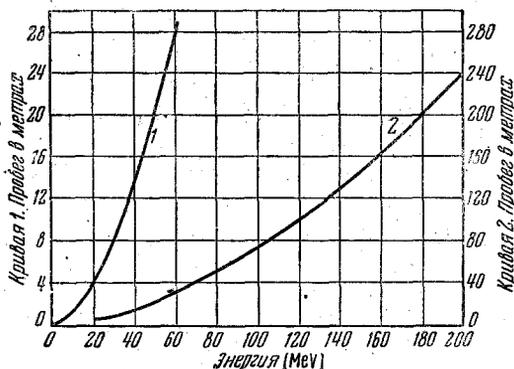


Рис. 2. Теоретическая кривая зависимости пробега от энергии для протонов в воздухе.

Если альфа-частица и протон имеют одинаковые скорости, то

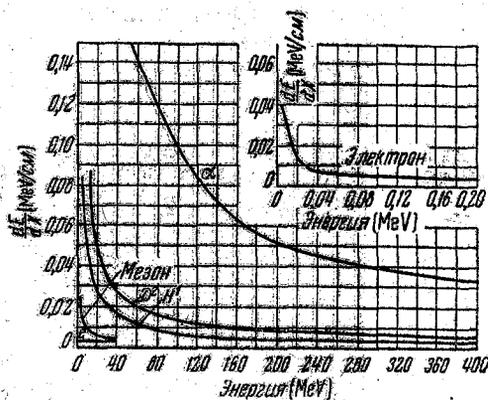
$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\alpha, v} &= \left( \frac{z_{\alpha}}{z_H} \right)^2 \left( \frac{dE}{dx} \right)_{H, v}, \\ R_{\alpha}(v) &= \left( \frac{z_H}{z_{\alpha}} \right)^2 \frac{M_{\alpha}}{M_H} R_H(v), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

или, так как частицы, имеющие одинаковые скорости, имеют энергии, пропорциональные значениям их масс, уравнение (5) может быть выражено через энергии частиц

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\alpha, E} &= \left( \frac{z_{\alpha}}{z_H} \right)^2 \left( \frac{dE}{dx} \right)_H \left( \frac{M_H}{M_{\alpha}} E \right), \\ R_{\alpha}(E) &= \left( \frac{z_H}{z_{\alpha}} \right)^2 \left( \frac{M_{\alpha}}{M_H} \right) R_H \left( \left( \frac{M_H}{M_{\alpha}} \right) E \right). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) очень удобны в тех случаях, когда, исходя из известных потери энергии и значения пробега для одной частицы, переходят к другой, с отличающимися значениями  $z$  и  $M$ .

На рис. 3 показаны кривые потери энергии в MeV на 1 см пробега в воздухе для альфа-частиц, дейтеронов, протонов, мезонов (с массой, равной 0,1 массы протона) и электронов. Протонная кривая та же, которая приведена на рис. 1. Относительные поправки введены до значения энергии в 400 MeV. Кривые для альфа-частиц, дейтеронов и мезонов были выведены из протонной кривой с помощью уравнения (6) и не так точны, как протонная кривая. Кривая потери энергии для электронов показана в увеличенном масштабе в правой части рис. 3.



Кривые потери энергии приведены в настоящей работе потому, что они имеют прямое отношение к механизму, сообщаемому фотографическому зерну способность к проявлению при воздействии на него заряженных частиц, и поэтому служат материалом при обсуждении этого вопроса в дальнейшем.

### ПОРОГ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ СЛОЁВ К ЗАРЯЖЕННЫМ ЧАСТИЦАМ

Порог чувствительности пластинок, применяемых для исследований по ядерной физике, может быть лучше всего выражен посредством минимального значения удельной потери энергии, при котором путь частицы будет регистрироваться ещё различной линией зёрен.

На лучших современных ядерных пластинках обнаружено, что этот предел достигается при энергии, равной примерно 100 MeV для дейтеронов и около 50 MeV для протонов. Так, на пластинках NTB Истмена, облучённых на циклотроне Калифорнийского университета дейтеронами с энергией 190 MeV, индивидуальные треки наблюдаются в микроскоп на длине около 2 см от места остановки в эмульсии. Если принять тормозную способность эмульсии равной 2000, то этот пробег эквивалентен пробегу в воздухе 40 м, что как раз соответствует энергии для дейтерона, равной 100 MeV. Конец такого трека, относящийся к максимальным значениям энергии, состоит из редких и нерегулярно расположенных зёрен. Надо считать, что при

таких значениях энергии способность к проявлению приобретают только зёрна с максимальной чувствительностью.

Прямая иллюстрация чувствительности ядерных пластинок NTB Истмена даётся фотографиями, приведёнными на рис. 4. На верхней

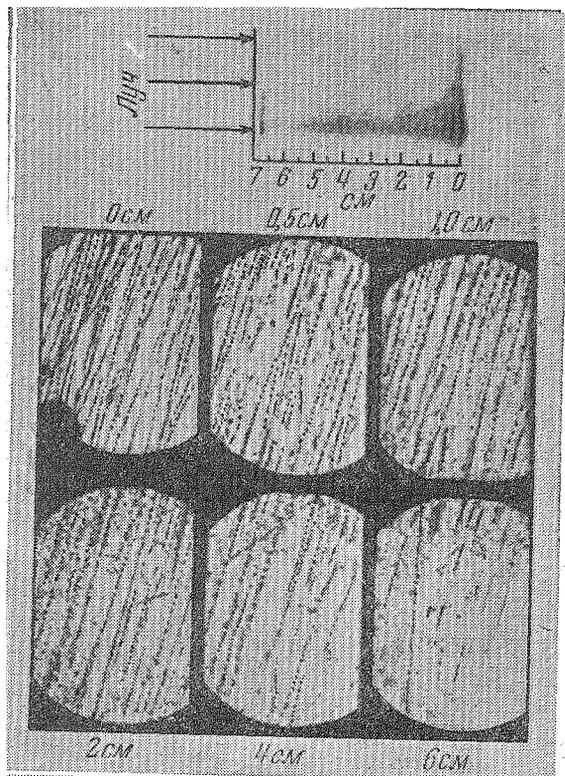


Рис. 4. Фотографическая пластинка, облучённая дейтеронами с энергией 190 MeV. Вверху — пластинка, облучённая 190 MeV дейтеронами. Внизу — микрофотографии треков дейтеронов на разных расстояниях от конца пробега.

фотографии показана пластинка, облучённая дейтеронами с энергией в 190 MeV на циклотроне Калифорнийского университета. Пластинка при облучении была поставлена боком к дейтеронному пучку. Дейтероны ударялись о стеклянную пластинку, на которую был нанесён эмульсионный слой, проникали в стекло и вслед за этим в эмульсию. Возникающие в эмульсионном слое треки соответствуют энер-

гиям дейтронов в данной точке. Тёмная часть внизу фотографии отвечает наиболее интенсивной части дейтеронного пучка. Заметно, что почернение пластинки мало, если пробег частиц более 6,9 см, и вслед за этим возрастает около конца треков в согласии с кривой ионизации Брегга. Интересно отметить, что пробег дейтрона с энергией 190 MeV в стекле равен 6,9 см, а в эмульсии — 6,4 см, если принимать тормозную способность эмульсии за 2000. Отсюда следует, что тормозные способности стекла и фотоэмульсии довольно близки.

Для того чтобы определить, как на пластинках Истмена NTB регистрируются дейтроны с различными энергиями, были изготовлены микрофотографии треков с пластинки, подвергнутой большой экспозиции, нежели предыдущая, в точках, соответствующих 0, 0,5, 1,0, 2,0, 4,0 и 6,0 см от конца их пробега в эмульсии. Эти треки приведены на нижней части рис. 4. Рассматривались только параллельные треки, так как диагональные возникают от отклонённых или вторичных частиц, обладающих меньшей скоростью. Из фотографий следует, что плотные треки получаются в положениях 0,0 и 0,5 см (около 45 MeV), менее плотные треки при положении 1,0 (64 MeV), редкие, но ещё различимые треки при положении 2,0 (95 MeV). При положении 4,0 (около 138 MeV) треки становятся совсем редкими, и, наконец, при положении 6,0 (185 MeV) они уже едва намечаются совсем редко расположенными зёрнами. Из рассмотренных фотографий следует, что с ростом энергии регистрируемых частиц не наблюдается резкого снижения чувствительности фотографического слоя. Однако при рассмотрении треков под микроскопом видно, что качество треков заметно ухудшается при энергиях выше 100 MeV.

Из дейтеронной кривой, приведённой на рис. 3, следует, что энергии в 100 MeV отвечает значение потери энергии в воздухе в 0,013 MeV на 1 см пробега. Считая это значение потери энергии пороговым, т. е. таким, при котором ещё достаточное количество зёрен будет давать различимые треки, можно вывести следующие предельные значения энергии для других частиц, при облучении которыми будут получаться треки сравнимого качества:

дейтроны . . . . .	100 MeV
протоны . . . . .	50 MeV
альфа-частицы . . . . .	400 MeV
мезоны (200 $m_e$ ) . . . . .	5 MeV
электроны . . . . .	0,022 MeV

Интересно отметить, что пластинки Истмена NTB, облучённые на циклотроне альфа-частицами с энергией в 380 MeV, регистрируют частицы с этой энергией. Весь трек (длиной около 3,2 см), соответствующий частицам этой энергии, не может быть зарегистрирован в тонком эмульсионном слое. Никогда также не наблюдалось, чтобы регистрировались начала треков альфа-частиц с такой энергией.

Треки протонов с большой энергией регистрировались на пластинках Ильффорд Halfpene Вамбахером<sup>11</sup>. Один из таких треков имел длину в эмульсии 2 см. Если принять значение тормозной способности для использованной эмульсии 1300 по сравнению с воздухом, то в воздухе пробег такой частицы будет равен 26 м, что соответствует энергии в 57 MeV.

Многие авторы<sup>12-17</sup> опубликовали экспериментальные работы по регистрации треков мезонов в фотоземлях. Латтес, Мюрал, Оккиалини, Поуэлл и др.<sup>12</sup> указали на то обстоятельство, что, вероятно по причине недостаточной чувствительности, мезоны с энергиями выше 5 MeV не могут быть обнаружены пластинками Ильффорд С-2. В более поздней работе Латтес, Оккиалини и Поуэлл<sup>16</sup> проанализировали треки мезонов с различными остаточными пробегами. По пробегу может быть установлена энергия мезона, если принять для него некое значение массы, например, принять массу равной 200 электронных масс, тогда наблюдаемые треки соответствуют мезонам с энергией 4,1 MeV. Эти результаты приводятся как доказательство того, что частицы, имеющие энергии между нулём и указанными выше пределами, могут давать различные треки на ядерных пластинках.

