

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ТЕХНИКА ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ\*)

А. Бейзер

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Свойства ядерных эмульсий . . . . .	378
I. 1. Введение . . . . .	378
I. 2. Характеристики эмульсий . . . . .	378
I. 3. Температурное изменение чувствительности . . . . .	383
I. 4. Регрессия скрытого изображения . . . . .	385
II. Образование следов и их анализ . . . . .	388
II. 1. Образование скрытого изображения . . . . .	388
II. 2. Удельная потеря энергии . . . . .	390
II. 3. Зависимость пробег — энергия . . . . .	394
II. 4. Идентификация следов . . . . .	405
II. 5. Дельта-лучи . . . . .	409
II. 6. Длина «сужения» . . . . .	412
II. 7. Многократное рассеяние . . . . .	414
III. Обработка эмульсий . . . . .	417
III. 1. Общие положения . . . . .	417
III. 2. Температурное проявление . . . . .	423
III. 3. Диффузия проявителя . . . . .	426
III. 4. Проявление методом двух ванн . . . . .	428
III. 5. Плёнки . . . . .	429
III. 6. Усадка . . . . .	431
IV. Вспомогательная методика . . . . .	434
IV. 1. Уничтожение фона . . . . .	434
IV. 2. Ограничение времени чувствительности . . . . .	435
IV. 3. Детектирование нейтронов . . . . .	436
IV. 4. Спектры $\gamma$ -лучей . . . . .	440
IV. 5. Наполнение . . . . .	441
IV. 6. Отклонение частиц магнитным полем . . . . .	445
IV. 7. Другие методы использования пластинок . . . . .	448
IV. 8. Обнаружение следов . . . . .	450
Цитированная литература . . . . .	453

\*) Rev. Mod. Phys. 24, 237 (1952).

## 1. СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

### 1.1. Введение

Фотоэмульсия является смесью бромистого серебра, диспергированного в желатине. Ядерные фотоэмульсии отличаются от обычных очень высокой концентрацией серебра. Ионизирующие частицы, проходя через такие эмульсии, воздействуют на кристаллы бромистого серебра таким образом, что после проявления они образуют ряд чёрных зёрен коллоидного серебра, расположенных вдоль траекторий частиц. Чем сильнее ионизует частица, тем больше количество таких зёрен и чем больше энергия частицы, тем длиннее её след. Между этими величинами существует связь, которая при благоприятных условиях позволяет идентифицировать частицу и определить её энергию. В случаях, когда измерения пробега и плотности зёрен недостаточны, для лёгких частиц используется более сложный метод, основанный на измерениях многократного рассеяния на малые углы. В специальных случаях используется отклонение заряженных частиц сильным магнитным полем.

Впервые фотоэмульсии для регистрации следов частиц применил Райнганум<sup>1</sup>, который нашёл, что зёрна бромистого серебра, встречающиеся на пути  $\alpha$ -частицы, становятся способными к проявлению. Эта работа частично основывалась на результатах более раннего исследования<sup>2</sup>. Мичл<sup>3</sup> сделал первые количественные оценки следов  $\alpha$ -частиц. Следы протонов в эмульсии впервые наблюдаются в 1925 г.<sup>4</sup> Обзор развития фотодетекции ядерных частиц дан Шапиро<sup>5</sup>.

Первые фотопластинки регистрировали только  $\alpha$ -частицы. Затем были изготовлены пластинки, регистрирующие следы низкоэнергичных протонов<sup>6</sup> и даже более чувствительные эмульсии<sup>7</sup>.

Во время и после войны в изготовлении ядерных эмульсий достигнуты большие успехи. В частности, в 1948 г. были получены эмульсии, чувствительные ко всем заряженным частицам независимо от их энергии. Область использования ядерных эмульсий непрерывно расширялась и в настоящее время они являются важным методом исследования в ядерной физике.

### 1.2. Характеристики эмульсий

Физические свойства. Состав некоторых сухих ядерных эмульсий, выраженный в числе граммов каждого элемента на  $1 \text{ см}^3$  сухой эмульсии, приведён в табл. I, а в числе атомов на  $1 \text{ см}^3$  эмульсии — в таблице II. Для эмульсии Ильффорд G5 содержание брома и иода составляет 1,496 и 0,026  $\text{г/см}^3$  соответственно. В таблицы не включена эмульсия типа NTC, которая имеет гораздо меньшее содержание галоидного серебра (65%), чем другие типы

эмульсий (81%). Желатина гигроскопична, и следовательно, состав эмульсии будет меняться в зависимости от влажности воздуха.

Таблица I  
Состав сухих ядерных эмульсий в г/см<sup>3</sup>

Элемент	Ильффорд	Кодак	Истмэн-Кодак
Серебро . . . . .	2,025	1,97	1,70
Бром . . . . .	1,465	1,44	1,22
Иод . . . . .	0,057	0,036	0,054
Углерод . . . . .	0,30	0,27	0,34
Водород . . . . .	0,049	0,038	0,043
Кислород . . . . .	0,20	0,16	0,17
Сера . . . . .	0,011	.....	.....
Азот . . . . .	0,073	0,080	0,11

Процентное содержание (по весу) влаги в различных эмульсиях при различных относительных влажностях и температуре 20° С приведено в таблице III.

Ядерные эмульсии обычно наносятся на стеклянные пластинки толщиной от 1,25 до 1,40 мм. Толщина обычно используемых

Таблица II  
Состав сухих ядерных эмульсий в атомах на 1 см<sup>3</sup> (× 10<sup>22</sup>)

Элемент	Ильффорд	Кодак	Истмэн-Кодак
Серебро . . . . .	1,17	1,14	0,99
Бром . . . . .	1,15	1,13	0,96
Иод . . . . .	0,03	0,02	0,027
Углерод . . . . .	1,51	1,43	1,60
Водород . . . . .	2,93	2,39	2,64
Кислород . . . . .	0,75	0,65	0,68
Сера . . . . .	0,02	....	....
Азот . . . . .	0,31	0,36	0,49

эмульсий составляет от 25 до 600 м. В специальном случае можно получить и большие и меньшие толщины. Пластинки имеют размер от 2,5 × 7,5 до 20 × 25 см, при этом пластинки малых размеров при исследовании под микроскопом не требуют дополнительного разрезания. Эмульсии применяются также в виде

плёнок. Такие плёнки эластичны и, кроме того, допускают относительно продолжительное облучение в вакууме. Жёсткий слой эмульсии можно изготовить, складывая вместе несколько плёнок,

Таблица III

Процентное содержание влаги (по весу) в ядерных эмульсиях при 20° С и различных относительных влажностях

Относительная влажность в %	Ильфورد	Кодак	Истмэн-Кодак
0	1,41	...	...
30	2,06	1,3	...
50	2,65	2,6	2,2
60	2,95	...	...
70	3,7	3,5	4,0
85	5,17	...	...

которые затем можно разделить и проявлять отдельно. Для облегчения исследования плёнки после проявления помещаются на стеклянные пластинки.

Поверхности ядерных эмульсий очень чувствительны к давлению<sup>8</sup>. Поэтому для защиты от царапин поверхность эмульсии покрывается слоем желатины. У пластинок фирмы Истмэн-Кодак толщина этого слоя составляет 0,5 — 1 м. Уменьшение пробегов частиц в эмульсии вследствие наличия такой плёнки можно учесть<sup>9</sup>. Пластины Ильфорд также имеют защитное покрытие.

Таблица IV

Максимальная регистрируемая энергия в Мэв для различных частиц в ядерных эмульсиях Ильфорд

Частица	D1	E1	C2	B2	G5
Электрон . . . . .	...	...	0,03	0,07	все
μ-мезон . . . . .	...	2	5,5	14,0	»
Протон . . . . .	...	20	50	120	»
Дейтерон . . . . .	...	40	100	240	»
α-частица . . . . .	низкая	500	1500	все	»

Чувствительность. Чувствительность эмульсии удобно выражать через максимальную энергию различных частиц, которые могут быть в ней зарегистрированы. В таблицах IV, V и VI при-

ведены чувствительности некоторых эмульсий к электронам,  $\mu$ -мезонам, протонам, дейтеронам и  $\alpha$ -частицам.

Таблица V

Максимальная регистрируемая энергия в *Мэв* для различных частиц в ядерных эмульсиях Кодак

Частица	NT1a	NT2a	NT4
Электрон . . . . .	...	0,1	все
$\mu$ -мезон . . . . .	2	20	»
Протон . . . . .	20	200	»
Дейтерон . . . . .	40	400	»
$\alpha$ -частица . . . . .	500	все	»

Таблица VI

Максимальная регистрируемая энергия в *Мэв* для различных частиц в ядерных эмульсиях Истмэн-Кодак

Частица	NTC	NTC3	NTA	NTB	NTB2	NTB3
Электрон . . . . .	...	...	...	0,03	0,2	0,4
$\mu$ -мезон . . . . .	...	1	2	6	40	85
Протон . . . . .	...	1,5	3	8	50	110
Дейтерон . . . . .	...	20	40	100	750	1500
$\alpha$ -частица . . . . .	низкая	100	200	800	все	все

Изготовление ядерных эмульсий. Первые эмульсии для ядерных исследований были изготовлены Мысовским и Чижовым<sup>10</sup>, Блау и Вамбахер<sup>11</sup> и Ждановым<sup>12</sup>.

Впоследствии были разработаны рецепты изготовления эмульсий высокой чувствительности<sup>13-17</sup>.

Жданов<sup>12</sup> на основе геометрических рассуждений показал, что средняя плотность зёрен  $\left\langle \frac{dn}{dx} \right\rangle$  следа в эмульсии с концентрацией галондного серебра  $c$  и плотностью  $\rho$  определяется соотношением

$$\left\langle \frac{dn}{dx} \right\rangle = \left( \frac{3}{2} \right) \left( \frac{cP}{\rho d} \right), \quad (I, 1)$$

где  $d$  — средний диаметр зерна, а  $P$  — вероятность того, что при данной удельной потере энергии пересечение зерна частицей делает его способным к проявлению. Из этого уравнения видно, что увеличение  $c$  и уменьшение  $d$  дало бы эмульсию с высокой плотностью зёрен. Однако величины, входящие в уравнение (1,1), не все независимы, так как  $P$  приблизительно пропорционально  $d^3$ . Поэтому при уменьшении  $d$  в ещё большей степени уменьшается  $P$  и, следовательно, в выборе этих величин необходимо идти на компромисс. Для регистрации слабо ионизирующих частиц необходимо высокое  $P$ , так как иначе такие частицы не будут зарегистрированы. Низкоэнергичные частицы, наоборот, ионизуют сильно, но образуют очень короткие следы. В таких случаях желательнее уменьшить  $d$ , чтобы иметь возможность точнее определять пробег этих частиц.

Способ Димерса. Первые эмульсии, изготовленные Димерсом<sup>13</sup>, имели относительно низкую чувствительность, так что, например, для  $7 \div 8$  Мэв протонов плотность следов составляла  $\sim 50$  зёрен на 100 микронов. Эти эмульсии приготавливаются одновременным добавлением 30 см<sup>3</sup> 60%-ного раствора азотнокислого серебра и 30 см<sup>3</sup> 42%-ного раствора бромистого калия к 75 см<sup>3</sup> 6%-ного раствора желатин. Процесс производится при температуре от 40 до 50°С и растворы серебра и брома добавляются по каплям за период 30 минут при непрерывном помешивании. Эмульсия в течение нескольких часов промывается в холодной воде и затем высушивается. Размер большинства получающихся зёрен бромида меньше 0,2  $\mu$  в диаметре. При использовании более низких температур и при более слабом перемешивании размер зёрен несколько увеличивается. Такие эмульсии не очень светочувствительны и их можно приготавливать при красном или оранжевом свете.

В результате дальнейших исследований<sup>15</sup> Димерс получил эмульсию лучшего качества. Сначала в раствор 4,5 г желатин в 50 см<sup>3</sup> воды добавляется 25 см<sup>3</sup> этилового спирта. Спирт вводится для предотвращения образования комков и больших зёрен. Затем, при указанных выше условиях, одновременно добавляются растворы: 18,6 г азотнокислого серебра в 30 см<sup>3</sup> воды и 12,8 г бромистого калия в 30,5 см<sup>3</sup> воды. При этом процессе желателен небольшой излишек бромида, что достигается введением от 0,5 до 1 см<sup>3</sup> раствора бромида перед добавлением азотнокислого серебра.

Получающаяся эмульсия сливается в плоский лоток и охлаждается до студения; затем она около восьми часов промывается с целью удаления растворимого азотнокислого калия, расплавляется и наносится на стеклянные пластинки.

Способ Хельга и Иенни. Хельг и Иенни<sup>16</sup>, работая по рецепту Димерса, дали более детальный метод приготовления эмульсий, который состоит в следующем. К раствору 14 г КВг в 23 см<sup>3</sup> воды добавляется 5 см<sup>3</sup> 10-процентного раствора

$\text{CdBr}_2 \cdot (4\text{H}_2\text{O})$  и  $2 \text{ см}^3$  10-процентного раствора  $\text{KJ}$ . Этот раствор и  $30 \text{ см}^3$  60-процентного раствора азотнокислого серебра добавляются со скоростью  $\sim 1 \text{ см}^3$  в минуту к раствору желатины. Для приготовления последнего  $6,5 \text{ г}$  желатины сначала в течение  $\sim 1$  часа размачивается в  $70 \text{ см}^3$  воды при  $20^\circ \text{C}$ . Затем желатина расплавляется нагреванием до  $50^\circ \text{C}$  при помешивании. После смешения растворов эмульсия оставляется для созревания в течение 45 минут при температуре  $50^\circ \text{C}$ , затем выливается в фарфоровую чашку и охлаждается на льду в течение шести часов. Получившийся гель разрезается на куски, помещается в редкую сетку и промывается в течение  $\sim 16$  часов для удаления азотнокислого калия. После этого готовятся два других раствора. Первый представляет собой раствор  $2 \text{ г}$  хромовых квасцов в  $78 \text{ см}^3$  воды, в который добавляется  $60 \text{ см}^3$  этилового спирта,  $42 \text{ см}^3$  глицерина и  $0,75 \text{ см}^3$  10-процентного раствора бромистого калия. Промытая эмульсия расплавляется при  $35^\circ \text{C}$  и в неё добавляется  $9 \text{ см}^3$  этого раствора и  $5 \text{ см}^3$  0,2-процентного смачивающего вещества. Затем добавляется  $1 \text{ см}^3$  0,2-процентного раствора акридинового жёлтого (сенсibiliзирующий краситель), улучшающего характеристики эмульсии. Второй раствор (составленный из раствора  $2 \text{ г}$  желатины в  $150 \text{ см}^3$  воды при  $35^\circ \text{C}$ ,  $5 \text{ см}^3$  смачивающего вещества и  $2,5 \text{ см}^3$  2-процентного раствора хромовых квасцов) после фильтрации используется для предварительного покрытия стекла. Для покрытия площади  $2,5 \times 7,5 \text{ см}$  требуется  $1 \text{ см}^3$  раствора. После того как подложка затвердеет, она покрывается слоем расплавленной эмульсии нужной толщины. Просушку желательно проводить в профильтрованном воздухе.

Иенни<sup>17</sup> изготовил электронно-чувствительные эмульсии, но его способ предполагает использование специально обработанной желатины, которая содержит различные химические сенсibiliзаторы. В этом методе чувствительность и размер зёрен сильно увеличиваются вследствие добавления в эмульсию в процессе её созревания небольшого количества концентрированного раствора аммония, причём через 5 минут аммоний нейтрализуется лимонной кислотой. Оказалось, что при таком способе изготовления чувствительность эмульсии увеличивается в три раза.

### 1.3. Температурное изменение чувствительности

Чувствительность ядерных эмульсий значительно меняется в зависимости от температуры при экспонировании. Это изменение экспериментально исследовалось несколькими авторами<sup>18-20</sup>. Определялось полное число проявленных зёрен в следах моноэнергетических протонов в эмульсиях, облучённых при различных температурах. Результаты, полученные в работах<sup>19 и 20</sup>, приведены на

рис. 1. В работе<sup>18</sup> исследование проведено только при низких температурах, и полученные результаты согласуются с приведёнными кривыми.

Бейзер<sup>21</sup> нашёл эмпирическое уравнение, выражающее изменение плотности зёрен с температурой при экспонировании в виде:

$$n = A \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) \left[1 - a \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right)\right], \quad (1, 2)$$

где  $n$  — плотность зёрен,  $T$  — температура при экспозиции,  $A$  — функция чувствительности эмульсии и скорости потери энергии частицей, образующей след,

$a$ ,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — константы, зависящие от сорта эмульсии. Первую экспоненту можно интерпретировать как связанную со скоростью собирания ионов серебра на центрах чувствительности при экспонировании, а вторую — с относительным числом ионов, теряемых центром за то же время вследствие теплового испускания электронов (сравни раздел II. 1). Ионы могут перемещаться либо в смежные, свободные от  $\text{Ag}^+$  узлы решётки, либо обратно, в промежуточные положения в кристалле.

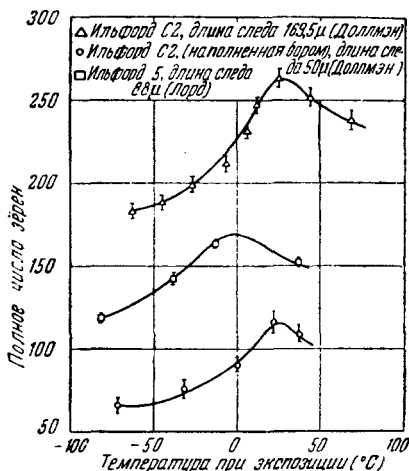


Рис. 1. Изменение чувствительности различных ядерных эмульсий в зависимости от температуры<sup>19, 20</sup>.

Зная температурную зависимость, можно определить оптимальную температуру экспозиции, соответствующую максимальной чувствительности. Для обычно используемых эмульсий она оказывается равной  $\sim 20^\circ \text{C}$ . Если эмульсии используются при других температурах, то уменьшение чувствительности и связанное с этим изменение плотности зёрен в следах частиц могут быть учтены с помощью вышеприведённых кривых. Кроме того, уменьшение чувствительности при низких температурах даёт возможность применять термические «затворы», позволяющие ограничить время чувствительности эмульсии в экспериментах, в которых нежелательна непрерывная регистрация явления<sup>18</sup>. Лорд<sup>20</sup> обнаружил, что чувствительность эмульсии при  $-200^\circ \text{C}$  равна нулю, и возможно, что облучение при температурах, даже несколько превышающих это значение, не даст следов, различимых среди зёрен вуали. Поэтому хранение фотопластинок при низких температурах может уменьшить фон, вызванный случайным излучением<sup>22</sup>.



### 1. 4. Регрессия скрытого изображения

Ослабление скрытого изображения в ядерных эмульсиях в промежутке времени между облучением и проявлением впервые отмечено в работе Блау<sup>23</sup>. Оказывается, что плотность зёрен в следе частицы постепенно уменьшается в зависимости от времени и условий хранения. Ниже мы рассмотрим влияние различных параметров на ход регрессии, для чего введём коэффициент ослабления  $F$ , определённый формулой

$$F = \frac{(N - N_0)}{N_0}, \quad (1, 3)$$

где  $N_0$  — число зёрен на определённой длине следа при проявлении сразу после облучения, а  $N$  — число зёрен при проявлении после хранения в течение времени  $t$ .

Влияние окружающей среды. Эксперименты<sup>24</sup> показывают, что регрессия следов протонов уменьшается примерно на 90%, если облучённую эмульсию до проявления хранить в вакууме. Отсюда следует, что по крайней мере эта часть регрессии вызывается действием составных частей воздуха. Некоторая или вся оставшая часть ослабления может быть объяснена<sup>25</sup> тепловым испусканием электронов из центров проявления скрытого изображения при приобретении этими электронами энергии, достаточной для того, чтобы снова попасть в зону проводимости кристалла. При этом центр проявления будет терять ионы серебра и уменьшаться в размерах. В некоторых случаях это уменьшение может быть настолько значительным, что зерно не проявится.

Очень большую роль играет влажность. Альбуи и Фарагги<sup>26</sup> исследовали изменение регрессии в зависимости от относительной влажности атмосферы, окружающей эмульсию (скорость регрессии выражалась промежутком времени  $\theta$ , в конце которого число зёрен уменьшалось вдвое). Их результаты приведены на рис. 2. Сравнение этой кривой с кривой, полученной Мизом<sup>27</sup> (рис. 3) для соотношения между количеством воды, поглощённой желатиной эмульсии, и относительной влажностью убедительно показывает, что скорость регрессии есть экспоненциальная функция количества влаги, поглощённой желатиной.

Альбуи и Фарагги<sup>26</sup> исследовали также влияние изменения состава атмосферы, окружающей эмульсию, при постоянной влаж-

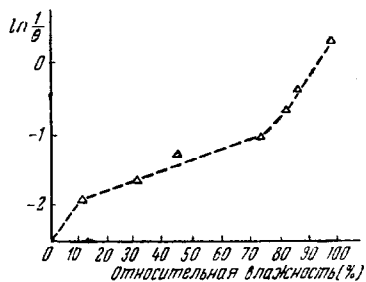


Рис. 2. Изменение  $\theta$  — времени, необходимого для уменьшения плотности зёрен на  $1/2$  — в зависимости от относительной влажности<sup>26</sup>.

ности. Они нашли (рис. 4 и 5), что скорость регрессии в чистом кислороде вдвое больше, чем в воздухе и примерно в 10 раз больше, чем в азоте. Во всех случаях регрессия протекает быстрее на поверхности эмульсии, чем в глубине её.

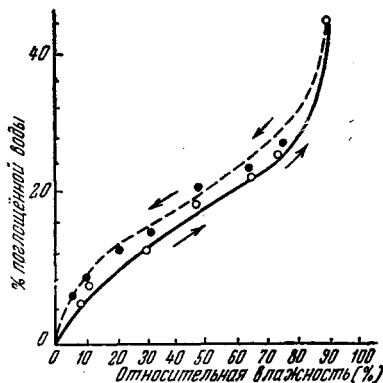


Рис. 3. Зависимость между количеством влаги, поглощённой сухой желатиной, и относительной влажностью<sup>27</sup>.

Влияние температуры. Изменение скорости регрессии с температурой можно определить<sup>28</sup> из рассмотрения влияния температуры на скорость той химической реакции (газ — твёрдое тело), которая предполагается при регрессии между некоторыми из составных частей окружающей атмосферы и серебром центров проявления в экспонированной эмульсии. Это даёт для скорости исчезновения центров проявления  $\frac{dN}{dt}$  выражение

$$-\frac{dN}{dt} = Ce^{-k/T}, \quad (I, 4)$$

где  $T$  — абсолютная температура при хранении, а  $C$  и  $k$  — константы. Это означает, что регрессия, происходящая при прочих

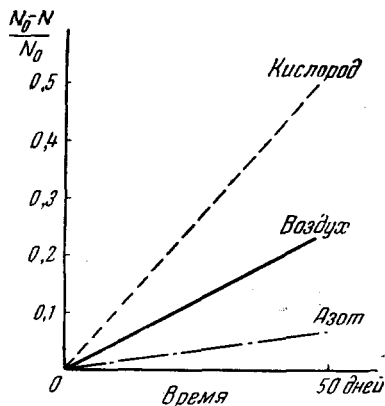


Рис. 4. Скорость поверхностной регрессии изображения в ядерных эмульсиях Ильфорд С2, находящихся в различных газах при постоянной влажности<sup>28</sup>.

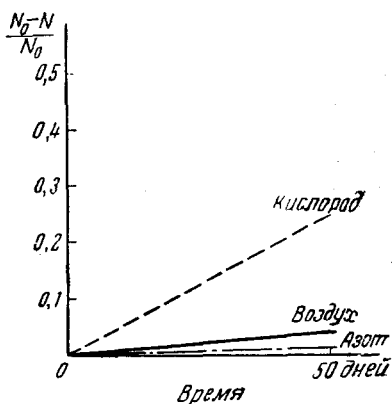


Рис. 5. Скорость внутренней регрессии изображения в ядерных эмульсиях Ильфорд С2, находящихся в различных газах при постоянной влажности<sup>26</sup>.

фиксированных условиях, будет экспоненциальной функцией  $\frac{1}{T}$ , результат, согласующийся с экспериментами Альбуи и Фарагги<sup>26</sup>.

Влияние времени хранения. Чтобы получить зависимость между величиной регрессии скрытого изображения и временем хранения, можно считать, что при прочих равных условиях скорость регрессии пропорциональна количеству имеющихся центров проявления<sup>28</sup>. Так как каждый из них при проявлении способен производить видимое зерно, то для коэффициента ослабления после интегрирования получим:

$$F = 1 - \exp(-ct). \quad (1, 5)$$

Зависимость  $F$  от  $t$  приведена на рис. 6 для различных значений  $c$  — постоянной, зависящей от сорта эмульсии и условий хранения. Полученные кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными Игоды и Каплана<sup>29</sup>. В некоторых случаях<sup>30</sup> скорость регрессии сначала сравнительно низка, соответствуя малому начальному значению  $c$ , и затем, через некоторое время, быстро возрастает, соответствуя большому  $c$ . Найдено<sup>31</sup>, что в большинстве случаев при регрессии промежутки между зёрнами вдоль следа возрастают по экспоненциальному закону, что согласуется с приведённой выше трактовкой коэффициента ослабления  $F$ .

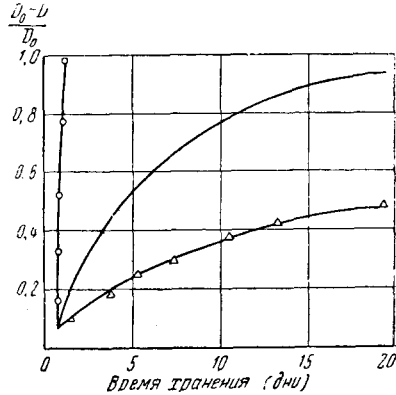


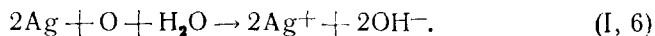
Рис. 6. Изменение коэффициента регрессии со временем хранения при различных условиях<sup>28</sup>. Экспериментальные точки взяты из работы Игоды и Каплана<sup>29</sup>. Верхняя кривая относится к хранению в насыщенной атмосфере, а нижняя — к нормальным лабораторным условиям.

Влияние состава эмульсии. Как  $pH$ , так и размер зёрен влияют на чувствительность эмульсии к регрессии<sup>26</sup>. В общем случае, чем ниже  $pH$  и мельче зёрна, тем больше скорость регрессии.

Введение в эмульсию различных веществ (например, лития, бора или урановых соединений), имеющих различные значения  $pH$ , заметно изменяет скорость регрессии. Поскольку чувствительность ядерной эмульсии непосредственно зависит от размера зёрен (чем больше зёрна, тем больше чувствительность), такие пластинки, как G5, NT4 и NTB3, менее подвержены регрессии, чем другие<sup>32</sup>.

Механизм регрессии. Объяснение механизма регрессии, предложенное Альбуи и Фарагги<sup>26</sup>, основывается на том экспериментальном факте, что  $\sim 90\%$  эффекта может быть связано с влиянием атмосферы. Они предположили, что регрессия

вызывается окислением центров проявления атмосферным кислородом в присутствии воды по реакции



Очевидно, что излишек ионов  $\text{OH}^-$  в эмульсии ( $\text{pH}$  выше 7) будет препятствовать реакции, тогда как более кислые условия её ускоряют. Влияние влажности и концентрации кислорода подтверждается экспериментом.

Игода<sup>33, 34</sup> предложил гипотезу, согласно которой окисление центров вызывается перекисью водорода, образующейся в эмульсии в непосредственной близости от следов частиц. То, что при действии ионизирующего излучения на воду перекись водорода образуется, — известно<sup>35</sup>, однако количественное рассмотрение показывает несостоятельность такого объяснения.

Винанд и Фалла<sup>36</sup> предположили, что регрессия происходит за счёт того, что атомы серебра центров проявления могут вновь образовывать галоидные соединения с ионами окружающего их бромида<sup>37</sup>. Так как эта теория не объясняет различного влияния составных частей атмосферы, она также не может быть принята.

## II. ОБРАЗОВАНИЕ СЛЕДОВ И ИХ АНАЛИЗ

### II.1. Образование скрытого изображения

Образование скрытого изображения (т. е. способного к проявлению следа ионизирующей частицы) в ядерной эмульсии в основном является таким же процессом, как процесс, происходящий в обычных светочувствительных эмульсиях. Важное отличие заключается только в механизме образования пар ионов: в первом случае образование ионов происходит благодаря электростатическому взаимодействию между заряженной частицей и электронами атомов эмульсии, во втором — вследствие фотоэлектрической эмиссии электронов, вызываемой падающими фотонами. Гэрни и Мотт<sup>38</sup> дали первую наиболее полную теорию фотопроцесса, основные положения которой после некоторых изменений, сделанных Митчелом<sup>39—41</sup>, являются хорошо обоснованными.

Согласно теории Гэрни и Мотта образование скрытого изображения происходит в две стадии: одна характеризуется движением электронов в кристаллах бромистого серебра, а другая — движением ионов. При прохождении частицы некоторые из электронов, принадлежащих ионам брома, приобретают энергию, достаточную для перехода в незанятые состояния зоны проводимости кристалла. Эти электроны затем свободно мигрируют в кристалле до тех пор, пока не попадут в места (центры чувствительности), характеризующиеся тем, что их локализованные в некоторой области энергетические уровни

располагаются ниже уровней зоны проводимости. Центры чувствительности — группы атомов серебра или загрязнений, обычно располагаются на поверхности кристалла. Избыток брома медленно диффундирует к поверхности зерна и здесь может быть связан желатиной. Центры чувствительности, теперь отрицательно заряженные, притягивают междуузельные ионы серебра (дефекты Френкеля), которые могут перемещаться в кристаллической решётке. Эти ионы, соединяясь с электронами, образуют атомы серебра. Повторением этого процесса образуются крупинки серебра достаточных размеров, чтобы служить центрами проявления.

Следует ожидать, что образование скрытого изображения в ядерных эмульсиях гораздо менее эффективно в смысле использования электронов, образовавшихся при облучении, чем в фотографических эмульсиях. Частично эта неэффективность объясняется коротким временем прохождения частицы через зерно<sup>42</sup>. Для  $\alpha$ -частицы с энергией 5 Мэв при размере зерна 0,3  $\mu$  это время равно  $\sim 2 \cdot 10^{-14}$  сек. Так как миграция ионов серебра через кристалл значительно медленнее, чем миграция электронов, центры чувствительности приобретают отрицательный заряд быстрее, чем происходит нейтрализация, и избыточные электроны будут отталкиваться, пока достаточное количество ионов серебра не достигнет центра чувствительности. За это время свободные электроны могут рассеяться и соединиться с ионами серебра в других точках кристалла и, следовательно, соответственно уменьшается вероятность образования центра чувствительности с размером, достаточным для проявления.

Для слабо ионизирующих частиц этот эффект сравнительно незначителен. Например, было найдено, что эффективность для электронов с энергией 50 кэв в эмульсиях Кодак NT2a сравнима с эффективностью света. Этот вопрос рассматривается в разделе II. 2.

Проявление облучённой эмульсии состоит в отложении дополнительных атомов серебра на кристалле центра проявления в количестве, достаточном для превращения этого кристалла в видимое зерно коллоидного серебра. Фотографические проявители являются слабыми восстановителями, требующими наличия крупинки серебра (центров проявления) как катализаторов их действия. Поэтому каждое зерно бромистого серебра при проявлении ведёт себя индивидуально. Если в зерне бромистого серебра имеется достаточно большой центр скрытого изображения, зерно полностью восстанавливается. В противном случае зерно вовсе не будет затронуто проявлением. Непроявленные зёрна удаляются фиксированием, обычно в растворе гипосульфита, который облегчает растворение бромистого серебра. Проявленные зёрна остаются в виде вкраплений в желатине.

## II. 2. Удельная потеря энергии

Плотность зёрен следа, образованного частицей в ядерной эмульсии, обычно измеряется числом проявленных зёрен серебра на единицу длины. Можно использовать и другую величину — средний размер просветов между зёрнами, но обычно предпочитают первый способ. Плотность зёрен зависит от степени ионизации, произведённой в галонидных зёрнах, и от их чувствительности, определённой здесь как число электронов, необходимых для того, чтобы зерно приобрело способность к проявлению. Считая чувствительность постоянной, получаем, что плотность зёрен является функцией только удельной потери энергии ионизирующей частицы. Потеря энергии вызывается возбуждением электронов и ионизацией атомов тормозящего вещества при неупругих столкновениях.

Потеря энергии. Средняя потеря энергии на единицу длины за счёт электронных соударений  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$  получена Ливингстоном и Бете<sup>43</sup> из квантовомеханических соображений в виде

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

где  $ze$  — заряд частицы,  $v$  — её скорость,  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  тормозящего вещества,  $Z$  — его средний атомный номер,  $I$  — потенциал ионизации тормозящего вещества,  $m$  — масса электрона,  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $C_k$  — поправочный член, который вводится в том случае, когда  $v$  сравнимо со скоростями электронов на  $K$ -орбите, но велико по сравнению со скоростями электронов на других орбитах. Для частиц со скоростями, меньшими  $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ , члены релятивистской поправки, содержащие  $\beta$ , приблизительно сокращаются, что видно из разложения в ряд  $\ln(1 - \beta^2)$ , и могут быть опущены. Хеллiday<sup>44</sup> нашёл, что для  $\alpha$ -частиц с энергией  $10 \text{ Мэв}$  в воздухе  $\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right)$  равен 5,1, тогда как сумма двух других членов в квадратных скобках составляет только  $4,5 \cdot 10^{-4}$ . Дальнейшее рассмотрение этого уравнения проведено Уилером и Ладенбургом<sup>45</sup>.

Если  $v$  достаточно велико, т. е. если  $\frac{2mv^2}{I} > e$ , где  $e$  — основание натуральных логарифмов, удельная потеря энергии  $-\frac{dE}{dx}$  будет зависеть от  $v$  в соответствии с членом, стоящим перед скобками в уравнении (II, 1). Таким образом,  $-\frac{dE}{dx}$  изменяется в этом случае обратно пропорционально  $v^2$  и в результате плотность зё-

рен будет увеличиваться в направлении движения частицы. При низких энергиях ( $< 1$  Мэв для протонов и  $< 0,1$  Мэв для  $\alpha$ -частиц), когда удельная потеря энергии начинает уменьшаться, уравнение (II, 1) несправедливо. Это связано с тем, что при его выводе не учитывались процессы захвата и потери электронов движущейся частицей, становящиеся заметными при этих скоростях. Например,  $\alpha$ -частицы с энергией 0,8 Мэв имеют равную вероятность нести одиночный и двойной заряд <sup>46</sup>.