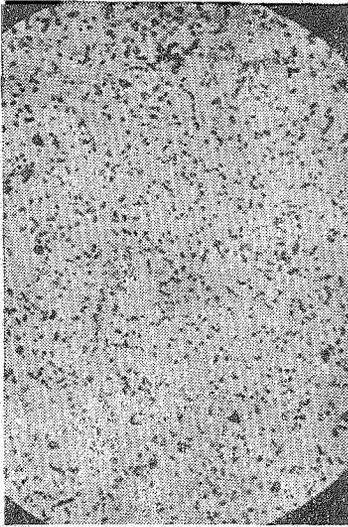


Рис. 5. Микрофотография пластинки Истмена NTB, облучённой электронами с энергией 30 KeV. Треки имеют по 4-5 зёрен.

До сих пор ещё не удалось получить вполне достоверные треки электронов в эмульсиях. Однако Демерс<sup>4</sup> установил, что на очень чувствительных пластинках его собственного производства наблюдаются сложные треки из малого числа зёрен, которые он приписал электронам. Вслед за Демерсом треки электронов были получены работниками исследовательской лаборатории Кодак<sup>18</sup> в Англии на высокочувствительных протонных пластинках. В последнее время треки электронов были наблюдаемы на пластинках Истмена NTB. Микрофотография треков приведена на рис. 5. Пластика подвергалась воздействию электронов с энергией в 30 KeV в электронном микроскопе RCA; электронный пучок был направлен перпендикулярно к пластинке. На фотографии видно, что эти треки короткие и волнистые, и каждый трек состоит из немногих зёрен. Из приведённой на рис. 3 кривой потери энергии для электронов следует, что предельная энергия электронов, способных вызвать проявление

зерна, равна  $0,022 \text{ MeV}$ . Электроны с такой энергией будут иметь пробег в воздухе, равный  $0,7 \text{ см}$ . Если принять тормозную способность эмульсии равной  $2000$ , то это будет соответствовать пробегу в эмульсии в  $3,5 \mu$ . Поэтому лишь немногие зёрна в конце пробега электрона (3 или 4) могут оказаться способными к проявлению. Воздействие электронов на зёрна эмульсии здесь также находится в полном согласии с ожидаемым на основе данных по потере энергии.

Отсюда можно также заключить, что в ядерных эмульсиях, изготавливаемых ныне, лишь небольшая часть зёрен будет возбуждена частицами, значение потери энергии для которых будет меньше, чем  $0,013 \text{ MeV}$  на  $1 \text{ см}$  воздуха. Этот предел, несколько произвольный, основан на предположении, что эмульсия содержит некоторую долю зёрен с очень высокой чувствительностью и что частица с таким значением потери энергии будет регистрироваться как заметная линия зёрен.

Интересно сравнить значение  $0,013 \text{ MeV}$  на  $1 \text{ см}$  с минимальным значением потери энергии на кривых рис. 3 для того, чтобы увидеть, как обстоит в настоящее время дело с регистрацией частиц с наивысшими энергиями. Нужно указать, что все кривые потери энергии, приведённые на рис. 3, проходят через плоский минимум, по значению почти равный, для всех видов частиц, примерно  $0,0022 \text{ MeV}$  на  $1 \text{ см}$ . Отсюда следует, что эмульсия с порогом чувствительности, в 5—6 раз более низким, будет пригодна для регистрации частиц с любым значением энергии. Хотя эта цель вряд ли достижима, исследование кривых рис. 3 показывает, что каждое малое улучшение в пороге чувствительности будет уменьшать диспропорцию в значениях энергии различных частиц, которые могут быть зарегистрированы. Учитывая то обстоятельство, что ядерные пластинки серьёзно исследуются весьма недавно, есть основания надеяться, что их чувствительность удастся поднять до значения, соответствующего значению потери энергии в  $0,0022 \text{ MeV}$  на  $1 \text{ см}$ .

### КРИВЫЕ ПРОБЕГ — ЭНЕРГИЯ ДЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ

Чтобы проиллюстрировать соотношение пробег — энергия для ядерных пластинок с высоким содержанием бромистого серебра, на рис. 6 и 7 приведены кривые зависимости пробега в эмульсии (в микронах) от энергии (в  $\text{MeV}$ ) соответственно для альфа-частиц и протонов. Кривые для альфа-частиц на рис. 6 построены в предположении, что тормозная способность не зависит от энергии и равна  $1800$  по отношению к воздуху. Это значение было выбрано на основании средних результатов, полученных на эмульсиях NTA и NTB, экспонированных альфа-частицами с энергией ниже  $9 \text{ MeV}$ , излучаемыми естественными радиоактивными веществами, такими, как торий, полоний и уран. Каждая варка пластинок Истмена давала стандарт-

ные результаты при облучении полониевыми альфа-частицами (5,3 MeV) со значениями пробегов между 21 и 22 микронами, в хорошем согласии со значением тормозной способности 1800.

Данные, опубликованные Чин Сан-чаном, Честелем, Фараджи и Виньероном<sup>19</sup> для альфа-частиц, зарегистрированных на пластинках Ильфорд Halfton<sup>20</sup>, даны в таблице на стр. 87.

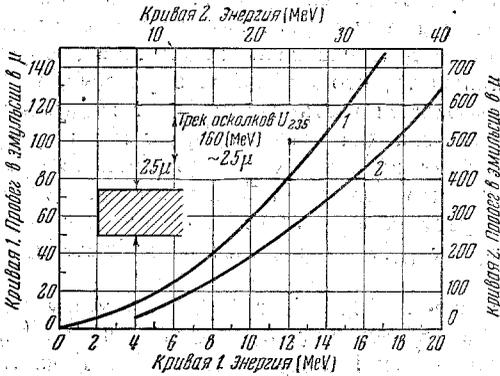


Рис. 6. Кривые зависимости пробега в эмульсии от энергии частицы для случая  $\alpha$ -частиц. Эмульсия содержит высокий процент AgBr. Тормозная способность принята равной 1800.

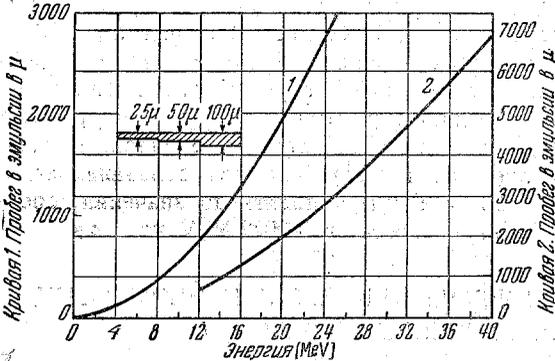


Рис. 7. Кривые зависимости пробега в эмульсии от энергии протонов. Эмульсия содержит высокий процент AgBr. Тормозная способность принята равной 2000.

для энергий выше 10 MeV, кривая для этой области, приведённая на рис. 6, должна рассматриваться как приближённая.

Вертикальная стрелка на рис. 6 указывает на трек осколков деления  $U_{235}$  и соответствует пробегу, полученному многими авторами<sup>20-22</sup>, применявшими фотографические пластинки для регистрации осколков деления.

Эти данные указывают, что имеется падение значения тормозной способности при переходе к низшим энергиям. Ниже вопрос о тормозной способности эмульсии будет рассмотрен более подробно, и будет дан метод расчёта этой величины с учётом тормозной способности атомов, входящих в состав эмульсии при определённом её составе.

Для энергий выше 10 MeV было сделано так мало измерений пробегов альфа-частиц в эмульсии в зависимости от энергии, что для этой области нельзя построить экспериментальную кривую. Поэтому, до тех пор, пока не будет сделано достаточного количества измерений

Пробег (25  $\mu$ ), указанный стрелкой, соответствует полной длине трека двух осколков. Один из таких треков, полученный на пластинке Истмена NTC, показан на рис. 19. Следует отметить, что наибольшая плотность зёрен наблюдается в средней части трека. Большой заряд частиц сразу после распада вызывает большую началь-

Тормозная способность эмульсии для  $\alpha$ -частиц

	$E$ (в MeV)	Пробег в эмульсии (в микро-нах)	Тормозная способность относительно воздуха
ThC'	8,77	46,1	1860
ThC	6,05	26,2	1810
Po	5,29	21,4	1790
UI	4,71	18,8	1710
UII	4,15	15,6	1700

ную ионизацию, несмотря на большую скорость частиц. Так как осколки быстро теряют скорость, ионизация возрастает. Однако потеря заряда осколками более чем уравнивает потерю скорости, и в результате на треке заметно падение ионизации по уменьшающейся плотности зёрен в конце трека. Интересно определить средний эффективный заряд осколка из наблюдаемых пробегов осколков деления урана; применяя уравнение (6):

$$R_{\text{оск}}(E) = \left(\frac{z_{\text{H}}}{z_0}\right)^2 \left(\frac{M_0}{M_{\text{H}}}\right) R_{\text{H}} \left(\frac{M_{\text{H}}}{M_0} E\right).$$

Подставляя значение массы осколка, равное 117 протонных масс, и значение заряда, равное 10, мы получим при энергии 160 MeV для обоих осколков:

$$R_0(160) = \left(\frac{1}{100}\right) 117 R_{\text{H}}(1,36) = 4,68 \text{ см воздуха},$$

или пробег в эмульсии, принимая тормозную способность за 1800,

$$R_0 = 26 \mu.$$

Таким образом, если средний заряд для осколков деления принять равным 10, то значение пробега находится в хорошем согласии с экспериментом.

На шкале рис. 6 показано поперечное сечение эмульсии в  $25 \mu$  толщиной по сравнению с длиной треков. Из рисунка видно, что толщины эмульсионного слоя в  $25 \mu$  достаточно для регистрации треков альфа-частиц с умеренными значениями энергии. Однако для значений энергии свыше  $15 \text{ MeV}$  необходимы пластинки с большей толщиной эмульсионного слоя, достигающей  $50$  и  $100 \mu$ . На рис. 7 приведена кривая зависимости пробега от энергии для протонов с энергией до  $40 \text{ MeV}$ . Кривая построена для постоянного значения тормозной способности эмульсии по отношению к воздуху, принятого равным  $2000$ , вместо значения  $1800$ , принятого при построении кривых для альфа-частиц. Это значение было выбрано в результате испытаний пластинок Истмена NTB, облучённых протонами с энергией ниже  $10 \text{ MeV}$ . Пластины Истмена NTB регулярно испытывались при облучении их протонами с энергией в  $7 \text{ MeV}$  на циклотроне Рочестерского университета. В среднем значение пробегов для таких протонов в эмульсии равно  $300 \mu$ . При сравнении этого пробега с пробегом в воздухе для таких протонов, равным  $60 \text{ см}$ , получается относительная тормозная способность пластинок, равная  $2000$ . На самом деле тормозная способность эмульсии не имеет постоянного значения, не зависящего от энергии частиц, но довольно резко растёт с ростом энергии частиц в области низкой энергии и выпрямляется в плоскую кривую при более высоких энергиях, как это показано на рис. 9. Из этого рисунка следует, что плоская область кривой тормозной способности достигается при значительно более низких значениях энергии для протонов, чем для альфа-частиц, и это находится в согласии с более высоким значением тормозной способности ( $2000$ ), использованным при построении кривых рис. 7.