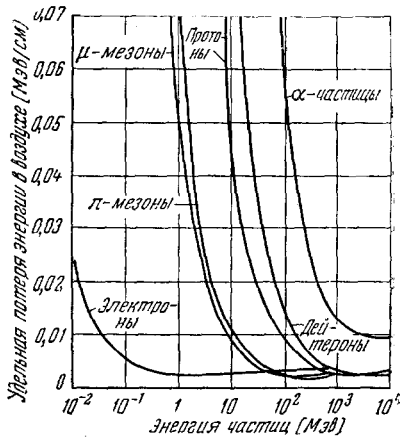


Рис. 7. Удельная потеря энергии различных частиц в воздухе в зависимости от энергии.

На рис. 7 приведены кривые (соответствующие уравнению (II, 1)) удельной потери энергии, выраженной в Мэв на 1 см толщи воздуха для различных частиц в зависимости от их энергии. Чтобы получить потери энергии в эмульсии, эти кривые нужно умножить на тормозную способность эмульсии относительно воздуха (см. раздел II. 3).

Из рисунка видно, что все достаточно энергичные однозарядные частицы характеризуются приблизительно равной — минимальной — потерей энергии, несколько возрастающей при более высоких энергиях. Минимальная плотность зёрен, зарегистрированная в ядерной эмульсии достаточной чувствительности, будет соответствовать этой величине. В уравнение (II, 1) не входит масса частицы, а входят только её заряд и скорость. На рис. 7. —  $\frac{dE}{dx}$  выражено в зависимости от энергии частицы. Поскольку энергия частицы является функцией массы, кривые для различных частиц оказываются сдвинутыми одна относительно другой, хотя вид их идентичен. Минимальная удельная потеря энергии частицы

соответствует энергии  $\sim 2m_0c^2$ , где  $m_0$  — масса покоя частицы. Эта энергия приблизительно равна 1 *Мэв* для электронов, 200 *Мэв* для  $\mu$ -мезонов, 300 *Мэв* для  $\pi$ -мезонов, 2 *Бэв* для протонов, 4 *Бэв* для дейтронов и 8 *Бэв* для  $\alpha$ -частиц. Заметим, что, поскольку минимальная удельная потеря энергии для  $\alpha$ -частиц в четыре раза больше, чем для однозарядных частиц, любой след, имеющий плотность зёрен, меньшую, чем четырёхкратная минимальная плотность зёрен, должен быть образован однозарядной частицей. Следы с плотностью зёрен, превышающей четырёхкратную минимальную плотность, конечно, могут быть вызваны любой частицей, и в этом случае для определения её заряда необходимы другие методы анализа.

**Плотность зёрен.** Измерение плотности зёрен является простой задачей, если зёрна дискретны и вуаль не слишком велика. Первое условие выполняется, если на 100  $\mu$  длины следа приходится не более 50 зёрен; выше этого предела отдельные зёрна в большинстве неразрешимы. Второе условие определяет нижний предел плотности зёрен, при которой след ещё можно различить среди зёрен фона. Для пластинок с относительно низким фоном (меньше четырёх зёрен на 1 кв. микрон) этот предел составляет 20 зёрен на 100  $\mu$ . На рис. 41 в разделе IV.8 приведены значения минимальной плотности зёрен, при которой след ещё различим, в зависимости от плотности фона. В случае, когда несколько зёрен сливаются в одну группу, количество зёрен  $n$  в такой группе определяется более или менее произвольно. Фаулер и Перкинс<sup>47</sup> приняли  $n = 2,4l$ , где  $l$  — длина группы в микронах. В этой связи заметим, что средний диаметр проявленного зерна около 0,3—0,4  $\mu$ .

Заведомо можно предполагать, что существует прямая пропорциональность между удельной потерей энергии частиц в различных точках их следа и соответствующей плотностью зёрен. На рис. 8 приведён график зависимости количества проявленных зёрен серебра на 100  $\mu$  длины следа от значения  $\frac{dE}{dx}$  для пластинок G5<sup>47</sup>.

Из графика видно, что для высоких значений  $\frac{dE}{dx}$  пропорциональность нарушается, т. е. чувствительность эмульсии уменьшается, когда удельная потеря энергии превышает некоторую величину. Это связано с тем, что центры чувствительности не способны достаточно быстро захватывать электроны, образованные в непосредственной близости от них при прохождении заряженной частицы, и этим препятствовать образованию пространственного заряда с высокой электронной плотностью. Вследствие происходящей при этом рекомбинации уменьшается эффективность электронов в образовании центров проявления (раздел II.1). Если удельные потери



энергии меньше некоторого значения, то эффективность использования электронов (в смысле доли электронов, участвующих в образовании скрытого изображения, из числа первоначально образованных электронов) почти постоянна и обуславливает линейную часть кривой рис. 8.

При плотности свыше 200 зёрен на 100  $\mu$  происходит насыщение, и оценить  $\frac{dE}{dx}$  для таких следов, основываясь на счёте зёрен, уже невозможно, так как при непрерывном распределении

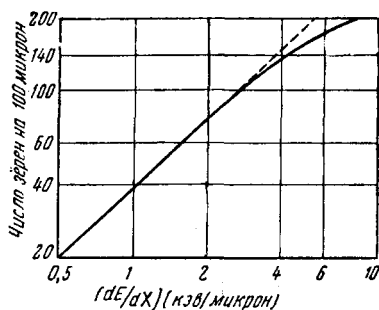


Рис. 8. Плотность зёрен в эмульсии Ильффорд G5 в зависимости от удельной потери энергии <sup>47</sup>.

зёрен пропорциональность между  $n$  и  $l$  нарушается. Однако в некоторых случаях могут быть использованы для этой цели другие методы, как, например, метод подсчёта дельта-частиц (раздел II. 5).

Согласно результатам Дебая и Гюккеля <sup>48</sup> потенциал ионного облака, окружающего отдельный ион, в сильных электролитах пропорционален  $N^{1/2}$ , где  $N$  — число присутствующих ионов. Используя тот факт, что  $N$  пропорционально  $\frac{dE}{dx}$ , Блау <sup>49</sup> получила выражение для плотности зёрен однозарядных частиц в виде:

$$\frac{dn}{dx} = c \left\{ 1 - \exp \left[ - b \left( \frac{dE}{dx} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}, \quad (II, 2)$$

где  $b$  и  $c$  — экспериментально определяемые постоянные, зависящие от состава эмульсии и способа проявления. Численное значение  $b$  окончательно не установлено, но, повидимому, для эмульсии Ильффорд С2 годится значение  $b = 3$ , полученное Блау, хотя в области низких энергий лучше проходит несколько меньшее зна-

чение, например 2,5. Для  $c$  получено значение, равное 4. Постоянная  $b$  является мерой эффективности, с которой электроны, освобождённые падающей частицей, образуют скрытое изображение, а  $c$  — максимальная возможная в эмульсии плотность зёрен, соответствующая приблизительно числу галоидных зёрен на единице длины следа в непроявленной эмульсии.

Ван Россум<sup>50</sup> и Моранд и ван Россум<sup>51</sup> видоизменили это уравнение и получили

$$\frac{dn}{dx} = c \left\{ 1 - \exp \left[ -bz \left( \frac{dE}{dx} \right)^{\frac{1}{2}} - a \frac{1}{2} \right] \right\}. \quad (II, 3)$$

Это уравнение лучше согласуется с экспериментом. Постоянная  $a$  — здесь минимальная удельная потеря энергии, необходимая для проявления зёрен эмульсии при данных условиях обработки. На рис. 9 приведён график зависимости

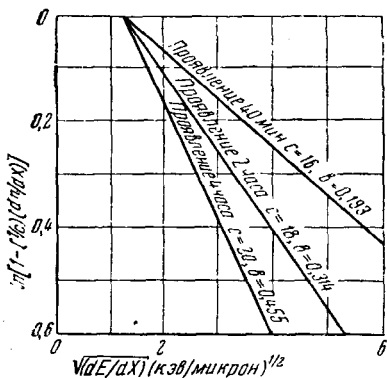


Рис. 9. Графическое выражение уравнения (II, 3), дающего зависимость между удельной потерей энергии и плотностью зёрен<sup>51</sup>.

проявления. Моранд и ван Россум<sup>51</sup> нашли, что  $b = 0,314 \pm 0,02$  и  $c = 1,8 \pm 0,1$  при двухчасовом проявлении при  $5^\circ \text{C}$  в проявителе ID19, разбавленном 1:3, и что при четырёхчасовом проявлении  $b = 0,455 \pm 0,02$  и  $c = 2,0 \pm 0,1$ . При наличии регрессии  $a$  будет увеличиваться, а  $b$  и  $c$  — уменьшаться.

### III.3. Зависимость пробег — энергия

Потеря энергии заряженной частицей в веществе происходит дискретными порциями при случайных столкновениях с электронами тормозящего вещества. Однако для конечного пробега этот процесс может рассматриваться как непрерывный. Частица с начальной энергией  $E$ , пройдя в веществе некоторое расстояние  $R$ , израсходует

$\ln \left[ 1 - \left( \frac{1}{c} \right) \left( \frac{dn}{dx} \right) \right]$  от  $\left( \frac{dE}{dx} \right)^{1/2}$

для различных  $b$  и  $c$ . График получен для пластинок Ильфорд С2, наполненных бором и проявленных в проявителе ID19, причём  $x$  измерялось в микронах, а  $E$  в кэВ.

Значение  $a^{1/2}$  получается при пересечении этих кривых с осью абсцисс и в данном случае равно 1,2 кэВ на микрон. И  $b$ , и  $c$  возрастают с увеличением времени

всю свою энергию на образование пар ионов, число которых будет зависеть от  $E$ . Поэтому можно ожидать, что имеется определённая зависимость между энергией и пробегом данной частицы в данном тормозящем веществе. Зная эту зависимость, можно, измеряя пробеги частиц, определить их начальную энергию.

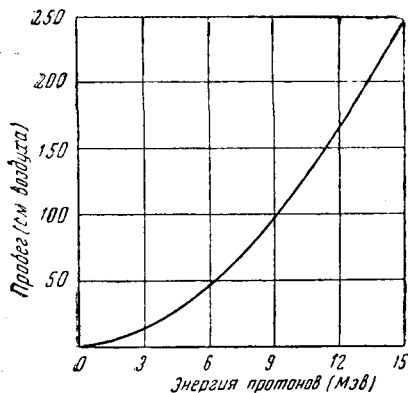


Рис. 10. Теоретическая кривая пробег — энергия для протонов в воздухе до энергии 15 Мэв<sup>43</sup>.

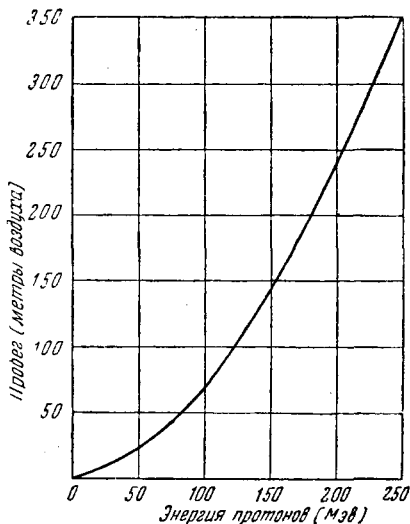


Рис. 11. Теоретическая кривая пробег — энергия для протонов в воздухе до энергии 250 Мэв<sup>52</sup>.

Теоретическая зависимость. Зная удельную потерю энергии  $\frac{dE}{dx}$  и начальную энергию  $E$  частицы, пробег можно вычислить из интеграла

$$R = \int_0^E \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} \quad (II, 4)$$

Ливингстон и Бете<sup>43</sup> подробно рассмотрели этот интеграл для протонов с энергией до 15 Мэв в воздухе, а Смит<sup>52</sup> продолжил расчёт до 10 Бэв, используя уравнение

$$R = R(15) + \int_{15}^E \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} \quad (II, 5)$$

Кривые, иллюстрирующие эти теоретические результаты, даны на рис. 10 и 11. Эти расчёты основываются на предположении, что

энергия тратится исключительно на ионизацию и возбуждение атомов тормозящего вещества, что приблизительно\*) справедливо только до энергий в несколько сот *Мэв*. При более высоких энергиях расчёты Смита несправедливы, поскольку становится заметным образование мезонов. Кривые рис. 10 и 11 можно использовать для ядерных эмульсий, умножая значения пробега на тормозную способность эмульсии по отношению к воздуху (см. ниже).

Комбинируя уравнения (II, 1) и (II, 4), получим:

$$R = \left(\frac{M}{z^2}\right) f(v), \quad (\text{II, 6})$$

где *M* — масса, *z* — заряд, *v* — скорость частицы, *f(v)* — функция, не зависящая ни от заряда, ни от массы. Это уравнение даёт возможность получить кривые пробег — энергия для любой ионизирующей частицы, если известна кривая для какой-либо частицы с данной массой и зарядом. Пусть *M<sub>a</sub>*, *z<sub>a</sub>* и *M<sub>b</sub>*, *z<sub>b</sub>* относятся к двум различным частицам *a* и *b* одинаковой скорости, проходящим одну и ту же среду. Тогда

$$R_b(v) = \left(\frac{z_a}{z_b}\right)^2 \left(\frac{M_b}{M_a}\right) R_a(v). \quad (\text{II, 7})$$

Для энергий, очевидно, выполняется соотношение

$$E_b = \left(\frac{M_b}{M_a}\right) E_a, \quad (\text{II, 8})$$

а для удельной потери энергии — соотношение

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{b,v} = \left(\frac{z_b}{z_a}\right)^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{a,v}. \quad (\text{II, 9})$$

Используя уравнение (II, 8) и проведя некоторые преобразования, получим для частиц одинаковой энергии:

$$R_b(E) = \left(\frac{z_a}{z_b}\right)^2 \left(\frac{M_b}{M_a}\right) R_a \left[ \left(\frac{M_a}{M_b}\right) E \right], \quad (\text{II, 10})$$

где  $R_a \left[ \left(\frac{M_a}{M_b}\right) E \right]$  — пробег частицы *a* с энергией  $\left[ \left(\frac{M_a}{M_b}\right) E \right]$  и

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{b,E} = \left(\frac{z_b}{z_a}\right)^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_a \left[ \left(\frac{M_a}{M_b}\right) E \right], \quad (\text{II, 11})$$

где  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_a \left[ \left(\frac{M_a}{M_b}\right) E \right]$  — удельная потеря энергии частицы *a* при энергии  $\left[ \left(\frac{M_a}{M_b}\right) E \right]$ .

\*) При больших энергиях частица теряет энергию и на ядерные расщепления.

Эти уравнения строго выполняются только при условии  $z_a = z_p$ , так как при этом для обеих частиц и захват и потеря электронов при низких энергиях одинаковы. В этом случае все уравнения от (II, 7) до (II, 11) точны, если для эталонной частицы используются экспериментальные значения входящих в формулы величин, независимо от того, что при выводе уравнения (II, 1) не рассматривались потеря и захват электронов. Для частиц с разными  $z$  вычисленные результаты отличаются от экспериментально наблюдаемых. Так, например, для протонов и  $\alpha$ -частиц Блеккет и Лиз<sup>53</sup> нашли:

$$R_{\text{протона}} = \left(\frac{M_p}{M_\alpha}\right) \left(\frac{z_\alpha}{z_p}\right)^2 R_\alpha - C, \quad (\text{II, 12})$$

где  $C = 0,20$  см воздуха. Из рис. 10 и 11 ясно, что эта поправка существенна только при очень низких энергиях. Так как 0,20 см воздуха грубо эквивалентны 1  $\mu$  эмульсии, а разброс в пробегах (см. ниже) и экспериментальные ошибки ограничивают точность определения пробегов, этот фактор можно отбросить при пользовании уравнениями (II, 7) — (II, 11).

Экспериментальная зависимость. Зависимость пробег — энергия для  $\alpha$ -частиц и протонов многократно исследовалась

Таблица VII

Зависимость пробег — энергия для протонов и  $\alpha$ -частиц в эмульсии Ильффорд В1 (измерения проведены до энергии 13,0 Мэв<sup>55</sup> и далее экстраполированы<sup>58</sup>)

Энергия (Мэв)	Пробег протона ( $\mu$ )	Пробег $\alpha$ -частицы ( $\mu$ )	Энергия (Мэв)	Пробег протона ( $\mu$ )	Пробег $\alpha$ -частицы ( $\mu$ )
0,5	5,5	2,1	8,5	426,0	45,3
1,0	14,5	3,52	9,0	469,0	49,5
1,5	26,0	4,96	9,5	515,0	53,7
2,0	40,0	6,54	10,0	564,0	58,0
2,5	56,5	8,34	10,5	614,0	62,6
3,0	75,0	10,38	11,0	666,0	67,7
3,5	97,0	12,60	11,5	720,0	72,7
4,0	120,5	15,0	12,0	776,0	77,8
4,5	146,0	17,65	12,5	834,0	83,4
5,0	173,0	20,5	13,0	895,0	...
5,5	202,0	23,6	15,0	1135	117
6,0	234,0	26,7	20,0	1870	201
6,5	269,0	30,0	25,0	2750	315
7,0	306,0	33,6	30,0	3760	464
7,5	345,0	37,5	35,0	4925	653
8,0	385,0	41,4			

экспериментально. Наиболее полные данные получены в работах Латтеса, Фаулера и Кюера<sup>54, 55</sup> (для эмульсий Ильффорд В1) и Броднера и др.<sup>56</sup> (для эмульсии Ильффорд С2). Оказалось, что в торсионной способности эмульсий типов Ильффорд В1, В2, С2, С3, Е1 и С5 и Кодак NT2а значительных различий не наблюдается<sup>56, 57</sup>. Поскольку кривые пробег — энергия для эмульсий Истмэн-Кодак (раздел I.3) очень близки к соответствующим кривым для других эмульсий и поскольку различные эмульсии почти не отличаются по составу, постольку можно считать, что результаты, полученные в работах<sup>54—53</sup>, справедливы для всех эмульсий, изготавливаемых в настоящее время.