Вследствие отсутствия экспериментальных данных по тормозной способности пластинок при энергиях выше  $10 \text{ MeV}$ , а также вследствие резкого изменения тормозной способности при малых энергиях, приведённые на рис. 6 и 7 кривые пробег — энергия надо рассматривать только как довольно надёжное руководство при рассмотрении этих соотношений.

На рис. 7 дано поперечное сечение эмульсий толщиной в  $25$ ,  $50$  и  $100 \mu$  для целей сравнения этих значений с длинами треков протонов с различной энергией. Продажные эмульсии в настоящее время имеют толщину слоёв до  $100 \mu$ . При регистрации протонов с энергиями выше  $10 \text{ MeV}$  требуется, чтобы большая часть пучка падала внутри малого угла, задаваемого толщиной эмульсионного слоя.

Для полноты картины на рис. 8 приведены кривые пробег — энергия для мезонов и дейтеронов. Обе кривые были построены для постоянной тормозной способности  $2000$ ; принято также, что масса мезона составляет  $\frac{1}{10}$  массы протона.

Из предыдущего следует, что для регистрации частиц с большой энергией необходимы пластинки с толщиной эмульсионного слоя, во много раз превышающей  $100 \mu$ , т. е. до нескольких милли-

метров толщиной. К сожалению, ряд обстоятельств мешает применению пластинок с такой большой толщиной эмульсионного слоя. Осуществление полива желатиновых эмульсий с толщинами выше 100  $\mu$  исключительно трудно. 100-микронное покрытие основы (плёнки) будет вызывать её изгибание. Если же полив производить на стекло, то желатиновый слой будет отставать и разрушаться вследствие

того, что возникающие в желатине силы натяжения достаточны для разрушения поверхности стекла, на которое нанесён эмульсионный слой. Помимо этого, большие трудности встречаются при обработке толстых слоёв. Оба процесса — проявление и фиксирование — зависят от диффузии химических реагентов в эмульсионный слой и продуктов реакции из слоя. Так как химические агенты истощаются внутри слоя, то для полного проявления и фиксирования слоя необходим правильно протекающий процесс обменной диффузии. Даже в пластинках с толщиной слоя в 100  $\mu$  проявление и фиксирование проводится с трудностями, и иногда процесс проходит неодинаково на разной глубине слоя. Наконец, следует указать на то обстоятельство, что толщина эмульсионного слоя, которая может быть исследована с помощью микроскопа, ограничена рабочим расстоянием применяемого объектива. При применении объектива с масляной иммерсией, фокусным расстоянием 1,8 мм и 97-кратным увеличением максимальное рабочее расстояние в эмульсии без покровного стекла равно 300  $\mu$ .

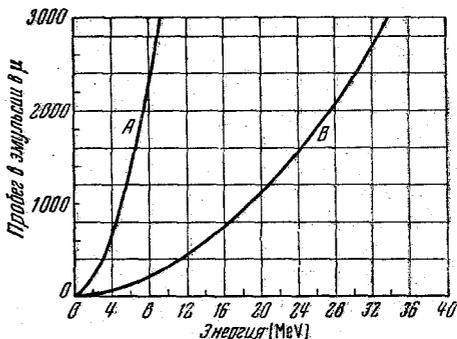


Рис. 8. Кривые зависимости пробега от энергии для мезонов (A) (0,1 массы протона) и дейтронов (B). Эмульсия содержит высокий процент AgBr. Тормозная способность принята равной 2000.

### ФАБРИЧНЫЕ ПЛАСТИНКИ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Рассматриваемые здесь пластинки для исследований по ядерной физике изготавливаются фирмами Илфорд и Кодак в Англии и фирмой Истмен в Америке.

Исследовательская лаборатория Илфорд издала брошюру с описанием своих пластинок для регистрации треков заряженных частиц, где приводятся фотографические характеристики и состав эмульсий. Дается следующая таблица и описание пластинок:

Тип В-2 — мелкозернистая и наиболее чувствительная эмульсия, дающая хорошие треки альфа-частиц и протонов с энергией 2 — 4 MeV.

Тип С-2 — более мелкозернистая, чем В-2, эмульсия, даёт более различные треки альфа-частиц и протонов. Специально готовится для регистрации треков протонов, пригодных для измерения.

Тип Е-1 имеет более мелкое зерно, чем С-2, даёт треки альфа-частиц улучшенного качества, пригодные для точного измерения их пробегов. Треки протонов плохие и заметно отличаются от треков альфа-частиц.

Тип D-1 более мелкозернистая, чем Е-1, даёт плохие треки альфа-частиц; треки протонов не регистрируются вовсе. Пригодна для регистрации треков осколков деления. Эти пластинки могут считаться устаревшими, но производятся для специальных целей.

Тип В-1. Эмульсия имеет зёрна, похожие на зёрна в эмульсии В-2, а чувствительность, схожую с эмульсией С-2. Обычно для работы выбираются эмульсии В-2 или С-2.

Тип С-1 похож на Е-1, но с более грубым зерном и большей чувствительностью. Дёт плохое различие между треками альфа-частиц и протонов с низкой энергией.

Стандартная толщина эмульсионных слоёв 50—100 микрон.

Все эмульсии, за исключением С-1 и D-1, могут быть наполнены литием, бором или бериллием; пластинки могут быть также изготовлены с меньшим содержанием галоидного серебра в желатине.

Все эти пластинки, изготовленные по стандарту, имеют одинаковый химический состав. При нормальных атмосферных условиях в кубическом сантиметре эмульсии содержится: Ag—1,87 г, Н—0,056 г, Вг—1,36 г, О—0,24 г, J—0,053 г, S—0,014 г, С—0,33 г, N—0,083 г, Са, Р, Cr, Si, Na—следы.

Компания Ильфорд опубликовала также таблицы зависимости пробегов от энергий, основанные на измерениях пробегов в интервале энергий от 0 до 10 MeV, и экстраполировала эти значения до энергий от 10 до 35 MeV как для альфа-частиц, так и для протонов.

Значения для пробегов в зависимости от энергий, опубликованные фирмой Ильфорд, мало отличаются от приведённых на рис. 6 и 7 для альфа-частиц и протонов с энергиями ниже 10 MeV, но для области энергий выше 10 MeV имеется некоторое различие. Происходит это вследствие того, что кривые рис. 6 и 7 построены при постоянной тормозной способности эмульсий для всех значений энергии. В следующей главе более детально рассматривается вопрос о тормозной способности и даются кривые зависимости пробега от энергии при различных значениях тормозной способности.

Фирма Кодак недавно начала производить пластинки для ядерных исследований под названием NTP-2A. Это высокочувствительные пластинки, специально рекомендованные для регистрации быстрых частиц с низкой ионизационной способностью. В опытной стадии находятся первые пластинки для регистрации электронов. Пластинки выпускаются размером  $2,5 \times 7,5$  см и толщиной эмульсион-

ного слоя в 50 м. По чувствительности, тормозной способности и физическим характеристикам эти пластинки похожи на пластинки Истмена NTB. Они описаны ниже.

Таблица I

Ядерные пластинки фирмы Истмен

		Тип NTA	Тип NTB*)	Тип NTC
Чувствительность	К заряженным частицам	$\alpha$ -частицы до 200 MeV Протоны до 20 MeV Дейтроны до 20 MeV	$\alpha$ -частицы до 400 MeV Протоны до 50 MeV Дейтроны до 100 MeV Мезоны до 5 MeV Средняя	Осколки
	К свету, $\gamma$ -лучам и $\beta$ -лучам	Низкая		Очень низкая
Проявление	Для показа потери ионизации с энергией	2 мин. при 20° C в D-19		Специальная инструкция
	Для получения треков для счёта	2 мин. при 20° C в D-8 разбавл. 2:1		Специальная инструкция
Рекомендуемое фиксирование		F-5 или 30%-ный гипосульфит		
Толщина эмульсии		от 25 до 100 м	50 и 100 м	25 м
Содержание AgBr (% в сухой эмульсии)		83%	83%	65%
Размер зерна (диаметр)		0,2—0,4 м	0,2—0,3 м	0,1—0,4 м
<p>*) Рекомендуются во всех случаях для регистрации частиц с высокой энергией и низкой ионизирующей способностью.</p>				

В настоящее время фирма Истмен выпускает три основных типа пластинок для ядерных исследований: NTA, NTB, NTC. Основные свойства этих пластинок и рекомендуемые условия их фотографической обработки приведены в таблице I.

Образцы треков различных ядерных частиц, зарегистрированных на таких пластинках, показаны на рис. 16—19. Надо упомянуть, что пластинки NTA и NTB можно применять с наполнением бором, литием и бериллием; количество наполняющих веществ выражается в миллиграммах на  $1 \text{ см}^2$  для каждого номера пластинок. Существует специальная инструкция по применению и обработке этих пластинок.

Для ряда задач физику желательно точно знать состав фотопластинок. Для пластинок Истмена приводятся следующие данные. Все эмульсии являются смесями желатины с бромистым серебром. Состав желатины в весовых процентах:

углерод . . . . .	50,0
водород . . . . .	6,7
азот . . . . .	18,0
кислород . . . . .	25,0

Ядерные пластинки имеют относительно высокий процент бромистого серебра по сравнению с обычными пластинками. Эмульсии

Таблица II  
Состав пластинок фирмы Истмен

Элемент	NTA и NTB		NTC	
	Весовой процент	Атомное соотношение	Весовой процент	Атомное соотношение
Ag . . . . .	47,1	1,0	38,0	1,0
J . . . . .	1,49	0,027	1,24	0,027
Br . . . . .	33,9	0,97	27,4	0,979
S . . . . .	8,47	1,62	16,2	3,83
H . . . . .	1,17	2,68	2,25	6,38
N . . . . .	3,06	0,50	6,84	1,17
O . . . . .	4,80	0,69	9,09	1,62
Относит. влажность в % . . . . .	Примесь влаги в сухой эмульсии			
50 . . . . .	2,2		4,5	
70 . . . . .	4,0		8,0	

Истмена NTA и NTB содержат около 83% галоидного серебра и 17% желатины. Пластинки NTC имеют около 65% серебра и 35% желатины.

В таблице II дан состав пластинок NTA, NTB и NTC в весовых процентах и в атомных концентрациях. Состав определен химическим анализом сухой эмульсии. Для точной работы значения атомного состава должны быть исправлены на содержание влаги согласно нижней части таблицы II.

## ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЙ

Представляется возможным дать расчёт тормозной способности фотографической эмульсии, основанный на последних данных об атомной тормозной способности веществ, входящих в состав эмульсий.