Результаты измерений<sup>54</sup> для протонов и  $\alpha$ -частиц до энергии 13 Мэв (полученных из ядерных реакций) приведены в таблице VII.

Таблица VIII  
Экспериментальные значения зависимости  
пробег — энергия для протонов в сухой  
эмульсии Ильффорд С2<sup>58</sup>

Энергия в Мэв	Пробег в $\mu$	Энергия в Мэв	Пробег в $\mu$
7,8	389	25,6	2849
16,4	1358	28,2	3369
17,6	1465	33,5	4597
22,3	2244	39,5	6123

Для энергий выше 2 Мэв точность приведённых значений  $\pm 2\%$ . Камерини и Латтес<sup>58</sup> экстраполировали эти результаты до 35 Мэв с предполагаемой точностью  $\pm 8\%$ . Экстраполированные значения очень хорошо согласуются с экспериментальными данными Броднера для протонов с энергией 7,8—39,5 Мэв от берклеевского циклотрона (табл. VIII); это показывает также надёжность экстраполированных значений для  $\alpha$ -частиц. Для протонов точность измерений составляет по крайней мере 2%.

Интересно отметить влияние атмосферной влажности на величину пробега в эмульсии. Найдено, что при относительной влажности  $\sim 80\%$  пробег протонов с энергией 17,6 Мэв равен 1497  $\mu$  и при влажности 80 и 90% пробег 33,5-Мэв протонов составляет 4762 и 4936  $\mu$  соответственно. Этот эффект происходит благодаря поглощению влаги желатиной эмульсии (см. ниже). Кроме того, в этих экспериментах был приближённо определён пробег 30-Мэв протонов в стекле фотопластинок. Оказалось, что пробег в стекле на  $18 \pm 4\%$  больше, чем в эмульсии.

При больших скоростях кривые пробег — энергия, изображённые в логарифмическом масштабе, близки к прямым линиям (рис. 12). Проинтегрировав выражение

$$\frac{dF_2}{dx} = z^2 f_1(v) = z^2 f_2\left(\frac{E}{M}\right), \quad (II, 13)$$

получаем:

$$E = M f_3\left(z^2 \frac{R}{M}\right). \quad (II, 14)$$

Используя линейность кривых  $\ln R$  в зависимости от  $\ln E$ , для  $f_3$  находим:

$$f_3\left(z^2 \frac{R}{M}\right) = K\left(z^2 \frac{R}{M}\right)^n, \quad (II, 15)$$

где  $K$  — константа, а показатель степени  $n$  постоянен в сравнительно широкой области. В этой области можно непосредственно рассчитать зависимость пробег — энергия для частиц любой массы и заряда, не пользуясь уравнениями (II, 7) и (II, 10). Из уравнения (II, 14) получаем:

$$E = K z^{2n} M^{1-n} R^n. \quad (II, 16)$$

Латтес и др.<sup>59</sup> нашли значения  $K=0,262$  и  $n=0,575$ , если  $M$  выражено в единицах массы протона,  $R$  — в микронах и  $E$  — в Мэв.

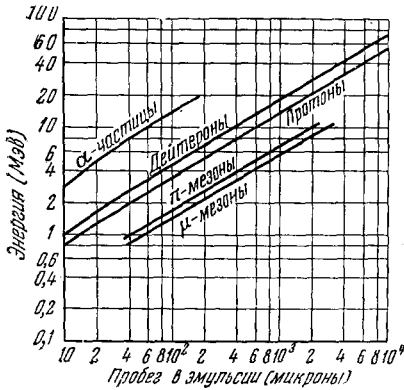


Рис. 12. Зависимость пробег — энергия для различных частиц в ядерных эмульсиях.

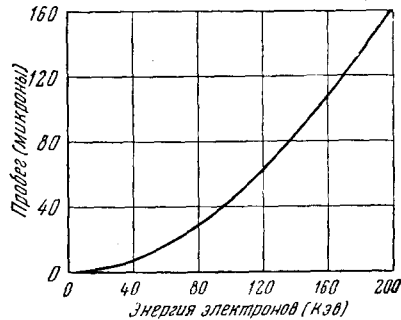


Рис. 13. Зависимость между энергией электронов и их пробегом в эмульсии<sup>61</sup>.

На рис. 12 приведены кривые для мезонов, полученные из уравнения (II, 16).

Определение зависимости пробег — энергия для электронов сильно затрудняется значительным рассеянием. Росс и Заяц<sup>60</sup>, используя электронный спектрограф, и Герц<sup>61</sup>, используя электронный микроскоп и фотоэлектроны от  $\gamma$ -лучей, определили эту зависимость для эмульсии Кодак NГ2а. Их результаты сведены на рис. 13, причём

для энергий выше  $\sim 80$  кэв (максимальная энергия электронов, которые могут быть зарегистрированы в эмульсии NT2a) данные получены экстраполяцией. Можно рассчитывать, что эта кривая справедлива также и для других электронно-чувствительных эмульсий, принимая во внимание ошибки в измерении пробегов электронов.

Флуктуации в пробегах частиц. Мы предполагали, что пробег частицы данной энергии совершенно постоянен и что все имеющиеся отклонения являются результатом экспериментальных ошибок. Однако, очевидно, вследствие прерывистой природы процесса ионизации будут происходить флуктуации пробегов моноэнергичных частиц. Эти флуктуации (разброс), составляющие в воздухе только  $\sim 1\%$ , становятся в эмульсии более значительными благодаря конечным размерам и относительно небольшому числу зёрен, образующих след. Кроме того, галоидные зёрна не равномерно распределены в желатине и, следовательно, имеются области с концентрацией зёрен меньше средней концентрации, что приводит к дополнительной неопределённости в измерении пробега. Для пробегов  $R_N$  пучка однородных частиц Ротблат<sup>62</sup> определил разброс  $\gamma$  в виде

$$\gamma = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left[ \frac{\sum_N (R_N - R_0)^2}{N} \right]^{1/2}, \quad (\text{II}, 17)$$

где  $R_0$  — средний пробег, а  $N$  — общее число следов. Разброс может быть так же определён, как полуширина  $\Delta R$  дифференциальной кривой для ординаты, равной половине максимальной. Для гауссового распределения

$$\Delta R = \frac{2\gamma (\ln 2)^{1/2}}{\pi^{1/2}} = 0,94\gamma. \quad (\text{II}, 18)$$

Разброс обычно выражается в процентах по отношению к пробегу,

т. е. как  $100 \frac{\Delta R}{R}$ , или по отношению к энергии,

$$100 \frac{\Delta E}{E} = 100 \frac{n\Delta R}{R},$$

где  $n$  — показатель степени в уравнении (II, 15).

Разброс для различных частиц определялся экспериментально<sup>55, 63, 64</sup>. На рис. 14 приведены результаты определения энергетического разброса протонов и  $\alpha$ -частиц с энергиями 0,4 — 8 Мэв<sup>62</sup>. Для сравнения на этом рисунке приведена соответствующая кривая для протонов в воздухе<sup>43</sup>.

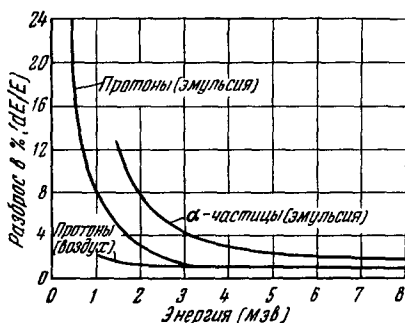
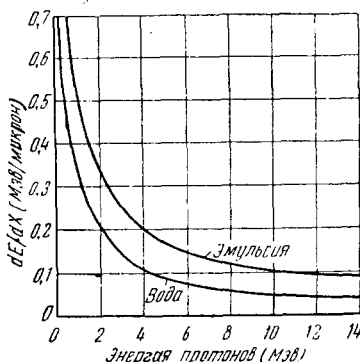


Рис. 14. Энергетический разброс в пробегах протонов и  $\alpha$ -частиц в эмульсии<sup>62</sup> и протонов в воздухе<sup>43</sup>.

соответствующая кривая для протонов в воздухе<sup>43</sup>.



Влажные эмульсии. Когда необходимо облучать влажные эмульсии, как, например, в случае наполнения пластинок дейтерием (раздел V.5) или при желании внести точные поправки для различной влажности, вышеприведённые количественные соотношения следует несколько видоизменить. Кривые удельной потери энергии протонов в эмульсиях Ильфورد<sup>65</sup> и в воде (полученные из кривых пробег—энергия для протонов в кислороде и водороде<sup>66, 67</sup>) приведены на рис. 15. Средняя скорость потери энергии во влажной эмульсии может быть определена из этих кривых сложением соответствующих значений  $\frac{dE}{dx}$



для какой-либо энергии, умноженных на их относительные веса. Таким путём Крон и Шредер<sup>67</sup> рассчитали пробеги протонов различных энергий в эмульсиях Ильфورد, содержащих различные количества воды (табл. IX).

Рис. 15. Удельная потеря энергии протонов в зависимости от энергии в эмульсиях Ильфورد и в воде.

Эти значения можно пересчитать для частиц различных масс

Таблица IX

Пробеги протонов различных энергий в эмульсиях с различным содержанием воды. Пробеги даны в микронах

Энергия в МэВ	Относительный объём воды в эмульсии							
	0,5	0,6	0,65	0,68	0,7	0,72	0,74	0,76
1	17,4	18,1	18,5	18,7	18,9	19,1	19,2	19,4
2	50,3	53	54,4	55,3	56	57	57	58
3	91,1	96	98	99,5	100	101	103	104
4	152	160	165	168	171	173	175	178
5	226	240	248	253	256	260	264	268
6	311	331	343	351	355	361	365	372
7	407	434	450	461	467	475	481	490
8	514	549	570	584	592	602	610	622
9	632	676	703	720	730	743	753	766
10	761	815	848	868	881	897	909	926
11	899	964	1003	1027	1043	1062	1076	1097
12	1046	1123	1168	1197	1216	1238	1256	1280
13	1204	1293	1346	1379	1402	1427	1448	1476
14	1379	1485	1542	1580	1606	1635	1660	1691

с помощью уравнений, приведённых выше. В дальнейшем будет описан другой метод определения зависимости пробег — энергия для влажных эмульсий, основанный на расчёте тормозной способности.

Чтобы при определении длины т<sub>ж</sub> ввести поправку на разбухание эмульсии из-за поглощённой воды, нужно знать коэффициент усадки эмульсии  $S'$ . Тогда пробег частицы

$$R = [Y^2 + (S'Z)^2]^{1/2}, \quad (\text{II}, 19)$$

где  $Y$  — проекция длины следа на плоскость эмульсии, а  $Z$  — различие в глубине концов следа. Коэффициент  $S'$  равен отношению толщины эмульсии при экспозиции к её толщине после проявления и может быть определён либо непосредственным измерением, либо расчётом. В последнем случае может быть использовано уравнение

$$S' = \frac{(ST_0 + T_w)}{T_0}, \quad (\text{II}, 20)$$

где  $S$  — обычный фактор усадки (раздел III. 6),  $T_0$  — толщина эмульсии после проявления, а  $T_w$  — толщина слоя добавленной воды. Толщина слоя воды, выраженная через массу, в пластинке размером  $2,5 \times 7,5$  см равна

$$T_w = 0,517 M_{\text{H}_2\text{O}} \text{ микрона} \quad (\text{II}, 21)$$

или

$$T_w = 0,465 M_{\text{D}_2\text{O}} \text{ микрона}, \quad (\text{II}, 22)$$

где массы обычной и тяжёлой воды выражены в миллиграммах<sup>67</sup>. Масса воды определяется взвешиванием сухой и влажной эмульсии. Следует заметить, что влажные пластинки в воздухе теряют несколько миллиграммов воды в минуту, хотя эта величина может быть уменьшена использованием подходящих сосудов, сохраняющих насыщенную атмосферу.

Тормозная способность. Тормозная способность ядерных эмульсий, определённая как отношение пробегов данной частицы в воздухе при нормальном давлении к их пробегам в эмульсии для определённых интервалов энергии, является очень удобной величиной, так как она позволяет сразу перевести значення пробег — энергия в воздухе к соответствующим значениям в эмульсии.

Тормозную способность можно определять экспериментально. Однако можно также получить аналитическое выражение тормозной способности для различных однородных веществ и использовать его, в частности, для определения тормозной способности влажных эмульсий и эмульсий, разбавленных желатиной. Тормозная способность элемента с атомным номером  $Z$  относительно воздуха

даётся соотношением

$$s = \frac{B}{B_0}, \quad (\text{II, 23})$$

где

$$B = Z \ln \left( \frac{2mv^2}{I} \right) \quad (\text{II, 24})$$

— безразмерная величина в формуле потери энергии (уравнение (II, 1)) для атомов тормозящего вещества, а  $B_0$  — соответствующая величина для воздуха. Тормозное число  $B$  оценено для некоторых элементов Ливингстоном и Бете<sup>43</sup> для частиц со скоростями от  $1 \cdot 10^9$  до  $5 \cdot 10^9$  см/сек, а Уэбб<sup>42</sup> из этих данных интерполяцией получил тормозную способность атомов, составляющих эмульсию. Их результаты приведены в таблице X для  $\alpha$ -частиц и протонов с энергиями, соответствующими указанным скоростям.

Таблица X

Атомная тормозная способность для различных скоростей и энергий частиц<sup>42, 43</sup>

Скорость (в $10^9$ см/сек)	Энергия в Мэв		Тормозная способность $s$						
	$\alpha$ -ча- стицы	про- тоны-	Ag	Br	C	H	N	O	воз- дух
1,0	2,07	0,52	2,25	2,07	0,940	0,260	1,02	1,10	1,0
1,5	4,66	1,17	3,08	2,68	0,932	0,224	1,02	1,10	1,0
2,0	8,30	2,09	3,43	2,94	0,921	0,209	1,01	1,10	1,0
2,5	12,95	3,26	3,64	3,10	0,914	0,200	1,01	1,09	1,0
3,0	18,60	4,70	3,76	3,19	0,908	0,194	1,00	1,09	1,0
4,0	33,21	8,36	3,93	3,30	0,899	0,186	1,00	1,08	1,0
5,0	51,9	13,06	4,04	3,38	0,892	0,181	0,99	1,08	1,0

Чтобы из этих данных рассчитать тормозную способность эмульсии, нужно воспользоваться методом, предложенным Кьюэрсом<sup>68</sup> и Уэббом<sup>42</sup>. Согласно определению  $s$  для некоторого определённого вещества можно написать:

$$\frac{R_0}{R} = \left( \frac{N}{N_0} \right) s, \quad (\text{II, 25})$$

где  $R_0$  — пробег частицы в воздухе,  $R$  — её пробег в веществе,  $N_0$  — эффективное число атомов в  $1 \text{ см}^3$  воздуха при нормальном давлении, рассчитанное из среднего атомного веса,  $N$  — число атомов тормозящего вещества в  $1 \text{ см}^3$ . Так как в действительности измеряется отношение  $\frac{\Delta R_0}{\Delta R}$  дифференциальных пробегов для малых

изменений энергии, то будет использоваться соотношение вида

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \left( \frac{N}{N_0} \right) s. \quad (\text{II, 26})$$

Так как

$$N = \frac{kd}{A}, \quad (\text{II, 27})$$

где  $d$  — плотность вещества, а  $A$  — атомный вес составляющих его элементов, то

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = n \sum_i N_i \frac{s_i}{N_0}, \quad (\text{II, 28})$$

где  $N_i$  — число атомов  $i$ -го сорта с тормозной способностью  $s_i$  в каждой молекуле, а

$$n = \frac{d}{\sum_i N_i A_i} \quad (\text{II, 29})$$

— число молекул в  $1 \text{ см}^3$ . Следовательно,

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \left( A_0 \frac{d}{d_0} \right) \left( \frac{\sum_i n_i s_i}{\sum_i N_i A_i} \right), \quad (\text{II, 30})$$

или в форме, более удобной для расчёта:

$$\frac{\Delta R_0}{\Delta R} = \left( A_0 \frac{d}{d_0} \right) \sum_i \frac{p_i s_i}{A_i}. \quad (\text{II, 31})$$

Величина

$$p_i = \frac{N_i A_i}{\sum_j N_j A_j} \quad (\text{II, 32})$$

является весом фракции каждого элемента в сложном веществе.