Метод расчёта тормозной способности химических соединений, когда известна атомная тормозная способность элементов, составляющих соединение, изложен многими авторами<sup>23-24</sup>. Мы дадим обзор метода расчёта тормозной способности химического соединения, прежде чем приложить его к случаю фотографических эмульсий. Относительная атомная тормозная способность одного вещества по сравнению с таковой у другого вещества, принимаемой за стандарт, может быть определена соотношением

$$\frac{R_0}{R} = \frac{N}{N_0} \frac{S}{S_0}, \quad (7)$$

где  $R_0$  — пробег заряженной частицы в воздухе,  $R$  — пробег в определяемом веществе,  $N_0$  — эффективное число атомов на  $1 \text{ см}^3$  воздуха при нормальных условиях, рассчитанное исходя из среднего атомного веса, и  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  исследуемого вещества. Величина  $S/S_0$  есть атомная тормозная способность вещества относительно воздуха.

Как указано Кюером, величинами, обычно измеряемыми в экспериментальной работе, являются не  $R_0/R$ , а относительные дифференциальные пробоги для малых участков энергий  $\Delta R_0/\Delta R$ . Поэтому мы изменим соотношение (7):

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{N}{N_0} \frac{S}{S_0} \quad (8)$$

или, так как  $S_0$  для воздуха принимается равным единице,

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{N}{N_0} S. \quad (9)$$

Если мы заменим величины  $N$  и  $N_0$  их эквивалентными значениями, выраженными через плотность и атомный вес, т. е.  $N = kd/A$  и  $N_0 = kd_0/A_0$ , то получится выражение

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{dA_0}{d_0A} S. \quad (10)$$

Брегг установил тот факт, что тормозная способность химического соединения, состоящего из различных типов атомов, является аддитивной величиной. Следовательно, мы можем написать для соединения:

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{n(N_1S_1 + N_2S_2 + N_3S_3 + \dots + N_iS_i)}{N_0},$$

где  $N_1, N_2$  и т. д. — числа атомов каждого типа в молекуле и  $n$  — число молекул соединения в  $1 \text{ см}^3$ . Так как

$$N_0 = \frac{kd_0}{A_0}$$

и

$$n = \frac{d}{N_1 A_1 + N_2 A_2 + \dots + N_i A_i},$$

мы находим:

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{dA_0}{d_0} \left( \frac{N_1 S_1 + N_2 S_2 + \dots + N_i S_i}{N_1 A_1 + N_2 A_2 + \dots + N_i A_i} \right) = \frac{dA_0 S}{d_0 M}, \quad (11)$$

где  $M$  в уравнении (11) — молекулярный вес и  $S$  — молекулярная тормозная способность. Для целей расчёта более удобно написать (11) в форме \*):

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{dA_0}{d_0} \left( \frac{N_1 A_1 S_1}{A_1 \sum_j N_j A_j} + \frac{N_2 A_2 S_2}{A_2 \sum_j N_j A_j} + \dots + \frac{N_i A_i S_i}{A_i \sum_j N_j A_j} \right).$$

Это соотношение может быть упрощено:

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \frac{dA_0}{d_0} \left( \frac{p_1 S_1}{A_1} + \frac{p_2 S_2}{A_2} + \dots + \frac{p_i S_i}{A_i} \right), \quad (12)$$

где  $p_i = N_i A_i / \sum N_j A_j$  представляет относительный вес каждого элемента в соединении.

Фотографическая эмульсия не является химическим соединением в смысле гомогенной химической комбинации атомов или идентичных молекул. Это высокодисперсная смесь двух соединений — желатины и бромистого серебра. Желатина является средой, в которой суспендировано бромистое серебро в форме маленьких кристалликов. Физические характеристики эмульсии, для которой приведены расчёты тормозной способности, даны в следующей таблице:

плотность эмульсии . . . . .	3,64 г/см <sup>3</sup>
весовой процент бромистого серебра в сухой эмульсии . . . . .	85,0%
весовой процент желатины . . . . .	15,0%
плотность бромистого серебра . . . . .	6,47 г/см <sup>3</sup>
концентрация бромистого серебра в эмульсии . . . . .	3,09 г/см <sup>3</sup>
средний диаметр зерна . . . . .	0,3 м
средняя масса зерна . . . . .	0,92 · 10 <sup>-13</sup> г
число зёрен на 1 см <sup>3</sup> эмульсии . . . . .	3,36 · 10 <sup>18</sup> зёрен/см <sup>3</sup>
содержание примесей (в % к сухой эмульсии) . . . . .	3,35%

Если мы примем, что такая смесь зёрен бромистого серебра и желатины может рассматриваться как химическое соединение из

\*) Эта формула применялась Кюером<sup>24</sup> для расчёта тормозной способности эмульсий.

различных атомов, мы можем рассчитать относительную тормозную способность эмульсии из уравнения (12), принимая, что известны атомный состав эмульсии и атомные тормозные способности входящих в неё атомов. Для иллюстрации этого приводим следующие расчёты тормозной способности эмульсии в зависимости от энергии\*).

В состав эмульсии, содержащей 85% бромистого серебра, входит 3,35% примесей по отношению к сухому весу эмульсии и желатина, состоящая из 50% углерода, 6,7% водорода, 18% азота и 25% кислорода. Атомный состав эмульсии дан в таблице III.

Таблица III

## Состав эмульсии

(в расчёт не принимается иодид, так как он мало влияет на тормозную способность, ибо для расчёта иодид заменяется бромидом. Состав эмульсий, так же как и их тормозная способность, одни и те же для пластинок Истмена NTA и NTB и пластинок Илльфорда)

Элемент	Число атомов на молекулу AgBr	Вес на молекулу AgBr	$P_i$ (весовые %)	$\frac{P_i}{A_i} = \frac{\text{доля общего веса}}{\text{атомный вес}}$
Ag . . . . .	1,0	107,88	47,20	0,004375
Br . . . . .	1,0	79,92	34,95	0,004373
C . . . . .	1,39	16,70	7,30	0,006083
H . . . . .	3,06	3,08	1,35	0,013410
N . . . . .	0,43	6,02	2,64	0,001886
O . . . . .	0,932	14,90	6,53	0,004081

Таблица атомных тормозных способностей для элементарных водорода, углерода, алюминия, меди, серебра и золота в функции энергии альфа-частиц и протонов опубликована Бете и Ливингстоном<sup>25</sup>. При построении кривых, связывающих тормозную способность и атомный вес, можно получить из этих значений интерполированные значения атомной тормозной способности для брома, азота и кислорода. В таблице IV приведены опубликованные значения, а также данные, полученные при интерполяции.

Тормозная способность эмульсии по отношению к воздуху была рассчитана для каждого значения энергии, имеющегося в таблице IV,

\* Метод расчёта тормозной способности гетерогенной эмульсии вытекает непосредственно из метода, разработанного А. Ньютоном, которому автор выражает глубокую благодарность (не опубликовано).

с применением уравнения (12) и следующего значения констант: средний атомный вес воздуха  $A_0 = 14,5$ , плотность воздуха  $d_0 = 0,001205 \text{ г/см}^3$ ,

Таблица IV  
Значения тормозной способности атомов

Энергия (в MeV)		Атомная тормозная способность						
$E_\alpha$	$E_H$	$S_{Ag}$	$S_{Br}$	$S_C$	$S_H$	$S_N$	$S_O$	$S_{\text{воздух}}$
2,07	0,52	2,25	2,07	0,94	0,260	1,02	1,10	1,0
4,66	1,17	3,08	2,68	0,932	0,224	1,02	1,10	1,0
8,30	2,09	3,43	2,94	0,921	0,209	1,01	1,10	1,0
12,95	3,26	3,64	3,10	0,914	0,200	1,01	1,09	1,0
18,60	4,70	3,76	3,19	0,908	0,194	1,00	1,09	1,0
33,20	8,36	3,93	3,30	0,899	0,186	1,00	1,08	1,0
51,90	13,06	4,04	3,38	0,892	0,181	0,99	1,08	1,0
Экстраполировано								
80,0	20,0	4,12	3,44	0,850	0,170	0,98	1,07	1,0

плотность эмульсии  $d = 3,64 \text{ г/см}^3$ ; атомные тормозные способности  $S_i$  даны в таблице IV.

Значения относительной тормозной способности  $\Delta R_0/\Delta R$ , полученные таким образом для альфа-частиц и протонов различной энергии, даны в таблице V. На рис. 9 отложена интегральная тормозная способность  $R_0/R$  для протонов и альфа-частиц как функция энергии, выраженной в MeV.

Значения для построения этой кривой были получены следующим образом.

Дифференциальные значения пробега в воздухе в узком интервале энергий (2 MeV) делились на значения тормозной способности из таблицы V и получались соответствующие значения пробега в эмульсии. Эти величины затем суммировались для получения интегрального значения пробега в эмульсии. Частное, полученное от деления интегральных значений пробега в воздухе на значение пробега в эмульсии,

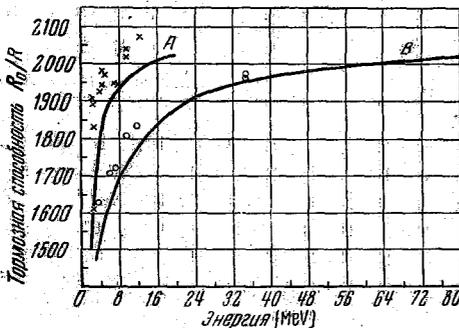


Рис. 9. Зависимость интегральной тормозной способности эмульсии от энергии для протонов (A) и  $\alpha$ -частиц (B).

интегрального значения пробега в эмульсии. Частное, полученное от деления интегральных значений пробега в воздухе на значение пробега в эмульсии,

давало интегральное значение тормозной способности эмульсии для данной энергии. Точки, показанные на рис. 9, являются экспериментальными значениями тормозной способности, опубликованными Латтесом, Фаулером и Кьюером<sup>26</sup> для эмульсии Иلفорда В-1. Содержание

Таблица V

Тормозная способность эмульсии

Энергия MeV $E_\alpha$	$E_H$	$\Delta R_0/\Delta R$
2,07	0,52	1511
4,66	1,17	1764
8,30	2,09	1868
12,95	3,26	1930
18,60	4,70	1964
33,20	8,36	2009
51,90	13,06	2040
Экстраполировано		
80	20	2065

галоидного серебра в этих эмульсиях, согласно данным фирмы Ильффорд, приведённым ранее, равно 81%. Содержание бромистого серебра в эмульсии (с 3,5% влаги) согласно таблице III равно 82,05%. Так как содержание галоидного серебра в эмульсии очень близко для обоих случаев, экспериментальные точки хорошо совпадают со значениями теоретически рассчитанной тормозной способности\*).