Хотя ядерные эмульсии в действительности являются суспензией кристаллов бромистого серебра в желатине и, следовательно, представляют собой скорее смесь, чем соединение, уравнение (II, 31) можно применять при условии, что имеющаяся неоднородность пренебрежима в сравнении с пробегами частиц. Подставляя значения  $s_i$  из таблицы X в уравнение (II, 31), можно для данной эмульсии оценить  $\frac{\Delta R_0}{\Delta R}$  при различных энергиях. Чтобы найти интегральную тормозную способность  $\frac{R_0}{R}$ , необходимо разделить дифференциальные значения пробега в воздухе  $\Delta R_0$  для небольших энергетических интервалов (один-два  $Mэв$ ) на соответствующие значения  $\frac{\Delta R_0}{\Delta R}$  и таким образом получить эквивалентные дифференциальные пробеги  $\Delta R$  в эмульсии. Суммирование этих значений  $\Delta R$  даёт интегральные пробеги в эмульсии  $R$ . Деление  $R_0$ , получен-

ного суммированием значений  $\Delta R_0$  на  $R$ , даёт интегральную тормозную способность. Уэбб<sup>42</sup> приводит кривые  $\frac{R_0}{R}$  как функцию энергии для эмульсии, содержащей 82% бромистого серебра (рис. 16). Можно ожидать, что эти кривые годятся для большинства выпускаемых эмульсий. Экспериментальные результаты Латтеса<sup>55</sup> в области ниже 13 Мэв согласуются с этими кривыми.

#### II. 4. Идентификация следов

В соответствии со сказанным на основании измерения пробега и счёта зёрен можно определять массу и энергию частиц. Описанные ниже методы значительно облегчают идентификацию частиц по различной зерновой структуре следов. Однако в случае использования электронно-чувствительных эмульсий большинство следов имеет непрерывную структуру и необходимы другие способы идентификации. В частности, для определения массы можно измерять либо оптическую плотность, либо рассеяние (раздел II. 7) следа. Следы, вызванные частицами с зарядом, превышающим 2, можно анализировать по дельта-лучам и длине сужения на конце следа (разделы II. 5 и II. 6).

Для ядер Li, Be и B можно использовать измерение рассеяния в совокупности с ионизацией.

Следы, оканчивающиеся в эмульсии, легко определяется посредством счёта зёрен. Для однозарядных частиц уравнение (II, 14) даёт:

$$E = Mf \left( \frac{R}{M} \right). \quad (II, 33)$$

Общее число зёрен  $N$  в следе несомненно является функцией начальной энергии частицы  $E$  и, таким образом,

$$N = MF \left( \frac{R}{M} \right), \quad (II, 34)$$

где  $F$  имеет один и тот же вид для всех значений массы.

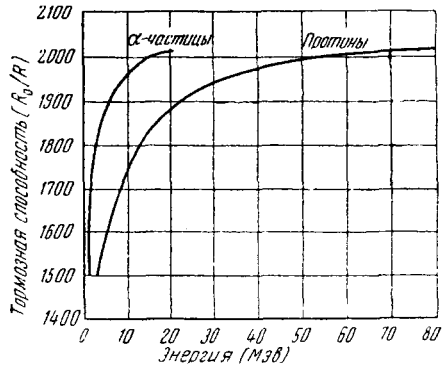


Рис. 16. Интегральная тормозная способность ядерных эмульсий в зависимости от энергии частиц<sup>42</sup>.

Следовательно, для двух частиц  $a$  и  $b$

$$N_a = M_a F\left(\frac{R_a}{M_a}\right) \quad (\text{II, 35})$$

и

$$N_b = M_b F\left(\frac{R_b}{M_b}\right). \quad (\text{II, 36})$$

Если значения  $F\left(\frac{R}{M}\right)$  в уравнениях (II, 35) и (II, 36) равны, то

$$\frac{N_b}{N_a} = \frac{M_b}{M_a} = r \quad (\text{II, 37})$$

и

$$\frac{R_b}{R_a} = \frac{M_b}{M_a} = r, \quad (\text{II, 38})$$

где  $r$  — отношение масс. Следовательно,

$$\ln N_b - \ln N_a = \ln r \quad (\text{II, 39})$$

и одновременно

$$\ln R_b - \ln R_a = \ln r. \quad (\text{II, 40})$$

На рис. 17 приведены графики зависимости  $N$  от  $R$  в логарифмическом масштабе, взятые из данных Латтеса<sup>69</sup>. Из соотношений (II, 39) и (II, 40), очевидно, следует, что точки равных значений  $F\left(\frac{R}{M}\right)$  для различных кривых оказываются на пересечении их

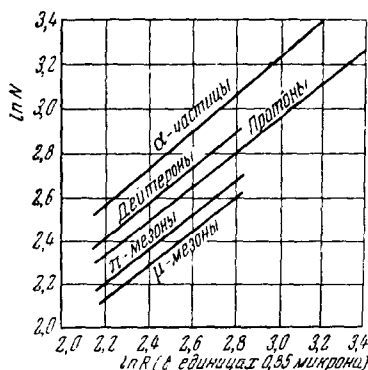


Рис. 17. Изменение полного числа зёрен  $N$  в зависимости от длины остаточного пробега  $R$  для следов различных частиц в эмульсиях Ильффорд С2, наполненных бором<sup>69</sup>.

в единицах массы протона, и для наполненных бором эмульсий Ильффорд С2  $k' = 76$  и  $n' = 0,711$ <sup>69</sup>. Для частиц с зарядом  $z$ , превышающим единицу,

$$N = k' z^{2n'} M^{1-n'} R^{n'}. \quad (\text{II, 43})$$

с прямой, проведённой под углом  $45^\circ$ . При этом сразу получаем значение  $r$ . Если для какой-нибудь эмульсии построены графики, аналогичные приведённым на рис. 17, то на основании их можно идентифицировать однозарядные частицы.

Так как кривые для различных частиц линейны на большей их части, то

$$F\left(\frac{R}{M}\right) = k' \left(\frac{R}{M}\right)^{n'} \quad (\text{II, 41})$$

и, следовательно,

$$N = k' M^{1-n'} R^{n'}, \quad (\text{II, 42})$$

как и в случае зависимости пробег — энергия.  $M$  здесь выражено

Другой метод оценки массы основан на зависимости между плотностью зёрен  $\frac{dN}{dR}$  в любой точке следа и расстоянием  $R$  от этой точки до конца следа

$$\frac{dN}{dR} = f' \left( \frac{R}{M} \right). \tag{II, 44}$$

Таким образом, в точках с равной плотностью зёрен отношение масс частиц  $M_a$  и  $M_b$  определяется равенством

$$\frac{M_b}{M_a} = \frac{R_b}{R_a}. \tag{II, 45}$$

Неточности в применении этого метода могут возникать при наличии регрессии, если сравниваются следы, образованные в разное время. Кроме того, в случае толстых эмульсий степень проявления может меняться с глубиной, несмотря на все предосторожности, применяемые для сведения этого эффекта к минимуму. Однако при благоприятных условиях можно с хорошей степенью точности проводить сравнительные измерения массы. Например, впервые этот способ был применён для оценки отношения масс  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов и так как в этом случае следы были образованы в одно и то же время и в той же самой области эмульсии, то полученные результаты достаточно надёжны.

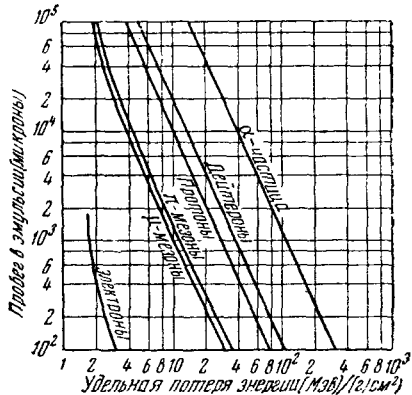


Рис. 18. Удельная потеря энергии различных частиц в ядерных эмульсиях в зависимости от их остаточного пробега.  $10^4 \mu$  эмульсии  $\cong 4,0 \text{ г/см}^2$ .

Следы частиц, не оканчивающиеся в эмульсии. Если след не оканчивается в эмульсии, изменение плотности зёрен в нём, когда оно достаточно велико, позволяет определить массу частицы, образовавшей этот след. На рис. 18 нанесены кривые, показывающие зависимость между остаточным пробегом в эмульсии различных частиц и их удельной потерей энергии в  $\text{Мэв}/(\text{г/см}^2)$ <sup>70, 71</sup>. Каждая применяемая эмульсия должна быть прокалибрована, чтобы установить соответствующую зависимость между плотностью зёрен и удельной потерей энергии. Для перехода от экспериментальных кривых (таких, как на рис. 8) к потере энергии в  $\text{Мэв}/(\text{г/см}^2)$ , следует пользоваться равенством

$$10^4 \mu \text{ эмульсии} = 4,0 \text{ г/см}^2. \tag{II, 46}$$

Для идентификации частицы по данному участку следа (в предположении, что заряд частицы равен единице) определяется плотность зёрен в двух, по возможности отдалённых, точках участка. Наименьшая плотность, соответствующая наибольшей энергии частицы, используется для определения остаточных пробегов частиц (с помощью кривых рис. 18) при данной удельной потере энергии. Удельная потеря энергии, ожидаемая для этих частиц после прохождения второй экспериментальной точки, может быть найдена при смещении по различным кривым вниз по ординате на соответствующее расстояние. Найденное таким образом значение потери энергии, которое соответствует наибольшей наблюдаемой плотности зёрен, устанавливает сорт частицы. Энергия частицы затем определяется по кривым пробег — энергия (рис. 12) согласно ожидаемому остаточному пробегу.

Рис. 18 можно также использовать для кончающихся в эмульсии следов. Плотность зёрен следа в точке входа частицы в эмульсию, выраженная через потерю энергии, и остаточный пробег просто сравниваются с этими кривыми для идентификации частицы, образовавшей след.

Линейка с подвижной шкалой. Приблизительная линейность кривых пробег — энергия, пробег — плотность зёрен и остаточный пробег — полное число зёрен в логарифмической шкале была использована Бейзером<sup>72</sup> для конструирования про-

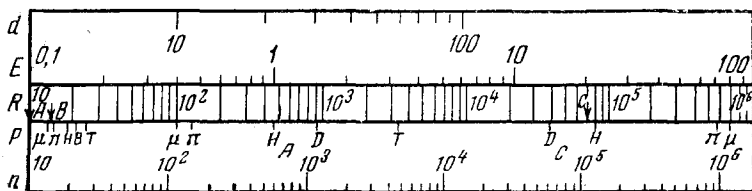


Рис. 19. Подвижная линейка для идентификации следов<sup>72</sup>.

стой счётной линейки в целях облегчения оценки следов. Шкалы линейки наиболее удобно разбить, как показано на рис. 19. Калибровка производится по экспериментальным кривым для каждого состава эмульсии и способа проявления. Шкалы пробега ( $R$ ), энергии ( $E$ ), плотности зёрен ( $d$ ) и числа зёрен ( $n$ ) берутся непосредственно из соответствующих кривых. Шкала  $P$ , дающая идентификацию частиц, наносится путём выбора произвольного значения  $R$ , нахождением соответствующего значения  $E$ ,  $d$  или  $n$  для различных частиц и совмещением этих значений с  $R$ . Тип частицы наносится затем против соответствующей стрелки на шкале  $R$ . Стрелка  $A$  используется для зависимости  $R$  от  $E$ ,  $B$  — для зависимости  $R$  от  $n$  и  $C$  —  $R$  от  $d$ .



При использовании линейки вид частицы определяется так же, как по кривым. Если след кончается в эмульсии, то число зёрен  $n$  на расстоянии  $R$  (в микронах) от конца следа совмещается с  $R$  и вид частицы находится вблизи значка  $B$ . В качестве проверки, или если след не оканчивается в эмульсии, следует измерить плотность зёрен  $d$  на участке длиной  $100 \mu$  в двух точках следа, возможно далёких друг от друга. Затем стрелка  $C$  устанавливается против различных частиц на шкале  $P$  и на шкале  $R$  прочитываются пробеги, соответствующие наименьшей плотности зёрен. Расстояние между двумя экспериментальными точками вычитается из полученных таким образом значений пробегов, стрелка  $C$  снова устанавливается на различные частицы и против новых пробегов прочитывается плотность зёрен. Плотность, соответствующая измеренной плотности зёрен во второй точке, определяет частицу.

Энергия частицы, остановившейся в эмульсии, может быть найдена по шкалам  $R$  и  $E$  с помощью стрелки  $A$ . Для следов, не оканчивающихся в эмульсии,  $E$  можно определить по пробегу, соответствующему наименьшей плотности зёрен.

### II. 5. Дельта-лучи

Частицы с зарядом, большим двух, даже при высоких энергиях образуют следы с фактически незернистой структурой. Такие следы имеют вид сплошной нити серебра (рис. 20). Достаточно

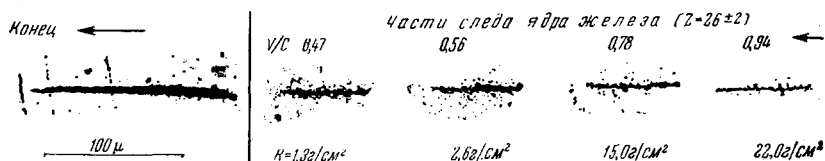


Рис. 20. Части следа, оставленного ядром железа с энергией  $62 \text{ Бэв}$  в стопке ядерных эмульсий; обнаружен при работе с космическими лучами на большой высоте<sup>77</sup>.

энергичные тяжёлые ионы наблюдаются преимущественно как компонента космического излучения на больших высотах<sup>73</sup>. Скорость потери энергии этих частиц так велика, что они сравнительно часто производят вторичные электроны с энергиями, достаточными для регистрации их следов в эмульсии. Количество таких электронов (или дельта-лучей) является функцией  $\frac{dE}{dx}$  и в совокупности с измерением пробегов может служить для определения заряда и энергии этих частиц.

Теоретический расчёт числа дельта-лучей. Следуя Братту и Петерсу<sup>74</sup>, найдём теоретическое выражение для

$n$  — числа дельта-лучей на 1 см длины следа. Мотт<sup>75</sup> для числа  $dn$  таких лучей с энергией между  $W$  и  $W + dW$  получил выражение

$$dn = \frac{2\pi Nz^2 e^4}{mv^2} \frac{dW}{W^2} \left[ 1 - \frac{(1 - \beta^2)}{2} \frac{W}{mc^2} + \frac{z\pi\beta}{137} \left( \frac{1 - \beta^2}{2\beta^2} \frac{W}{mc^2} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{1 - \beta^2}{2\beta^2} \frac{W}{mc^2} \right) \right], \quad (\text{II}, 47)$$

где  $m$  — масса электрона,  $z$  — заряд падающей частицы,  $v$  — её скорость,  $N$  — плотность электронов в тормозящем веществе. Это выражение представляет собой сечение упругого рассеяния электронов кулоновским полем ядра заряда  $z$ , отнесённое к системе координат, в которой электрон в начальный момент покоится. Как и в случае выражения для  $\frac{dE}{dx}$ , масса в это уравнение не входит.

Идентификация дельта-лучей возможна только в том случае, если они ориентированы должным образом для наблюдения и имеют энергию, лежащую в пределах некоторого определённого интервала. Верхний предел энергии  $W_2$  зависит от чувствительности эмульсии к электронам (см. раздел I. 2), а нижний предел  $W_1$  — от критерия, принятого для различимости коротких следов дельта-лучей от зёрен фона. Фрайер и др.<sup>76</sup> приняли, например, минимальную длину следа равной 1,5  $\mu$ , а Братт<sup>74</sup> — минимальное число зёрен, равное четырём. Оба способа дают нижний предел вблизи 10  $kэв$ .

Максимальная энергия дельта-лучей для данного  $\beta$  в нерелятивистском приближении равна  $2mc^2\beta^2$ , где  $m$  — масса электрона. Наименьшее значение  $\beta$ , которое может привести к образованию дельта-лучей с максимальной энергией  $W_2$ , следовательно, определяется условием

$$\beta \geq \frac{W_2}{2mc^2}. \quad (\text{II}, 48)$$

Для  $W_2 = 30 kэв$ , что соответствует максимальной энергии электронов, ещё регистрируемых эмульсией Илфорд С2, это означает, что уравнением (II, 47) можно воспользоваться для остаточных пробегов  $\alpha$ -частиц в эмульсии, превышающих 1200  $\mu$ . Для полностью ионизованных атомов углерода минимальный остаточный пробег близок к 400  $\mu$ , а для более тяжёлых атомов этот пробег ещё меньше.

Для дельта-лучей с энергией между 10 и 30  $kэв$  релятивистский член в квадратных скобках даёт поправку меньше 8% для значений  $z$  до  $z = 30$ . Таким образом, этим членом можно пренебрегать, не вводя ошибки, превышающей экспериментальные. Интегрируя оставшуюся часть уравнения (II, 47), получим для  $n$  —

числа дельта-лучей с энергией в интервале от  $W_1$  до  $W_2$ , значение

$$n = \frac{2\pi N z^2}{\beta^2} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{mc^2}{W_1} - \frac{mc^2}{W_2} \right). \quad (II, 49)$$

Независимо от критерия, применённого при идентификации, экспериментально должна наблюдаться только некоторая определённая часть этого теоретического числа  $\delta$ -лучей. Брадт и Петерс<sup>74</sup> нашли, что эта экспериментально наблюдаемая часть составляет 16% для  $\delta$ -лучей, образованных в эмульсии NTB  $\alpha$ -частицами энергии 168 и 368 Мэв (от циклотрона) и 10% для  $\delta$ -лучей, образованных в эмульсии Ильффорд С2 космическими  $\alpha$ -частицами с энергией  $\sim 60$  Мэв.