На рис. 10 и 11 приведены преобразованные кривые и показана зависимость пробега в эмульсии (в микронах) от тормозной способности.

\*) Теоретическая кривая тормозной способности (рис. 9) для альфа-частиц хорошо согласуется с данными Чин Сан-чана, Честеля, Фараджи и Винверона<sup>19</sup> для пластинок Ильффорд Halftone. Пек<sup>28</sup> произвёл измерения тормозной способности на пластинках Истмена NTB для протонов с энергией 2—9 MeV. Он нашёл постоянное значение тормозной способности в этом интервале энергий, равное 2050. Однако его измерения показали резкое возрастание тормозной способности ниже 4 MeV, достигающей при 2,4 MeV величины 2820. Этот результат в настоящее время непонятен, но так как он находится в резком противоречии с теоретическими и экспериментальными данными других авторов. Должны были быть какие-то необычные условия в экспериментальной работе или в эмульсии, которые привели к такому результату. Эта проблема может быть выяснена только при дальнейшей тщательной работе в этом направлении.

На рис. 12 даны теоретически рассчитанные кривые зависимости пробега в эмульсии от энергии альфа-частиц и протонов с учётом значений тормозной способности, приведённых на рис. 9.

Интересно представить результат расчёта тормозной способности как функции энергии для чистого бромистого серебра. Пользуясь урав-

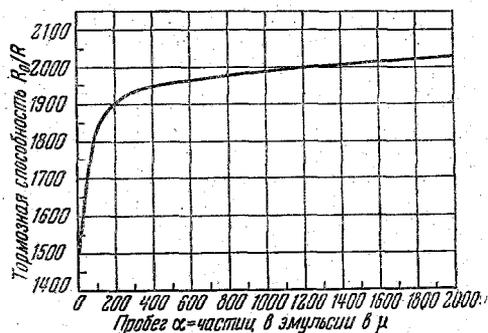


Рис. 10. Кривая зависимости рассчитанной интегральной тормозной способности от пробега в эмульсии для α-частиц.

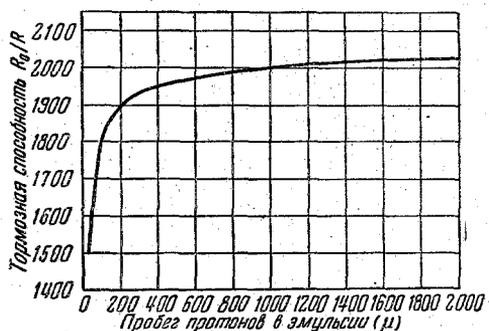


Рис. 11. Кривая зависимости рассчитанной интегральной тормозной способности от пробега в эмульсии для протонов.

нением (12) и значениями тормозной способности для атомов серебра и брома из таблицы IV, можно получить значение тормозной способности для бромистого серебра. Эти значения примерно на 50% выше чем для эмульсии.

## ПЛОТНОСТЬ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЗЁРЕН В ТРЕКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Вопрос о плотности проявленных зёрен в треке заряженной частицы, зарегистрированной в фотографической эмульсии, имеет большое значение для физиков, использующих фотометод для регистрации заряженных частиц. По расстоянию между зёрнами часто можно установить тип исследуемой частицы. Например, по расстоянию между зёрнами и малым углом рассеяния можно безошибочно отличить трек мезона от трека протона<sup>13,16</sup>. Можно считать, что расстояние между зёрнами зависит от потери энергии (кривые приведены на рис. 3). Для одних и тех же точек кривой с одинаковой потерей энергии расстояние между зёрнами на треках разных частиц будет одинаковым. Этот результат справедлив, ибо активность частицы при образовании скрытого изображения зависит от числа ионов, возникающих в зёрне. С этой точки зрения процесс образования скрытого изображения при воздействии заряженных частиц по существу не отличается от такового при воздействии света.

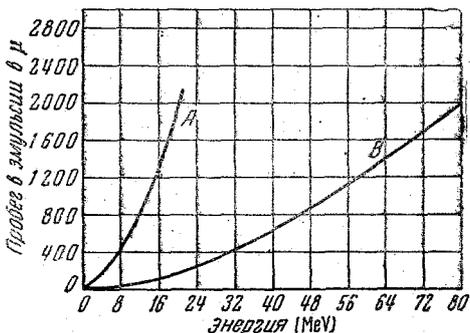


Рис. 12. Кривые зависимости пробега в эмульсии от энергии для протонов (A) и α-частиц (B). Тормозная способность изменяется согласно кривой рис. 9.

Теперь хорошо установлено<sup>27-29</sup>, что при воздействии света индивидуальное зерно эмульсии действует целиком. Кванты света ударяются о кристалл бромистого серебра, и каждый квант, поглощаясь в кристалле, повышает энергетическое состояние электрона, связанного с ионом брома. Электрон, находящийся на уровне энергии, соответствующем уровню проводимости, может свободно двигаться в кристалле и может быть смещён при воздействии электрического поля. Это явление хорошо продемонстрировано опытами по фотопроводимости в кристаллах бромистого серебра. Свободный электрон будет двигаться в кристалле, пока он не придёт в соприкосновение с так называемым центром чувствительности (какое-либо загрязнение или нарушенная поверхность кристалла) зерна, где он захватывается на низший энергетический уровень, расположенный ниже полосы проводимости. Захваченный таким образом электрон будет окружён электростатическим полем, которое будет притягивать всякий положительный ион серебра, находящийся поблизости. Так как вообще в кристалле бромистого серебра всегда присутствуют подвижные ионы серебра (как показало изучение ионной проводимости этих кристаллов при

комнатной температуре), эти ионы будут двигаться к заряженным центрам, где и соединятся с электронами, образуя атомы серебра. Этот процесс повторяется до тех пор, пока не образуется достаточное для проявления количество серебра. Кажется вероятным, что экспонированные зёрна могут содержать много вкраплений серебра различных размеров, однако зёрна приобретают способность к проявлению только тогда, когда они приобретут достаточно большое, должным образом расположенное, вкрапление.

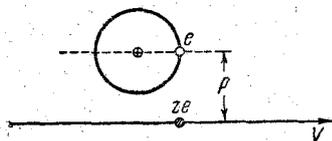


Рис. 13. Схема, иллюстрирующая импульс, сообщаемый электрону при прохождении заряженной частицы.

В случае облучения зёрен быстрыми заряженными частицами при прохождении частицы через зерно в нём возникают электроны. Освобождающиеся таким путём электроны будут вообще подобны электронам, возникающим при воздействии света, и могут служить для образования скрытого изображения. Однако надо указать на одно отличие: при воздействии частиц с большой энергией электроны образуются внутри зерна за очень короткий промежуток времени. Так, при облучении альфа-частицами с энергией в 5 MeV и размерах зерна 0,3  $\mu$  в диаметре все электроны освобождаются за  $2 \cdot 10^{-14}$  сек. Эта быстрота освобождения электронов может привести к неэффективности фотографического процесса, во-первых, потому, что положительные и отрицательные ионы, образуемые частицей, лежат вдоль прямого узкого следа внутри зерна. Ионы будут стремиться рекомбинировать, и поэтому часть из них будет потеряна для процесса образования скрытого изображения.

Во-вторых, хорошо известно, что при коротком времени экспонирования на свету, меньшем, чем  $10^{-3}$  сек., экспозиция мало эффективна вследствие нарушения закона взаимозаместимости фотохимического процесса образования скрытого изображения. Для того чтобы образование скрытого изображения протекало успешно, электроны должны освободиться со скоростью, сравнимой со скоростью движения ионов серебра и нейтрализоваться сразу же после захвата. Если дана слишком короткая экспозиция, серебро скрытого изображения имеет тенденцию диспергироваться по всему зерну, что приводит к неэффективности процесса.

Предыдущее краткое описание теории образования скрытого изображения будет служить основой для объяснения того факта, что расстояния между зёрнами в фотографическом треке при облучении частицами с различными зарядами, но с одинаковой скоростью и при облучении одинаковыми частицами, имеющими различные скорости, не одинаковы.

На рис. 13 схематически показано вращение электрона вокруг атома тормозящего вещества и прохождение заряженной частицы с зарядом  $ze$  и скоростью  $v$  мимо этого электрона на расстоянии  $r$ .

Сила, испытываемая электроном, когда заряженная частица находится по соседству, имеет порядок величины

$$F = \frac{ze^2}{p^2}.$$

Импульс, испытываемый электроном, даётся произведением силы  $F$  на время  $t$ , в течение которого частица находится по соседству с электроном. В первом приближении это время может быть принято равным

$$t = \frac{2p}{v}.$$

Таким образом, импульс равен

$$Ft = \frac{ze^2}{pv}. \quad (13)$$

Теперь рассмотрим импульс, передаваемый электрону в двух случаях: 1) при прохождении протона, 2) при прохождении альфа-частицы с таким же пробегом. Известно, что альфа-частица и протон с одинаковым пробегом имеют равные скорости. Это следует из того, что альфа-частица, имеющая энергию, в четыре раза большую, чем протон, теряет её в четыре раза быстрее, чем протон, ввиду своего двойного заряда, что легко видеть из уравнения (1). Если теперь приравнять импульсы в этих двух случаях, мы найдём, что

$$\frac{2e^2}{p_\alpha v} = \frac{e^2}{p_H v},$$

откуда

$$\left(\frac{p_\alpha}{p_H}\right)^2 = 4.$$

Легко видеть, что  $p_\alpha$  и  $p_H$  определяют диаметры цилиндров, в которых действия альфа-частицы и протона соответственно равны. Число атомов, содержащихся в таких цилиндрах, будет пропорционально значению  $p^2$ . Таким образом, можно ожидать, что при равных скоростях альфа-частица будет ионизовать приблизительно в четыре раза больше атомов, чем протон.

Аналогично, хорошо известно, что протоны и дейтероны одного пробега имеют скорости, связанные соотношением  $v_H = 1,25 v_D$ . Отношение значений  $p$ , раз заряды одинаковы, будет равно 1,25. Поэтому дейтероны будут производить в  $1,25^2$ , т. е. в 1,56 раза больше ионов, чем протон того же пробега.

Порог чувствительности фотографического зерна должен зависеть в первом приближении от числа пар ионов, образованных в зерне. Исходя из этого основного предположения диаграмма, приведённая на рис. 14, может схематически объяснить неодинаковость расстоя-

ний между зёрнами при воздействии различных частиц. Примем, например, что заряженная частица с заданным пробегом проходит по пути, указанному стрелкой на рис. 14. Её путь проходит сквозь различные толщины в различных зёрнах, которые распределены в пространстве нерегулярно. Примем, что падающей частицей является протон, имеющий такую скорость, при которой он может создать достаточное

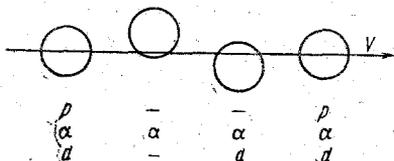


Рис. 14. Схема, иллюстрирующая прохождение заряженной частицы сквозь беспорядочно расположенные зёрна эмульсии.

для образования скрытого изображения количество пар ионов только в тех случаях, когда он проходит через весь диаметр зерна. Тогда, так как такой путь проходит только через два крайних зерна, только эти зёрна приобретут способность к проявлению. Дейтерон с таким же пробегом, имеющий меньшую скорость и потому несколько более

высокую ионизационную способность, будет, возможно, активировать зёрна 1, 3, 4. Альфа-частица с таким же пробегом, имеющая ту же скорость и, таким образом, в четыре раза большую ионизирующую способность по сравнению с протоном, будет на своём пути активировать все зёрна от первого до четвёртого.

Расстояния между зёрнами в треках альфа-частиц, дейтеронов и протонов для равных остаточных пробегов, были измерены Вилкинсом и Сент-Хеленсом<sup>30</sup> и было найдено, что плотность зёрен в треках протонов составляла около половины от таковой для альфа-частиц и что плотность зёрен для треков дейтеронов заключена между плотностями для треков альфа-частиц и протонов.

Когда заряженные частицы, такие, как альфа-частицы (с энергией, меньшей 10 MeV) и протоны (с энергией меньше 3 MeV), имеют очень низкие скорости, они сильно ионизируют и будут активировать практически каждое зерно, с которым они проходят в соприкосновение. При этих условиях плотность зёрен в треке будет приближаться к максимальному значению, соответствующему плотности зёрен в неэкспонированной эмульсии. С этой точки зрения интересно дать максимальную плотность зёрен в зависимости от концентрации бромистого серебра  $C$  и диаметра зерна  $d$  для эмульсии данного типа. Если принять, что все зёрна сферические и имеют диаметр  $d$  см, то простой расчёт показывает, что число зёрен, которое будет задето частицей, проходящей по прямому пути длины  $\lambda$ , будет равно общему числу зёрен, центры которых заключены внутри цилиндра диаметра  $d$  и длины  $\lambda$ . Это число легко найти делением концентрации бромистого серебра эмульсии  $C$  г/см<sup>3</sup> на массу одного зерна и умножением на объём цилиндра с диаметром  $d$  и длиной  $\lambda$ . Конечное выражение будет:

$$n = \frac{3}{2} \frac{C\lambda}{d\rho} \text{ зёрен на } 1 \text{ см}, \quad (14)$$

в котором  $\rho$  — плотность бромистого серебра в  $г/см^3$ . Если мы примем  $\lambda$  равным  $1 см$  и  $\rho$  равным  $6,47$ , то получим для максимальной плотности зёрен выражение

$$n = 0,23 \frac{C}{d} \text{ зёрен/см.} \quad (15)$$

Это соотношение было впервые дано и проверено Ждановым<sup>31</sup> и позднее Демерсом<sup>4</sup>. Жданов, применяя несколько эмульсий с различными значениями  $C$  и  $d$ , проверил уравнение (15) измерением относительного расстояния между зёрнами  $\Delta$ . Если мы положим

$$\Delta = \frac{1}{n} = \frac{d}{0,23 C}, \quad (16)$$

то

$$\frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{d_1}{d_2} \frac{C_2}{C_1}.$$

это соотношение между значениями  $\Delta$  для различных эмульсий оказалось справедливым с удовлетворительной точностью. Демерс также проверил уравнение (16) на ряде фабричных и специальных опытных эмульсий и нашёл, что минимальное расстояние между зёрнами  $\Delta_0$  для альфа-частиц около конца их пробега находится в хорошем согласии с теоретическим минимумом расстояния между зёрнами  $\Delta$ , рассчитанным по (16).

Интересно вычислить значение  $\Delta_0$  эмульсии, для которой ранее в этой работе были сделаны расчёты тормозной способности. Пользуясь значениями  $C = 3,09 г/см^3$  и  $d = 0,3 \mu$ , мы найдём, что

$$\Delta_0 = \frac{d}{0,23 C} = 0,435 \mu.$$

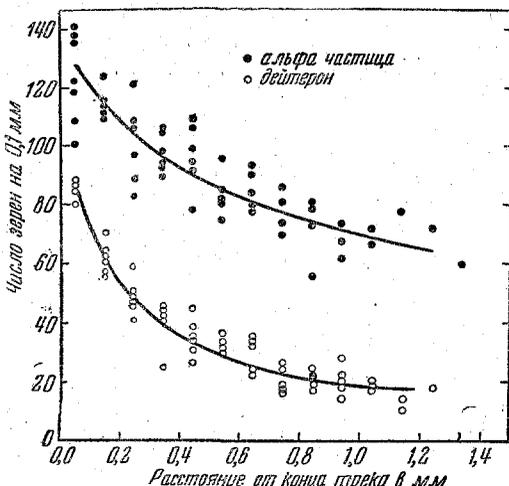


Рис. 15. Кривые зависимости плотности зёрен от расстояния до конца трека заряженной частицы.

На рис. 15 показаны экспериментальные данные для плотности зёрен, выраженной в функции остаточной длины пробега, полученные Брокком и Гарднером<sup>32</sup> для пластинок NTA Истмена. Точки показывают числа зёрен на  $0,1 мм$  пути для различных остаточных пробегов альфа-частиц и дейтронов. Можно видеть, что плотность зёрен для дейтронов меньше чем для альфа-частиц данного

пробега. В случае альфа-частиц для самого короткого измеренного остаточного пробега плотность зёрен примерно равна 1,5 зерна на микрон, соответствуя значению, равному 0,6  $\mu$ .

Латтес, Оккиалини и Поуэлл<sup>16</sup> развили полезную методику для определения относительных масс двух типов частиц с тем же значением заряда по плотности зёрен. Хорошо известно (см. уравнение 5), что скорость потери энергии заряженной частицей, имеющей фиксированное значение заряда, является функцией только скорости частицы и не зависит от её массы. Поэтому скорость потери энергии может быть записана:

$$\frac{dE}{dR} = f(v). \quad (17)$$

Так как фотографический эффект зависит от скорости потери энергии, можно предположить, что плотность зёрен вдоль трека будет также функцией скорости, и таким образом

$$\frac{dN}{dR} = f(v).$$

Из уравнения (5) можно видеть, что длина остаточного пробега  $R$  частицы с данной скоростью  $v$  и фиксированным зарядом пропорциональна её массе  $M$ . Таким образом, плотность зёрен может быть также написана как функция остаточного пробега, делённого на массу:

$$\frac{dN}{dR} = f\left(\frac{R}{M}\right). \quad (18)$$

Интегрируя, найдём, что

$$N = M \int_0^{\frac{R}{M}} f\left(\frac{R}{M}\right) d\left(\frac{R}{M}\right). \quad (19)$$

Так как интеграл справа будет иметь определённое значение, начиная с той точки трека, где скорость имеет заданное значение (заданное значение  $R/M$ ), то для двух различных частиц, имеющих различные массы, общее число зёрен  $N_1$  и  $N_2$  на остаточном пробеге  $R_1$  и  $R_2$  будет находиться в отношении, равном отношению масс  $M_1$  и  $M_2$ . Таким образом,

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{M_1}{M_2}. \quad (20)$$

Если требуется сравнить массы двух частиц по счёту зёрен, то процедура состоит в нахождении точек вдоль двух траекторий, для которых плотности зёрен равны. Тогда отношение масс двух частиц будет равно отношению двух остаточных пробегов или же отношению общего числа зёрен в двух остаточных пробегах (для которых  $\frac{N_1}{R_1} = \frac{N_2}{R_2}$ ).

АНАЛИЗ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
И КАЛИБРОВКА ПЛАСТИНОК

При анализе треков заряженных частиц в фотографической эмульсии экспериментатор должен быть уверен в измерениях зарегистрированного остаточного пробега частицы в эмульсии, малых углов рассеяния вдоль трека и плотности зёрен вдоль трека. Истинный пробег частицы и малые углы рассеяния будут зависеть от состава эмульсии, и можно ожидать, что они будут постоянными при переходе от одной эмульсии к другой. Однако зарегистрированный пробег частицы и расстояние между зёрнами в начале трека будут зависеть от чувствительности отдельных зёрен эмульсии, которую весьма трудно точно воспроизвести. Следовательно, если фотографическая пластинка применяется для количественных целей, например для выяснения свойств частицы с помощью измерений пробега и расстояния между зёрнами, существенно, чтобы применяемые пластинки подвергались в таких же опытах контрольному облучению частицами с известными характеристиками, например протонами или альфа-частицами с известными энергиями, и обрабатывались определённым образом. Все пластинки, покрытые эмульсией из одной эмульсионной варки, должны давать близкие результаты при условии, что они находились до экспозиции при надлежащей температуре и влажности и что они имели надлежащие стандартные условия обработки.

Чрезвычайно желательно, чтобы эмульсии были постоянными от варки к варке, для того чтобы требовалась возможно меньшая калибровка облучением. При приготовлении ядерных пластинок много усилий тратится для достижения этой цели. Однако ещё и теперь необходима экспериментальная работа для улучшения этих пластинок, повышения их чувствительности к частицам с большой энергией, понижения плотности фона и для снижения степени ослабления скрытого изображения, которое имеет место между облучением и проявлением.

Как было установлено ранее в этой работе, последовательные варки пластинок Истмена NTA дают стандартные результаты при облучении их полониевыми альфа-частицами с энергией в 5,3 MeV, а пластинки NTB — при облучении протонами с энергией 7 MeV. Эти характеристики применяются для контрольных измерений и последующего изъятия тех эмульсий, которые не дают установленного допуска в значениях зарегистрированного пробега и расстояний между зёрнами в треке. Однако надо указать, что такое испытание не говорит о том, какие результаты будут получены при облучении частицами с энергией, намного превышающей применяемую при контрольных облучениях. Например, было найдено, что ядерные пластинки, давшие одинаковые расстояния между зёрнами при переходе от одной эмульсии к другой при испытании протонами со средней энергией, могут давать различные результаты при облучении их частицами с более высокой энергией, соответствующей приближению к порогу чувствительности пла-

стинки. При более высоких энергиях, когда плотность зёрен в треке становится малой, расстояние между зёрнами всё более резко зависит от порога чувствительности отдельных зёрен, и даже малое различие в чувствительности становится измеримым. В ближайшем будущем вступит в строй новый циклотрон, и тогда станет возможным производить стандартные испытания протонами с более широким спектром энергий.