Согласно уравнению (II, 49)  $n$  должно меняться, как  $\frac{z^2}{\beta^2}$ . Однако зависимость  $\frac{1}{\beta^2}$  в действительности не совсем точна, как это следует из рис. 21<sup>76</sup>. Эти кривые дают число дельта-лучей с энергией  $> W_1$  для значений  $W_1$  между 5 и 50 кэв как функцию  $\beta$  по отношению к соответствующему значению  $n$  для  $\beta = 1$  (т. е.  $v = c$ ).

Если бы  $n$  изменялось, как  $\frac{1}{\beta^2}$ , то при  $\beta = 0,35$  ординаты этих кривых все равнялись бы  $1/(0,35)^2$ , или 8,2, что только приблизительно верно. Однако для  $W_1 \leq 10$  кэв отклонение от зависимости  $\frac{1}{\beta^2}$  для большинства случаев практически ничтожно.

Экспериментальное применение. Чтобы определить заряд частицы, ответственной за след, имеющий определённое число  $\delta$ -частиц на остаточном пробеге  $R$ , необходимо точно знать изменение  $n$  с  $R$  для различных значений  $z$ . Поскольку

$$\frac{n}{n_\alpha} = \frac{z^2 \beta_\alpha^2}{z_\alpha^2 \beta^2}, \quad (II, 50)$$

где  $n_\alpha$  — плотность  $\delta$ -лучей следа  $\alpha$ -частицы в точке, соответствующей остаточному пробегу  $R_\alpha$  и скорости  $\beta_\alpha c$ , а  $\beta^2$  — известная функция  $\frac{Rz^2}{M} \approx \frac{Rz}{2}$  ( $M \approx 2z$  — масса частицы), определяемая выражением

$$\beta^2 = \psi \left( \frac{Rz}{2} \right), \quad (II, 51)$$

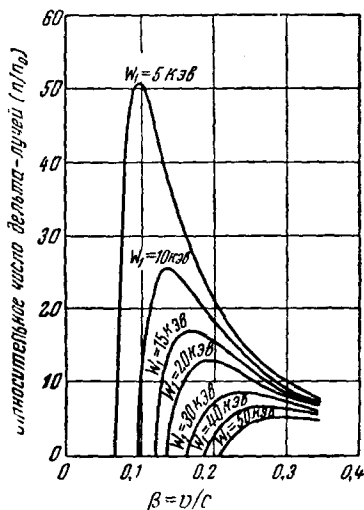


Рис. 21. Отношение числа дельта-лучей с энергией, большей  $W_1$ , к соответствующему числу их при  $v = c$  в зависимости от  $\beta$ <sup>76</sup>.

получаем:

$$n = \frac{z^2}{4} \frac{n_a \psi(R_a)}{\psi\left(\frac{Rz}{2}\right)}. \quad (\text{II}, 52)$$

На рис. 22 приведён график зависимости  $\ln n$  от  $\ln R$  для различных значений  $z$ , рассчитанный Братом и Петерсом<sup>74</sup> при помощи уравнения (II, 52). Для следов, оканчивающихся в эмульсии,  $z$  определяется очень точно, так как  $n$  можно измерить при различных значениях  $R$  и, используя кривые рис. 22, провести несколько

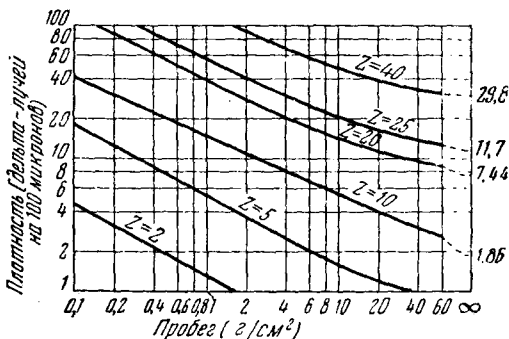


Рис. 22. Изменение плотности дельта-лучей с пробегом в эмульсии для различных значений  $z$ <sup>74</sup>.

независимых определений для одного и того же следа. Когда частица не оканчивается в эмульсии, значение  $z$  можно установить по изменению  $n$  вдоль следа. Если  $n$  остаётся относительно постоянным на длине следа в несколько  $г/см^2$ , из кривых зависимости  $n$  от  $R$  можно получить верхний и нижний пределы  $z$ .

Когда  $n$  меняется значительно, необходимо предположить значение  $z$  и затем методом проб и ошибок последовательно получить действительное значение. Менее употребительный метод определения приблизительного значения  $z$  состоит в предположении, что след в точке входа в эмульсию имеет минимальную ионизацию, откуда находим верхний предел  $z$ . Нижний предел  $z$  определяется в предположении, что длина видимой в эмульсии части следа равна действительному остаточному пробегу.

## II. 6. Длина «сужения»

Остроумный метод определения атомного номера многократно заряженных частиц, следы которых оканчиваются в эмульсии, предложил Фрайер<sup>73, 76</sup>. Такие следы вначале расширяются, а затем

вблизи конца пробега частицы сужаются. Пример «сужения» или «заострения» следа тяжёлого ядра приведён на рис. 20, где показаны различные части следа, оставленного ядром железа с начальной энергией 62 Бэв в стопке ядерных эмульсий<sup>77</sup>. «Сужение» следа происходит вследствие захвата электронов первоначально «оголённым» ядром, когда его энергия становится достаточно малой. При этом уменьшается эффективный заряд ядра и, следовательно, скорость потери энергии. Длина «суженной» части следа может служить для расчёта приближительного значения атомного номера частицы  $z$ , если предположить, что захват электронов начинается при скорости частицы, равной скорости электронов на  $K$ -орбите. Так как скорость  $K$ -электронов пропорциональна  $z$ , длина «сужения»  $L$  должна также быть функцией  $z$ . В предположении, что масса ядра в  $2z$  раз больше массы протона, для энергии, при которой захватывается первый электрон, получаем значение  $0,05z^3$  Мэв. Полагая, что при всех энергиях ниже указанной энергия захвата  $E$  всех последующих электронов равна  $0,05zz'^2$ ,

где  $z'$  — эффективный заряд частицы для каждого значения энергии, можно определить  $L$  численным интегрированием выражения

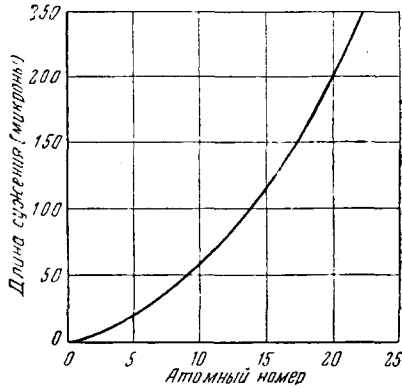


Рис. 23. Теоретическая зависимость между длиной сужения следа и атомным номером для тяжёлых ядер<sup>73, 76</sup>.

$$L = \int_0^z \left( \frac{dx}{dz} \right) dz = \int_0^z \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} dz. \quad (II, 53)$$

Значение  $\frac{dE}{dz}$  можно получить из величины  $\frac{dE}{dx}$  и из вышеприведённой зависимости между  $E$  и  $z$ , умножая кривые потери энергии протонов той же скорости (раздел II. 2) на  $z'^2 \cdot \frac{dE}{dx}$  для протона можно найти дифференцированием соответствующей кривой пробег — энергия (раздел II. 3). На рис. 23 приведена кривая зависимости между атомным номером и длиной «заострения», полученная таким способом<sup>73, 76</sup>. В противоположность этим результатам, которые дают  $L \approx 0,5z^2$ , Ханг и Мореллет<sup>78</sup> экспериментально нашли, что уравнение вида  $L = az^2$  с  $a \approx 1$  даёт лучшее согласие с их данными. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

## II. 7. Многократное рассеяние

Заряженная частица, движущаяся в веществе, испытывает большое число небольших отклонений, вызванных упругими столкновениями с атомными ядрами. Бозе и Чудури<sup>79</sup>, исследуя зависимость рассеяния от массы и энергии движущейся частицы, предложили применить измерения рассеяния для определения этих величин. Последующие работы Перкинса<sup>80</sup>, Оккиалини и Поуэлла<sup>81</sup> и др. показали возможность практического использования многократного рассеяния.

Теория. Первоначальное теоретическое рассмотрение рассеяния в виде, пригодном для сравнения с экспериментом, было проведено Вильямсом<sup>82, 83</sup>. Он оценил среднее угловое отклонение, вызванное рассеянием частицы с зарядом  $z$ , импульсом  $p$  и скоростью  $v$ , при прохождении расстояния  $x$  в среде, содержащей  $N$  атомов атомного номера  $Z$  на  $1 \text{ см}^3$ , и нашёл для этого отклонения гауссово распределение около нуля. При измерениях на фотопластинках удобно пользоваться проекциями пространственных углов рассеяния на плоскость. Среднее значение этой проекции было найдено Вильямсом в виде

$$\langle \Phi \rangle = \frac{2ze^2 (Z^2 N x)^{1/2}}{pv} \left[ \ln \left( \frac{\Phi_{\text{макс}}^2}{\Phi_{\text{мин}}^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (\text{II, 54})$$

где  $\Phi_{\text{макс}}$  — наибольший, а  $\Phi_{\text{мин}}$  — наименьший углы отклонения, которые могут дать вклад в наблюдаемое рассеяние. При рассмотрении многократного рассеяния удобно ввести единичный угол  $\delta$ :

$$\delta = \frac{2ze^2 (z^2 N x)^{1/2}}{pv}. \quad (\text{II, 55})$$

Приближённое значение  $\Phi_{\text{макс}}$  можно найти, определив угол  $\Phi_1$ , такой, что при прохождении расстояния  $x$  частица испытает в среднем одно столкновение с рассеянием на угол  $\Phi > \Phi_1$ . Это даёт:

$$\Phi_{\text{макс}} \cong \Phi_1 = \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \delta. \quad (\text{II, 56})$$

Учитывая экранировку, вызванную электронами оболочек тормозящих атомов, Вильямс нашёл, что

$$\Phi_{\text{мин}} = \frac{mcZ^{1/3}}{78,3p}, \quad (\text{II, 57})$$

где  $m$  — масса электрона.

Уравнение (II, 54) можно переписать в виде

$$\langle \Phi \rangle = L\delta. \quad (\text{II, 58})$$

В других расчётах<sup>84—86</sup> получены несколько отличные выражения

для  $L$ . Однако в общем  $\langle \Phi \rangle$  можно выразить в виде

$$\langle \Phi \rangle = \frac{Kzx^{1/2}}{\rho v}, \quad (II, 59)$$

где  $K$  определена как константа рассеяния и равна

$$K = 2e^2 (Z^2 N)^{1/2} L. \quad (II, 60)$$

Хотя  $K$  в основном зависит от характеристик рассеивающей среды и, таким образом, остаётся относительно постоянной для данной эмульсии, интересно оценить её изменение со скоростью частицы  $\beta c$  и пройденным расстоянием  $x$ . Эта оценка проведена Мольером с использованием величины  $\Omega_b = \frac{\pi \delta^2}{\Phi_{\text{мин}}^2}$ ,

которая является мерой среднего числа столкновений, испытываемых частицей на расстоянии  $x$ . На рис. 24 изображена кривая зависимости  $\frac{\Omega_b}{x}$  от  $\beta^2$  для однозарядных частиц (для эмульсий Ильфورد G5)<sup>87</sup>. На рис. 25 приводятся две кривые, характеризующие изменение  $K$  с  $\Omega_b$ :  $a$  — теоретически рассчитанная с учётом всех углов рассеяния и

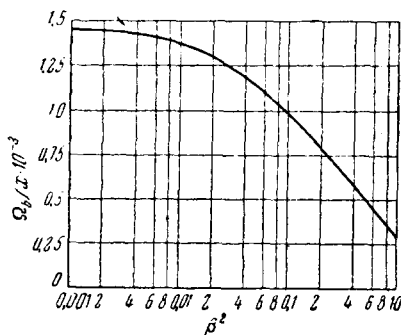


Рис. 24. Значение  $\frac{\Omega_b}{x}$  в зависимости от  $\beta^2$  для однозарядных частиц в эмульсиях Ильфورد G5<sup>87</sup>.

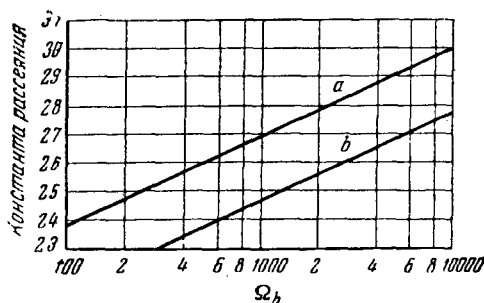


Рис. 25. Изменение константы рассеяния  $K$  в зависимости от параметра  $\Omega_b$ :  $a$  — с учётом всех углов рассеяния  $\Phi$  и  $b$  — только с учётом углов, меньших четырёхкратного среднего угла  $\langle \Phi \rangle$ <sup>87</sup>.

$b$  — для случая, в котором исключены все углы рассеяния, превышающие четырёхкратный средний. Значения  $K$ , даваемые кривой  $b$ ,

приблизительно на 10% меньше, чем соответствующие значения кривой  $a$ . Эти кривые проверены экспериментально<sup>87</sup>.

**Эксперимент.** Для измерения многократного рассеяния частиц в ядерных эмульсиях в настоящее время существует несколько методов. В одном методе следы разделяются на равные части (ячейки) обычно длиной 100  $\mu$  и непосредственно определяются углы  $\Phi_i$  между касательными к участкам следа в последовательных ячейках<sup>88-90</sup>. Фактически при этом измеряются углы между визуально проведенными касательными к следу в каждой ячейке. Вариант этого метода использовал в своей работе Латтимор<sup>91</sup>. Чтобы уменьшить экспериментальную ошибку, связанную с трудностью визуального проведения касательной, он использовал углы  $\Phi_c$  между последовательными хордами вдоль следа. Зависимость между  $\Phi_c$  и  $\Phi_i$  приблизительно такова:

$$\Phi_c = 0,816 = \Phi_i \quad (\text{II}, 61)$$

Фаулер использовал другой способ<sup>92</sup>. В его методе измерялись координаты следа на концах ячеек и полученные значения использовались для определения средних значений  $\Phi_c$  между последовательными хордами. Гаудсмит и Скотт<sup>93, 94</sup> предложили для нахождения угла рассеяния использовать различие между действительной длиной следа в интервале и длиной прямой, соединяющей концы интервала, т. е. различие между длинами следа и хорды.

Теоретически для случая, в котором  $\beta^2 \cong 1$ ,  $K$  оказывается равным 24,45, если размер ячеек 100  $\mu$ ,  $\Phi$  измеряется в градусах и  $\rho v$  — в  $M\text{эв}$ .

Экспериментальные результаты Готтштейна и др.<sup>87</sup> приведены в табл. XI.  $K_a$  есть константа рассеяния, при определении которой не накладывалось ограничения, что каждый рассматриваемый угол должен быть меньше учетверённого среднего угла, а  $K_b$  — константа, полученная с таким ограничением. Повидимому, результаты этого исследования показывают, что использование  $K = 26,0$ , как правило, не вносит ошибки, превышающей 8%, что меньше обычной экспериментальной неопределённости в измерении углов.

Для следов заряженных частиц уравнение (II, 59) в совокупности с экспериментальным значением  $\langle \Phi \rangle$  даёт энергию частицы  $E$ . Если след частицы оканчивается в эмульсии и остаточный пробег равен  $R$ , то сравнение значений  $E$  и  $R$  с кривыми пробег — энергия для различных частиц (раздел II, 3) сразу даёт массу частицы. Для следов, не оканчивающихся в эмульсии, изменение  $\langle \Phi \rangle$  вдоль следа можно использовать совместно с кривыми пробег — энергия для определения массы частицы методом, подобным описанному в разделе II, 4. Знание  $\langle \Phi \rangle$  для участков следа, находящихся на известном расстоянии друг от друга.



даёт энергию в этих точках; сравнение с кривыми пробог — энергия снова однозначно определяет массу, соответствующую этому изменению энергии. Относительные величины масс легко получить из значений  $\langle \Phi \rangle$ , соответствующих участкам следов равной плотности зёрен. Так как в этих точках скорости частиц равны, отношение углов рассеяния равно обратному отношению масс.