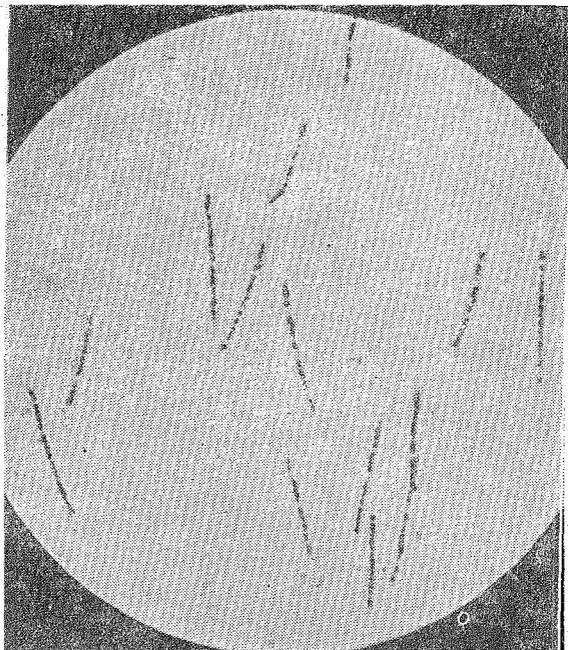


Рис. 16. Треки  $\alpha$ -частиц полония, полученные на пластинках Истмена NTA.

В настоящее время единственная надёжная методика, которую можно рекомендовать работнику в этой области, состоит в калибровке пластинок каждой новой варки эмульсии частицами с теми энергиями, для которых будут применяться эти пластинки. Отсюда следует, что если проводится длительное исследование, необходимо применять всё время пластинки с одним номером эмульсий и хранить их всё время при пониженной температуре.

#### ПРИМЕРЫ ЯДЕРНЫХ ТРЕКОВ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ

На рис. 16—19 приведены фотографии треков, полученных на фабричных пластинках Истмена. Треки, показанные на рис. 16, получены на пластинках NTA Истмена при облучении слабым полониевым источ-

ником альфа-частиц, находившимся практически в контакте с пластинкой. Альфа-частицы полония имеют энергию 5,3 MeV и, следовательно, пробег в эмульсии около 22  $\mu$ .

Звезда на рис. 17 представляет собой четыре трека альфа-частиц, вылетающих при последовательном распаде атома тория. Пластинка

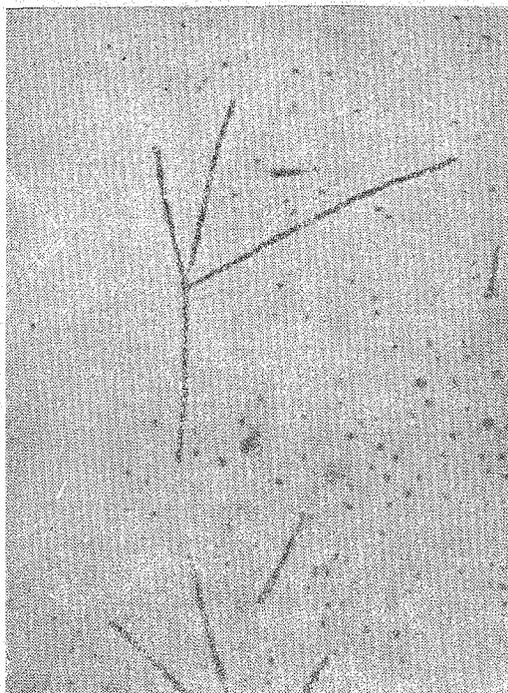
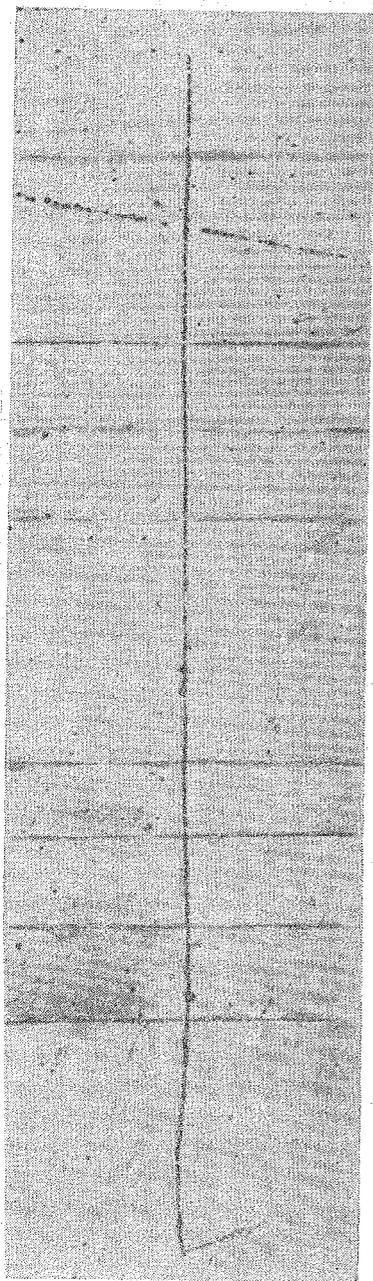


Рис. 17. Треки четырёх  $\alpha$ -частиц из атома тория, распадавшегося последовательно: ThX (5,68 MeV), Th (6,28 MeV), ThA (6,78 MeV) и ThC' (8,78 MeV).

NTA Истмена пропитывалась раствором нитрата тория, высушивалась, выдерживалась несколько дней и затем промывалась и обрабатывалась. На обработанной таким образом пластинке видны звёзды, образованные альфа-частицами, выходящими из одного центра, и отвечающие последовательному распаду ядра тория. Четыре трека, показанных на фотографии, отвечают четырём последовательным альфа-распадам тория X (5,68 MeV), торона (6,48 MeV), тория A (6,78 MeV) и тория C' (8,78 MeV). На рис. 18 приведён трек протона с энергией 7 MeV на пластинке NTB Истмена. Расстояния



между зёрнами вдоль всего трека почти постоянны. Это обстоятельство указывает на то, что была получена максимально возможная плотность зёрен вдоль всего трека. Направление движения протона — сверху вниз, на что указывает рассеяние под малым углом в нижнем конце трека. Рассеяние происходит тогда, когда скорость протона мала.

На рис. 19 показаны треки двух осколков деления атома урана 235. Пластинка NTC Истмена пропитывалась уксуснокислым уранилом и облучалась медленными нейтронами. Распад урана 235 происходит около центра трека, а сам трек вызван двумя осколками с большим зарядом, разлетающимися с общей энергией около 160 MeV. Большой заряд осколков установлен по относительно короткому пробегу частиц (около 25  $\mu$  для обоих осколков). Необходимо также указать, что плотность зёрен наибольшая около центра трека и падает по направлению к двум его концам, так как заряд осколков, а следовательно, и ионизирующая способность понижаются.

### ИОНИЗАЦИЯ И ОБРАЗОВАНИЕ СКРЫТОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

В заключение этой статьи целесообразно сделать несколько замечаний о механизме образования скрытого изображения при облучении заряженными частицами<sup>33</sup>. По аналогии с воздействием света на фотографическое зерно кажется вероятным, что воздействие заряженных

Рис. 18. Трек протона с энергией 7 MeV на пластинке Истмена NTV. Трек кончается в нижней части рисунка.

частиц при образовании скрытого изображения в фотографическом зерне определяется появлением свободных электронов проводимости, так же как и при облучении светом. Однако следует указать на некоторое отличие.

При облучении светом кванты поглощаются на случайных точках по поверхности всего зерна и обычно с умеренной скоростью, так что все кванты, поглощенные одним зерном, поглощаются им за время, большее чем  $10^{-3}$  сек. Однако, как мы указали ранее, в случае воздействия заряженной частицы со средней энергией все пары ионов возникают вдоль прямой линии, идущей сквозь зерно, за время, меньшее чем  $10^{-13}$  сек. При этих условиях образование скрытого изображения неэффективно вследствие рекомбинации ионов и нарушения закона взаимозаменяемости. По обеим этим причинам следует ожидать, что для того, чтобы сообщить зерну способность к про-

явлению при воздействии заряженной частицы, необходимо освободить в зерне больше электронов, чем при облучении светом.

На рис. 20 приведена кривая, дающая зависимость от энергии числа образующихся пар ионов на 1  $\mu$  пробега альфа-частицы в воздухе. Данные для построения кривой заимствованы из литературы<sup>34</sup>. Эта кривая имеет такой же ход, как и кривая потери энергии, приведенная на рис. 3. Поэтому, для сравнения, в правой части рис. 20 приведена шкала, выражающая потерю энергии в MeV на 1 см пробега. В воздухе требуется затратить около 35 eV для образования одной пары ионов независимо от того, будет ли падающая частица электроном, протоном или альфа-частицей.

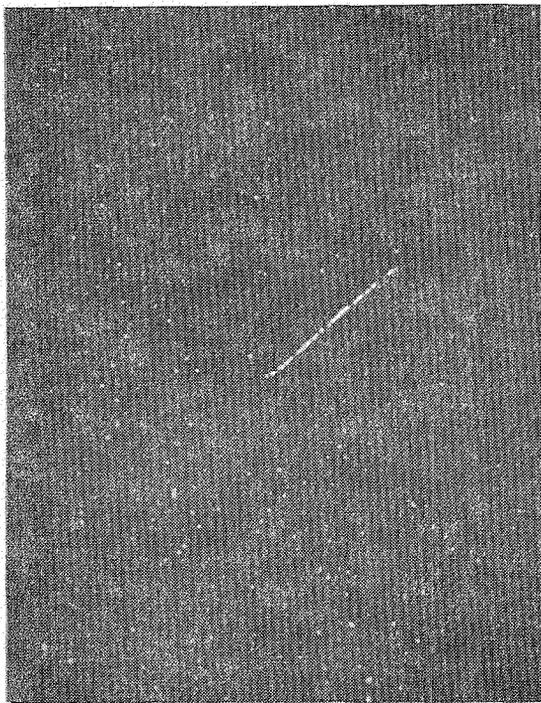


Рис. 19. Треки осколков  $U_{235}$  на пластинках Истмена NTC, полученные при пропитывании эмульсии уксуснокислым уранилом и бомбардировке его медленными нейтронами.

Возникновение пар ионов при прохождении заряженной частицы сквозь твёрдое вещество будет также протекать в соответствии с кривой, аналогичной приведённой на рис. 20. Однако эту величину для твёрдого тела измерить не так легко, как в газе, и имеется

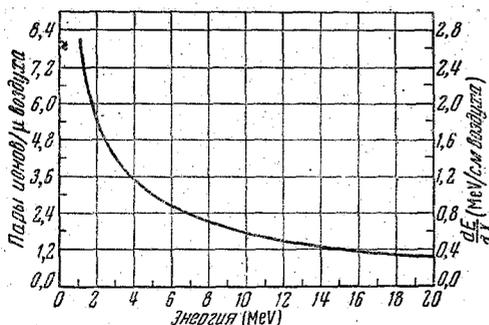


Рис. 20. Кривая образования пар ионов в зависимости от энергии для  $\alpha$ -частиц в воздухе.