Таблица XI

Экспериментальные значения  $K_a$  (константа рассеяния без ограничения для  $\Phi$ ) и  $K_b$  (константа рассеяния с ограничением  $\Phi > 4\langle \Phi \rangle$ )<sup>87</sup>

Тип частицы	Энергия в Мэв	$K_a$	$K_b$
Позитроны . . . . .	105	$26,7 \pm 0,6$	$26,2 \pm 0,6$
Позитроны . . . . .	185	$24,9 \pm 0,8$	$24,0 \pm 0,8$
Протоны . . . . .	336	$30,7 \pm 1,0$	$29,2 \pm 1,0$
Протоны и мезоны . . . . .	5—50	...	$26,1 \pm 0,7$
Протоны . . . . .	9—35	...	$27,5 \pm 0,5$

При измерении рассеяния могут возникать как субъективные, так и инструментальные ошибки. Можно ожидать, что ложное рассеяние (шум) будет увеличиваться с уменьшением длины ячейки. Готтштейн и др. с помощью нескольких микроскопов исследовали «шум» для различных длин ячеек. Для  $x = 50 \mu$  средний угол рассеяния, вызванный «шумом», составил около  $0,13^\circ$ , для  $x = 100 \mu \sim 0,09^\circ$  и для  $x = 200 \mu \sim 0,055^\circ$  при измерениях на двух различных микроскопах. Третий микроскоп дал меньший «шум», равный  $0,035^\circ$  для  $x = 200 \mu$ , однако была отмечена та же самая скорость его увеличения с уменьшением  $x$ . При точной работе углы ложного рассеяния должны быть определены для выбранных размеров ячейки и для каждого инструмента в отдельности. Для этой цели можно воспользоваться прямыми следами высокоэнергичных частиц.

Полученные значения «шума» вычитаются из углов, найденных при исследовании следа.

### III. ОБРАБОТКА ЭМУЛЬСИЙ

#### III. 1. Общие положения

При рассмотрении способов обработки эмульсии последние удобно разделить на две категории: эмульсии с толщиной слоя меньше  $100 \mu$  и с толщиной  $100 \mu$  и больше. Первые обычно называют «тонкими» эмульсиями, а вторые — «толстыми». Обработка

тонких эмульсий не представляет особых трудностей по сравнению с обработкой обычных фотографических плёнок и пластинок, тогда как в случае толстых эмульсий значительное время, необходимое для полной пропитки эмульсии растворами, требует применения более сложной техники.

Проявление тонких эмульсий. Для тонких эмульсий возможны две степени проявления — «умеренное» и «сильное». Умеренное проявление более пригодно в случае, когда предполагается измерение плотности зёрен сравнительно плотных следов (например, протоны или  $\alpha$ -частицы с энергией в несколько *Мэв*). Для таких измерений существенно, чтобы зёрна были дискретны, и умеренное

Таблица XII

Процессы проявления для эмульсий толщиной 10, 25 и 50  $\mu$ , рекомендованные фирмой Истмэн-Кодак. Проявитель D19 нормальной концентрации; весь процесс ведётся при 20° С

Процесс	Время
10 $\mu$ , умеренное проявление . . . . .	2—4 мин.
25—50 $\mu$ , то же . . . . .	4 мин.
25—50 $\mu$ , сильное проявление . . . . .	20 мин. без перемешивания, 10 мин. энергичное перемешивание
Промывка (проточная вода) . . . . .	10 мин.
Фиксирование (фиксирующая ванна Кодак F5) . . . . .	Удвоенное время проявления
Промывка (проточная вода) . . . . .	1 час.

проявление способствует этому. Другим преимуществом этого метода является значительное уменьшение плотности вуали. Однако при этом чувствительность эмульсии используется не полностью и поэтому следы более слабо ионизирующих частиц могут быть не зарегистрированы. Сильное проявление, с другой стороны, даёт полное использование чувствительности эмульсии, хотя в то же время приводит к увеличению вуали. При этом следы сильно ионизирующих частиц проявляются в виде сплошных столбиков зёрен серебра, что делает невозможным счёт зёрен. Практически лучший способ проявления состоит в проведении серии опытов с целью определения времени проявления, обеспечивающего наилучшую комбинацию плотности следов и фона.

В таблице XII приведены инструкции проявления, рекомендованные фирмой Истмэн-Кодак для тонких эмульсий этой фирмы, которые можно использовать и для других фотоэмульсий аналогичных составов. Рецепт проявителя D19 приведён в таблице XIII.

Таблица XIII

## Составы проявителей

Амидол ( <i>pH</i> 7,2)	D19 b ( <i>pH</i> 10,0)	Азол ( <i>pH</i> 11,5)	ID19	Амидол- бисульфит ( <i>pH</i> 6,7)
(а) Амидол 3 г	Метол 2,2 г	Раствор «азол» Джонсона 16 см <sup>3</sup>	Метол 4,5 г	Амидол 3,0 г
Сульфит 12 г (безводн.)	Сульфит 72 г (безводн.)	Бромистый калий (1%) 88 см <sup>3</sup>	Сульфит 288 г (крист.)	Сульфит 6,7 г (безводн.)
Дистиллиро- ванная вода 1 л	Бромистый калий 8,8 г	Дистиллиро- ванная вода 384 см <sup>3</sup>	Гидрохинон 17,5 г	Бисульфит 1,4 см <sup>3</sup>
(б) Амидол 4,5 г	Дистиллиро- ванная вода до 2 л		Сода 260 г (крист.)	Дистиллиро- ванная вода 930 см <sup>3</sup>
Сульфит 18 г (безводн.)			Бромистый калий 8 г	
Бромистый калий (10% раствор) 8 см <sup>3</sup>			Дистиллиро- ванная вода до 2 л	
Дистиллиро- ванная вода 1 л				

В этом рецепте метол и гидрохинон являются фактически действующими агентами, а другие составные части необходимы для различных других целей. Сода применяется для регулирования *pH* раствора, а также для увеличения скорости проявления и поэтому часто называется ускорителем. Иногда соду заменяют другими щелочами, такими, как едкий натр, бура или борнокислый натрий. Кроме того, ускоритель служит для смягчения желатины, что способствует более лёгкому проникновению растворов в эмульсию.

Так как наличие продуктов окисления проявляющих агентов вредно влияет на процесс проявления, следует ввести вещество, препятствующее появлению окислов. Эту функцию выполняет сульфит.

Четвёртая компонента, входящая по существу во все проявители, бромистый калий, служит для ослабления действия проявляющего агента на галоидные зёрна, не затронутые облучением.

При этом влияние бромида на восстановление «экспонированных» зёрен гораздо меньше, что приводит к предпочтительному проявлению последних. Введение бромистого калия, таким образом, значительно уменьшает скорость образования вуали, хотя несколько увеличивает время проявления. Можно ожидать, что с увеличением времени проявления вуаль будет так же увеличиваться. Это подтверждается результатами работы Котеса<sup>95</sup>. На рис. 26 приведена полученная в этой работе кривая, показывающая возрастание плотности зёрен фона со временем проявления. Эти результаты были получены при особых условиях и, иллюстрируя ожидаемую скорость увеличения вуали, неприменимы, однако, как количественная характеристика процесса проявления.

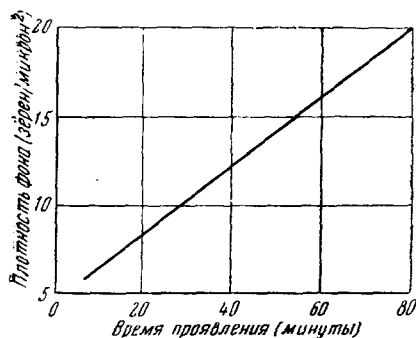


Рис. 26. Изменение средней плотности зёрен вуали со временем проявления<sup>95</sup>.

Допустимое освещение. Ядерные эмульсии не очень чувствительны к свету и могут обрабатываться при некотором допустимом освещении. Оранжево-красные фильтры могут применяться для всех эмульсий за исключением типа NTA, где рекомендуется жёлтый фильтр. Пластины должны находиться при таком освещении до полного фиксации,

после чего можно использовать нормальное освещение.

Стоп-ванна. После завершения стадии проявления действие проявителя должно немедленно останавливаться. В случае очень тонких эмульсий для этого достаточно погружения в проточную воду. Однако для эмульсий с толщиной 25  $\mu$ , 50  $\mu$  и более обычным методом является уменьшение *pH* ниже значения, необходимого для проявления, с помощью раствора уксусной кислоты (0,5 — 1%). Другим методом, часто используемым вместе с указанным (при температурном проявлении), является быстрое охлаждение. Поскольку проявление является химическим процессом и, следовательно, его скорость зависит от температуры, такое охлаждение приводит к быстрой остановке действия проявителя. При использовании этого метода обычно достаточно охлаждение до температуры порядка 5° С.

Поверхностный осадок. Вследствие высокой концентрации бромистого серебра в ядерных эмульсиях и вследствие частичной растворимости его в проявителе при проявлении эмульсии на её поверхности образуется тонкая плёнка серебра. Эта плёнка может быть такой плотной, что фактически делает невозможным просмотр и в любом случае препятствует точному исследованию

пластинок. Уничтожить этот осадок можно в стоп-ванне с помощью влажной замши или просто пальцем. Набухшая эмульсия легко деформируется, и поэтому снятие плёнки следует проводить осторожно во избежание появления искажений эмульсии. Плёнку серебра можно удалить также после проявления и полной просушки эмульсии с помощью хлопчатобумажной ткани или замши, смоченной спиртом. Однако после окончания процесса обработки плёнка становится очень прочной и часто трудно удалить её полностью. Стиллеру<sup>96</sup> удалось протирать пластинки до проявления при предварительном вымачивании их в дистиллированной воде. Уменьшение величины поверхностного осадка может быть достигнуто<sup>97</sup> проявлением в инертной атмосфере или использованием такого проявителя, как азол (см. табл. XIII), который обычно почти не даёт плёнки.

**Фиксирование.** Фиксирование проявленной эмульсии проводится в 30—40%-ном растворе (по весу) тиосульфата натрия (гипосульфита) в дистиллированной воде. Тиосульфат аммония также действует как фиксирующий агент, но его применение приводит к удалению части проявленных зёрен вблизи поверхности эмульсии. Это до некоторой степени относится также и к хлористому аммиону (нашатырь), который можно использовать для уменьшения времени фиксирования. Несмотря на это, Стиллер и др.<sup>98</sup> используют в своём рецепте хлористый аммоний с концентрацией 0,7%. С целью уменьшения окрашивания в фиксирующую ванну вводится бисульфит натрия с концентрацией от 0,75%<sup>98</sup> до 3%<sup>99</sup>.

При фиксировании вследствие перехода в раствор значительных количеств растворимых солей серебра необходимо использовать большие объёмы фиксажа или время от времени менять ванну. Время фиксирования эмульсии существенно меняется в зависимости от толщины, температуры и степени перемешивания. Например, оно грубо пропорционально квадрату толщины. Эмульсия толщиной 400  $\mu$  становится прозрачной через 18 часов, тогда как прозрачность эмульсии толщиной 1000  $\mu$  достигается только через  $\sim$ 100 часов. Пластинку следует держать в фиксирующем растворе примерно на 50% дольше времени, необходимого для полного удаления остатков бромистого серебра из эмульсии. При более высоких температурах (примерно до 25° C) процесс фиксирования ускоряется, но в то же время увеличивается опасность появления сетки (см. ниже). При фиксировании толстых эмульсий рекомендуется перед промыванием постепенно уменьшать концентрацию гипосульфита, последовательно разбавляя раствор, чтобы свести к минимуму искажения.

**Перемешивание растворов.** Перемешивание растворов при обработке эмульсий практикуется в фототехнике в целях уменьшения времени обработки. В стоп-ванне и в фиксирующем растворе перемешивание не причиняет вреда<sup>81</sup>. Однако в стадии проявления перемешивание нежелательно, особенно при

обработке толстых эмульсий, так как оно приводит к разнице в скорости проявления внутри эмульсии и на её поверхности. Кроме того, сильное перемешивание увеличивает окисление проявителя, а, возможно, также поверхностное отложение серебра и деформацию эмульсии.

Существует два типа перемешивания — механическое и газовое. При механическом перемешивании раствор приводится в движение либо с помощью пропеллера и небольшого моторчика, либо покачиванием кюветы с раствором и пластинками. Когда пластинки находятся в горизонтальном положении, рекомендуемом для эмульсий с толщиной больше 100  $\mu$ , покачивание даёт ламинарный поток, который очень эффективен<sup>81</sup>. Механическое перемешивание обычно легко осуществляется, но при этом надо следить, чтобы волнение было плавным и не сопровождалось турбулентностью. Другой метод, в котором пузырьки инертного газа, обычно азота, пропускаются через ванну, исследовали Вильсон и Ванзелов<sup>100</sup>. Использование обычного воздуха нежелательно, так как при этом будут окисляться зёрна проявленного серебра на поверхности эмульсии. Само собой разумеется, что поступающий газ должен иметь ту же температуру, что и перемешиваемый раствор. Газовое перемешивание даёт уменьшение времени фиксирования на 50%. Конечно, не обязательно точно знать уменьшение времени фиксирования для любой конкретной установки; время фиксирования должно устанавливаться по времени просветления, к которому прибавляется ещё  $\frac{1}{2}$  этого времени.

Промывка. После фиксирования требуется промывка, обычно в продолжение такого же времени, как и время самого фиксирования. Как правило, используется холодная водопроводная вода, которую осторожно пропускают через сосуд с отфиксированными пластинками. Оставшийся в эмульсии гипосульфит должен быть

Таблица XIV  
Состав раствора гипоиндикатора

Дистиллированная вода . . .	180 см <sup>3</sup>
Перманганат калия . . . . .	0,3 г
Едкий натр . . . . .	0,6 г
Дистиллированная вода . . .	до 250 см <sup>3</sup>

полностью удалён во избежание ослабления проявленного изображения, так как сера гипосульфита активно соединяется с серебром изображения и образует сернистое серебро. Простой индикаторный раствор для проверки наличия гипосульфита в промывной воде приведён в таблице XIV. Несколько капель этого раствора, обычно фиолетового цвета, добавленных к воде, содержащей гипосуль-

фит, вызывают меньше чем через минуту оранжевое окрашивание, а при больших концентрациях гипосульфита — жёлтое.

**Сушка.** Сушка эмульсии после промывки требует особой осторожности, если не желательна деформация желатины. Так как испарение воды с поверхности эмульсии идёт гораздо быстрее, чем диффузия воды изнутри её, то при сушке для уничтожения напряжений необходимо поддерживать влажную атмосферу. Процесс сушки эмульсии зависит от лабораторных условий. Обычно требуется для просушки несколько дней при относительной влажности 90%, а затем ещё несколько дней при более низких влажностях. Следует избегать движения воздуха по поверхности эмульсии, так как это увеличивает искажения<sup>99</sup>; для ускорения процесса можно несколько повысить температуру. Дильворс<sup>101</sup> отметил, что более быстрое высыхание краёв пластинки вызывает деформацию эмульсии. Этого можно избежать почти полностью, окружив пластинку «охранным кольцом» других таких же пластинок; при этом получается гораздо более равномерное высыхание.

**Сохранение пластинок.** Когда сушка закончена, целесообразно подвергнуть пластинки дальнейшей обработке, предотвращающей отставание эмульсии от стекла. Это особенно необходимо при работе с толстыми эмульсиями, хотя и не обязательно для тонких ( $< 200 \mu$ ), если перед сушкой они погружались в ванну, увеличивающую пластичность эмульсии. Покрытие краёв пластинок шеллаком или лаком в большинстве случаев достаточно для эмульсий Ильффорд, которые лучше прилипают к стеклу, чем эмульсии Истмэн. Для последних и для пластинок толщиной 600  $\mu$  и более требуется покрытие не только краёв, но и всей поверхности эмульсии. В случае, когда вопреки всем предосторожностям происходит отставание и растрескивание эмульсии, как, например, в случае частых или резких изменений температуры и влажности, на поверхность эмульсии при помощи клея, растворённого в кислоте, можно приклеить тонкое покровное стекло<sup>102</sup>.

### III. 2. Температурное проявление

Вследствие того, что для проникновения проявляющего раствора в глубину толстых эмульсий требуется некоторое время, галоидные зёрна, расположенные вблизи поверхности эмульсии, будут проявляться в большей степени, чем у поверхности стекла.

При этом различные участки следов, идущих под углом к поверхности эмульсии, проявлялись бы неодинаково, что сделало бы невозможным измерение плотности зёрен и сравнение случаев, зарегистрированных на различной глубине эмульсии. Для преодоления этой трудности Дильворс, Оккиалини и Пейн<sup>103</sup> предложили метод «температурного проявления», при котором эмульсия выдерживается в проявителе при температуре значительно

более низкой, чем та, которая необходима для его действия, пока проявитель полностью не пропитает эмульсию. Затем проявитель нагревается, и происходит проявление. Остановка проявления осуществляется путём быстрого понижения температуры при погружении в холодную стоп-ванну.

Предварительное насыщение эмульсии. Для ускорения проникновения проявителя в эмульсию часто применяется предварительное насыщение её дистиллированной водой с добавлением или без добавления смачивающего агента. При этом желатина разбухает и допускает более быструю диффузию проявителя. Затем эмульсия погружается в проявитель, температура которого обычно выдерживается вблизи  $5^{\circ}\text{C}$ . При более высокой температуре скорость проникновения проявителя в эмульсию меньше, чем скорость его действия, а при более низкой — время проникновения чрезмерно удлиняется<sup>103—105</sup>.