очень мало данных о значении энергии, необходимой для образования одной пары ионов в твёрдых веществах. Опыты с открытыми ныне кристаллическими счётчиками, в которых использованы кристаллы хлористого серебра в качестве твёрдой ионизационной камеры для регистрации заряженных частиц с большой энергией, дают возможность получить средние значения энергии, необходимой для образования пары ионов в хлористом серебре. Так как хлористое серебро очень похоже на бромистое, полученное таким путём значение можно также применить и к фотографическому случаю. Ван-Герден<sup>35</sup>, который разработал счётчик из кристалла хлористого серебра, нашёл, что для образования каждой пары ионов в случае воздействия быстрых бета-частиц, проходящих сквозь кристалл хлористого серебра, необходимо 7,6 eV. Позже Гофстедтер, Мильтон и Риджвей<sup>36</sup>, работавшие со счётчиком из кристалла хлористого серебра и использовавшие электроны большой энергии, нашли ряд значений энергии для образования пары ионов в различных образцах кристалла. Самое малое из полученных значений было 13—16 eV. Авторы считают, что это значение выше истинного вследствие дефектов кристалла, которые, как известно, лимитируют токи фотопроводимости. В настоящее время, повидимому, наиболее вероятным значением энергии, необходимой для образования пары ионов в хлористом серебре, является найденное Ван-Герденом значение 7,6 eV, которое и принимается нами для расчёта.

Из кривой рис. 20 следует, что для альфа-частиц с энергией 18 MeV образуется одна пара ионов на микрометр пробега в воздухе и величина потерянной энергии составляет приблизительно 0,35 MeV на 1 см пробега в воздухе. Если принять для значения порога чувствительности фотографического зерна величину 0,013 MeV на 1 см воздуха, соответствующую дейтерону с энергией 100 MeV, то количество образующихся пар ионов составит 0,037 пар ионов на микрометр воздуха так, как образование пар ионов пропорционально потере энергии. Максимальное число пар ионов, образуемых в зерне частицей с тем же значением потери энергии, может быть найдено умно-

жением числа пар ионов, образующихся на микрон воздуха, на тор-мозную способность бромистого серебра относительно воздуха (около 3000), делением этой величины на отношение величины энергии, идущей на образование пары ионов в бромистом серебре (электрон-вольты в бромистом серебре), к таковой на пару ионов в воздухе

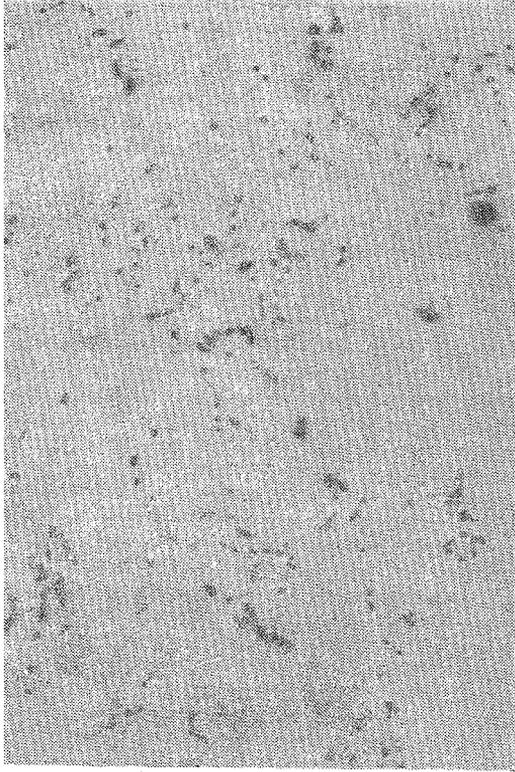
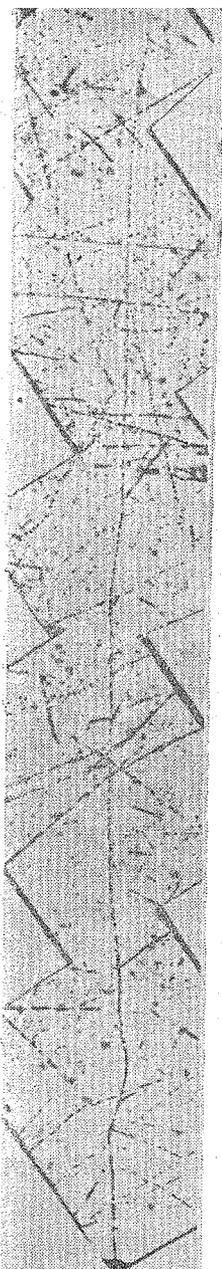


Рис. 21. Треки электронов на пластинках Истмена NTB. Пластинки экспонировались рентгеновскими лучами с энергией 180 KeV.

(электрон-вольты в воздухе) и умножением результата на диаметр зерна (0,3  $\mu$ ). Тогда мы найдём, что число пар ионов на зерно AgBr равно  $0,037 \cdot 3000 \cdot (35/7,6) \cdot 0,3 = 153$ .

Результат даёт приблизительное значение минимального количества ионов, необходимых для придания фотографическому зерну с диаметром 0,3  $\mu$  способности к проявлению. Эту величину следует рассматривать как весьма приблизительную, так как её точное значение не может быть установлено для частицы с высокой энергией, которая делает зерно способным к проявлению. Если начало треков



дейтеронов с энергией 100 MeV состоит из редких и нерегулярных зёрен, то это означает, что мы достигли того предела, при котором достаточная доля зёрен приобретает способность к проявлению.

Интересно сравнить величину — 153 иона на зерно — с числом квантов света, необходимых для придания зерну способности к проявлению, определённым в последних работах с однослойными пластинками<sup>37, 38</sup>. В этих работах было установлено, что в среднем зерно должно поглощать 40 квантов, для того чтобы приобрести способность к проявлению.

Между временем написания настоящей статьи и её изданием чувствительность ядерных пластинок значительно повысилась. Эмульсии с наивысшей чувствительностью регистрируют ныне треки электронов длиной до 20—30  $\mu$ , что соответствует энергии 30—70 KeV.

На рис. 21 показаны электронные треки, полученные на пластинках Истмена NTB, облучённых рентгеновскими лучами с энергией 180 KeV. При этом регистрируются следы фотоэлектронов, выбитых рентгеновскими лучами. Наиболее длинные зарегистрированные треки имеют длину в 20  $\mu$ , что отвечает примерно энергии в 50 KeV. Эта пластинка была проявлена в течение двух минут проявителем D-8, разбавленным в отношении 2:1. Треки электронов дают такой удобный и чувствительный метод определения порога чувствительности пластинок, что этот метод применяется теперь для испытания пластинок NTB Истмена.

На рис. 22 приведён трек мезона, полученный на пластинках NTB Истмена. Облучение было произведено мезонами, генерированными на циклотроне Калифорнийского университета. Трек имеет длину 400  $\mu$  и соответствует отрицательному мезону с массой  $313 m_e$  и с энергией приблизительно 3,6 MeV. Как можно видеть, трек мезона кончается образованием звезды вследствие ядерной реакции, вызванной мезоном.

Рис. 22. Трек отрицательного мезона (масса =  $330 m_e$ ) на пластинке Истмена NTB. Пробег в эмульсии — 400  $\mu$ .

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. (London) 83 A, 432 (1910).
2. M. Reinganum, Physik. Zeits. 10, 1276 (1911).
3. M. Shapiro, Rev. Mod. Phys. 13, 58, (1941).
4. P. Demers, Can. J. Research 25, 223 (1947).
5. C. M. Lattes, P. H. Fowler and P. Cüer, Proc. Phys. Soc. 59, 883. (1947).
6. C. F. Powell and G. P. S. Occialini, Nuclear Physics in Photographs (Oxford University Press, London, 1947) УФН 35, 213, 384 (1948).
7. J. H. Smith, Phys. Rev. 71, 32 (1947).
8. M. S. Livingston and Bethe, Rev. Mod. Phys. 9, 263 (1937).
9. B. Rossi and K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 13, 249 (1941).
10. J. Wheeler and R. Ladenberg, Phys. Rev. 60, 761 (1941).
11. H. Wambacher, Sitz. Akad. Wiss. in Wien, Math. Naturwiss. Klasse, Abteilung II, 149, Heft 3—4, 157 (1940).
12. C. M. H. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Okkialini and Powell, Nature 159, 694 (1947).
13. D. M. Bose and B. Choudhuri, Nature 148, 259 (1941).
14. D. H. Perkins, Nature 159, 126 (1947).
15. G. P. S. Okkialini and C. F. Powell, Nature 159, 186 (1947).
16. C. M. G. Lattes, G. P. S. Okkialini and C. F. Powell, Nature 160, 453 (1947).
17. C. M. G. Lattes, G. P. S. Okkialini and C. F. Powell, Nature 160, 486 (1947).
18. R. W. Berriman, Nature 161, 432 (1948).
19. Tsien San-Tsiang, H. Faraggi and L. Vigneron, Comptes rendus 223, 571 (1946).
20. P. Demers, Phys. Rev. 70, 974 (1946).
21. K. Klark-Horovitz and W. A. Miller, Phys. Rev. 59, 941 (1946).
22. L. L. Green and D. L. Livesey, Nature 153, 272 (1946).
23. H. R. Trautenberg, Zeits. f. Physik 5, 396 (1921).
24. P. Cüer, Comptes rendus 223, 1121 (1946).
25. H. Bethe and M. S. Livingston, Rev. Mod. Phys. 9, 272 (1937).
26. C. M. G. Lattes, P. H. Fowler and P. Cüer, Proc. Phys. Soc. 59, 883 (1947).
27. R. W. Gurney and N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. 164 A, 151 (1938).
28. J. H. Webb, J. App. Phys. 11, 18 (1940).
29. W. F. Berg and K. Mendelsohn, Proc. Roy. Soc. 168 A, 168 (1938).
30. T. R. Wilkins and H. J. St. Helens, Rev. Mod. Phys. 11, 35 (1940); Phys. Rev. 54, 783 (1938).
31. А. Жданов — ДАН, 28, 110 (1940). de phys. et. rad. 6, 283 (1935).
32. R. L. Brock and E. Gardner, Rev. Sci. Inst. 19, 299 (1948).
33. P. Cüer, Sci. et. Ind. Phot. 18, 321 (1947); 18, 353 (1947).
34. J. B. Hoag, Electron and Nuclear Physics (D. Van Nostrand Comp.) N-Y., 1938, 2-е изд., стр. 464.
35. P. H. Van Herden, N. V. Noord-Hollandsche Uitgevers Maatschappy (Amsterdam, 1945).
36. A. R. Hofstadter, J. C. D. Milton and S. L. Ridgeway, Phys. Rev. 72, 977 (1947).
37. J. H. Webb, J. Opt. Soc. Am. 38, 312 (1948).
38. R. A. Peck, J. Phys. Rev. 72, 1121 (1947).