Проявление. После того как эмульсия пропиталась холодным проявителем, температура поднимается для того, чтобы начался процесс проявления. При этом необходимо, чтобы свежий проявитель не входил в эмульсию, так как это привело бы к неравномерному проявлению. В настоящее время используется три метода: разбавление проявителя, сухое проявление и механическая защита поверхности эмульсии. Первый из них требует крайне быстрого регулирования концентрации проявителя для предотвращения диффузии свежего проявителя в эмульсию и обратно. Практически обычно используется смесь одной части проявителя с концентрацией, при которой происходило насыщение пластинок холодным проявителем, с двумя частями дистиллированной воды. Этот способ прост в осуществлении, но непригоден для точных работ. При сухом проявлении<sup>99, 100</sup> пластинки вынимаются из ванны с проявителем, излишек раствора с их поверхности удаляется фильтровальной бумагой или другим поглощающим материалом и затем выдерживаются нужное время при выбранной для проявления температуре. Пластины помещают стеклом вниз на нагретую поверхность при хорошем тепловом контакте. Сухое проявление можно вести при температуре от  $25$  до  $35^{\circ}\text{C}$ , что значительно уменьшает время, обычно необходимое на этой стадии (при проявлении в самом растворе выдерживается температура  $\sim 20^{\circ}\text{C}$ ). Этот способ исключает перепроявление верхних слоёв эмульсии, но на поверхности эмульсии может произойти окисление проявителя, приводящее к недопроявлению. Такого окисления можно избежать, если нагревание пластинок проводить в атмосфере инертного газа. В третьем методе поверхность эмульсии защищается стеклянными пластинками, покрытыми воском для предотвращения прилипания их к эмульсии, или покрывается маслом. В последнем случае перед погружением пластинки в стоп-ванну масло необходимо тщательно удалить.



При обработке эмульсий большой толщины (больше 1 мм) необходимо применять дополнительные методы сдерживания действия проявителя до полного проникновения его в эмульсию. Помимо дальнейшего уменьшения температуры, допустимого при использовании незамерзающих растворов, можно также вводить в проявитель больше бромидов, который замедляет действие проявителя, соответственно увеличивая время проявления. Тот же эффект даёт изменение *pH*: время проявления увеличивается с увеличением кислотности раствора. Амидоловые проявители для этого особенно пригодны, так как работают в кислой среде<sup>101</sup>.

Некоторые инструкции проявления в растворе и сухим методом с соответствующими рецептами приведены в таблицах XIII, XV и XVI.

Таблица XV

Способ проявления эмульсий толщиной 100 и 200 м, рекомендованный фирмой Истмэн-Кодак

Процедура	Температура, °C	Время
Пропитка проявителем (D19, разведённый 1:1) . . . . .	5	30 мин.
Проявление (с добавлением двух частей воды при 20° C) . . . . .	20	30 мин.
Кислая стоп-ванна (2%, перемешивание при помощи пробулькивания азота)	5	30 мин.
Пропитка раствором фиксажа (30% гипосульфит) . . . . .	5	15 мин.
Фиксирование (перемешивание при помощи пробулькивания азота) . .	20	На 5 мин. дольше времени проявления
Промывка (проточная вода) . . . . .	10	Минимум 1 час

Сетка. Сетчатый узор является следствием искажения эмульсии из-за неравномерного разбухания или сжатия желатины. При проявлении ядерных эмульсий сетка обычно появляется при перенесении пластинок из холодных растворов в растворы с более высокой температурой, без выдерживания их при промежуточной температуре. Сетка представляет собой видимое изображение, возникающее вследствие образования складок на поверхности эмульсии<sup>27</sup> и перемещения частичек серебра, имеющих тенденцию концентрироваться на гребнях складок желатины. Будучи резко выраженным это явление приводит пластинку в негодность, но даже

Таблица XVI

Способ проявления эмульсий толщиной 400 и 600  $\mu$ <sup>98</sup>

Процедура	Температура, °C	Время
Предварительное насыщение водой (дистиллированная вода) . . . . .	Постепенное снижение от комнатной температуры до 5	100 мин.
Насыщение проявителем (амидол (b))		100 мин.
Сухое проявление . . . . .	5	20 мин.
Сухое охлаждение . . . . .	23	5 мин.
Кислая стоп-ванна (1%) . . . . .	23 → 8	100 мин.
Удаление поверхностного осадка . .	5	—
Фиксирование:	—	—
просветление . . . . .	5	18 часов.
разбавление раствора . . . . .	5	24 часа
Промывка . . . . .	5	24 часа
Пластифицирующий раствор (10% раствор глицерина) . . . . .	5	30 мин.
Сушка (относительная влажность 100% → 50%) . . . . .	21	7 дней

умеренная сетка ухудшает точность измерения следов. Постепенное увеличение температуры раствора или использование достаточного количества промежуточных ванн даёт возможность избежать такого искажения.

### III. 3. Диффузия проявителя

Диффузия проявителей в ядерные эмульсии очень подробно исследовалась бристольской группой<sup>99</sup>. Эксперименты, выполненные с эмульсией Илфорд G5 различных толщин и с четырьмя различными проявителями при предварительном насыщении дистиллированной водой и без насыщения, установили количественную основу для процесса проявления температурным методом. Для определения времени диффузии эмульсии экспонировались со стороны стеклянной подложки таким образом, чтобы получить изображение только вблизи стекла в слое  $\sim 3 \mu$ . Затем эмульсии проявлялись, и за время диффузии принималось время, необходимое для получения изображения.

Номинальные и действительные толщины эмульсии до проявления приведены в таблице XVII. Предварительное насыщение дистиллированной водой во всех случаях проводилось в течение

трёх часов и во всех случаях время диффузии проявителя значительно уменьшалось. Результаты, полученные для времени диффузии ряда проявителей (азол, D19b, амидол (а) и амидол с бисульфитом) при 20° С даны в таблице XVIII для двух опытов: с предварительным насыщением водой и без такого насыщения.

Отношение средних времён диффузии проявителя в этих двух опытах оказалось равным: для азола — 1,34, для D19b — 1,70, для амидола — 1,86 и для амидола с бисульфитом — 1,65. Измерения времени диффузии для эмульсий, подвергавшихся предварительному насыщению водой при температуре 5, 10 и 15° С, проводились только с азолом, D19b и амидолом, так как амидол и амидол с бисульфитом при 20° С имеют фактически одинаковое время диффузии. Результаты приведены в таблице XIX, в которую для сравнения включены также результаты измерений при 20° С. На основании этих опытов для времени диффузии получена формула

$$T = kt^x, \quad (III, 1)$$

где  $T$  — время диффузии,  $t$  — толщина эмульсии,  $x$  — число  $\sim 1,4$  и  $k$  — константа, зависящая от проявителя и температуры.

Таблица XVIII

Время диффузии различных проявителей при 20° С с предварительным насыщением эмульсии водой и без него

Проявитель	Толщина эмульсии в микронах						
	105	230	260	400	675	720	1050
Азол							
с предварит. насыщением . . . . .	4,5	17	22	38	96	96	210
без него . . . . .	6	21	27	50	138	123	330
D19b							
с предварит. насыщением . . . . .	3,5	9,5	14,5	21	50	64	140
без него . . . . .	5	12	20	37	110	125	270
Амидол							
с предварит. насыщением . . . . .	1,5	6	8,5	12	26	26	58
без него . . . . .	3,5	9,5	11,5	22	49	52	120
Амидол с бисульфитом							
с предварит. насыщением . . . . .	2	6,5	8	12	25	25	55
без него . . . . .	2	8,5	10	20,5	53	46	110

Таблица XVII

Толщина эмульсий (в микронах)

Номинальная	Фактическая
100	105
200	230
300	260
400	400
600	675
800	720
1000	1050

### III. 4. Проявление методом двух ванн

В другом способе проявления, который также пригоден для толстых эмульсий, используется два раствора проявителя<sup>106</sup>. Первый раствор состоит из проявляющих агентов без щёлочи, вследствие чего проявитель, диффундируя в эмульсию, не производит действия. Вторая ванна, содержащая избыток щёлочи, вызывает проявление. Этот метод требует, чтобы скорость проникновения изменения  $pH$  в глубь эмульсии превышала скорость диффузии самого проявителя — условие, которое в действительности не выполняется<sup>99</sup>. Однако для эмульсий  $\sim 400 \mu$  метод двух ванн исключает возможность появления сетки, которая часто образуется при температурном проявлении, если не приняты соответствующие меры предосторожности. Детали метода двух ванн приведены в таблице XX.

Таблица XIX

Время диффузии различных проявителей в эмульсиях, предварительно пропитанных дистиллированной водой при температурах 5, 10, 15 и 20 С

Проявитель	Температура, °С	Толщина эмульсии в микронах						
		105	230	260	400	675	720	1050
Азол	5	11	45	50	100	270	300	300
	10	8,5	27	34	70	185	208	210
	15	8,5	25	30	63	145	150	210
	20	4,5	17	22	38	96	96	210
D19b	5	6	21	27	58	165	172	270
	10	5	16,5	19	37	108	115	210
	15	4	12	17	27	72	68	220
	20	3,5	9,5	14,5	21	50	64	140
Амидол	5	5	16	20	37	80	84	190
	10	3,5	11	13,5	22	51	53,5	110
	15	3	8	11,5	18	37,5	45	95
	20	1,5	6	8,5	12	26	26	58

Искажения, возникающие при обработке. В ряде случаев применения ядерных эмульсий важно отсутствие каких-либо искажений; иногда это даже важнее, чем равномерность проявления по глубине. Это, например, имеет место в случае магнитного отклонения частиц в воздушном зазоре между двумя пластинками (раздел IV. 6). Температурный метод проявления толстых эмульсий, дающий сравнительно равномерное проявление по глубине, приводит, однако, к большим искажениям<sup>107</sup>. Это может быть отне-

Таблица XX

## Проявление методом двух ванн

Раствор А	
Метол . . . . .	1,1 г
Сульфит натрия . . . . .	24,0 г
Гидрохинон . . . . .	4,4 г
Бромистый калий . . . . .	2,0 г
Дистиллированная вода . . . . .	до 2 л
Раствор В	
Проявитель D19 . . . . .	400 см <sup>3</sup>
Дистиллированная вода . . . . .	1600 см <sup>3</sup>
Сода . . . . .	16 г

Процедура проявления:

1. Предварительное насыщение дистиллированной водой — 10 мин.
2. Раствор А — 30 мин. (слабое перемешивание).
3. Раствор В — 30 мин. (без перемешивания).
4. 2%-ный раствор уксусной кислоты — 15 мин. (с перемешиванием).
5. Фиксирование — фиксаж Истмэн F5, 6—8 часов при 74° F (перемешивание).
6. Промывка в проточной воде — 2 часа.

сено за счёт толчков, испытываемых эмульсией вследствие изменения температуры на различных ступенях обработки. Толчки эти хотя и могут быть сведены к минимуму осторожным нагреванием, но не могут быть уничтожены полностью. Метод двух ванн вследствие постоянства температуры даёт гораздо меньшие искажения, но при этом получается увеличенная плотность фоновых и поверхностных зёрен. Это очень затрудняет точное определение точек входа следов частиц в эмульсию, и, конечно, во избежание искажений эмульсию нельзя протирать для уничтожения поверхностного осадка. Барбур<sup>107</sup> нашёл, что использование более разбавленного проявителя при более низкой, чем обычно, температуре снижает искажения до минимума и в то же время не ведёт к возникновению слишком большого градиента проявления. Для проявления эмульсий толщиной 200  $\mu$  проявителем D19, разбавленным в отношении 4:1, при 18° C требовалось около 55 минут, причём время диффузии, оказывается, занимает меньшую часть общего времени пребывания пластинки в проявителе, чем в случае более концентрированного раствора при 20° C.

## III. 5. Плёнки

Обработка плёнок, т. е. ядерной эмульсии без стеклянной подложки, имеет некоторые особенности благодаря заметному (~25%) боковому разбуханию плёнок при погружении в раствор.

что впоследствии может привести к сильным искажениям. Кроме того, разбухшая эмульсия крайне слаба и с ней следует обращаться осторожно, не допуская прилипания к стенкам сосуда. Обычно при проявлении один конец плёнки поддерживается зажимом из нержавеющей стали.

Способ обработки 250  $\mu$  плёнок фирмы Истмэн-Кодак приведён в таблице XXI. После того как промывка полностью закончена, плёнки помещаются на стеклянные пластинки несколько больших размеров, чем сами плёнки. Эти пластинки должны быть покрыты желатиной; можно использовать либо специальные пластинки, поставляемые фабрикой, либо непроявленные, но отфиксированные и промытые ядерные фотопластинки. Плёнки на такой стеклянной подложке помещаются в рефрижиратор

Таблица XXI

Проявление 250  $\mu$  плёнок фирмы Истмэн-Кодак

Процедура	Температура, °C	Время
Насыщение проявителем (ID19b) . . . . .	5	10 мин.
Проявление (с добавлением двух частей воды при 20° C) . . . . .	20	10 мин.
Кислая стоп-ванна (2%, перемешивание) . .	5	10 мин.
Фиксирование (30% раствор гипосульфита)		
насыщение раствором . . . . .	5	10 мин.
фиксирование . . . . .	20	На 5 мин. больше времени прояснения
промывка . . . . .	15	Время фиксирования
Другой способ		
Проявление (D19b) (перемешивание) . . . .	20	8 мин.
Кислая стоп-ванна (2%, перемешивание) . .	20	5 мин.
Фиксирование (30% раствор гипосульфита, перемешивание) . . . . .	20	Удвоенное время прояснения
Промывка . . . . .	15	Время фиксирования

и держатся в нём до тех пор, пока затвердеют. Затем проводится сушка при 20° C.

При другом способе обработки<sup>98</sup> плёнки монтируются на стеклянной подложке до проявления. Смонтированные плёнки затем обрабатываются точно так же, как обычные пластинки с соответствующей толщиной эмульсии. Конечно, при этом способе теряется преимущество быстрого проявления и фиксирования, возможное с плёнками, вследствие проникновения растворов с обеих сторон, но при этом значительно уменьшаются искажения.

III. 6. Усадка

Высокая концентрация бромистого серебра в ядерных эмульсиях приводит к значительному уменьшению толщины эмульсии после фиксирования, при котором удаляется непроявленное серебро. Если отношение между толщинами эмульсии до и после обработки — «коэффициент усадки» — известно, для поправок на этот эффект при определении длины следа можно использовать формулу

$$R = [Y^2 + (SZ)^2]^{1/2}, \quad (III, 2)$$

которая выражает начальную (то-есть до обработки) длину  $R$  следа через  $S$  — коэффициент усадки и  $Y$  и  $Z$  — горизонтальную и вертикальную компоненты измеренной длины следа после обработки эмульсии. Отклонения от этого соотношения наблюдаются для следов тяжёлых частиц, идущих под большими углами ( $> 25^\circ$ ) к плоскости эмульсии<sup>103, 102</sup>. Такие следы обнаруживают значительно меньшее относительное уменьшение угла, чем следы, идущие под меньшими углами.

Это иллюстрирует рис. 27, на котором приведена зависимость вычисленной длины следа от угла для следов тритон +  $\alpha$ -частица из расщеплений  $Li$  в эмульсии С2 (раздел IV. 3). Трудность перемещения зёрен, которые в процессе усадки приходят в соприкосновение друг с другом и в дальнейшем препятствуют перемещению окружающей их желатины, является наиболее вероятным объяснением этого эффекта. Для критического угла  $\theta_0$ , после которого появляются отклонения от уравнения (III, 2), Ротблат и Тэй<sup>109</sup> дают уравнение

$$\cos \theta_0 = \left[ \frac{S^2 - \left\{ \frac{R}{R-l} \right\}^2}{S^2 - 1} \right]^{1/2}, \quad (III, 3)$$

где  $R$  — пробег, а  $l$  — суммарная длина просветов между зёрнами для следов, идущих параллельно поверхности эмульсии.

Коэффициент усадки. В идеальном случае коэффициент усадки определяется выражением

$$S = 1 + \frac{V_s}{V_g}, \quad (III, 4)$$

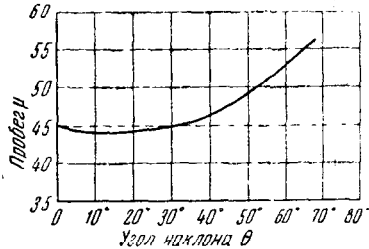
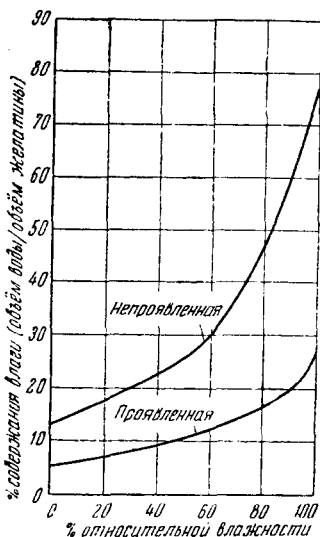


Рис. 27. Зависимость рассчитанной длины следа от угла его наклона в эмульсии для следов тритон +  $\alpha$ -частица из расщепления лития медленными нейтронами<sup>109</sup>.

где  $V_s$  — объём растворимого вещества, а  $V_g$  — объём остающейся желатины. Однако необходимо учесть изменение  $S$  в зависимости от влажности при облучении эмульсии и при её исследовании после обработки, так как относительное количество влаги различно для обработанной и необработанной эмульсии. На рис. 28 приведена зависимость содержания влаги от относительной влажности в обработанной ( $a_0$ ) и необработанной ( $a_e$ ) эмульсии в виде отношения между объёмами воды и желатины. Эмпирическая формула



$$S = \frac{S_0 + 1,27a_e}{1 + a_0} \quad (\text{III}, 5)$$

даёт коэффициент усадки как функцию содержания воды в эмульсии, которое можно определить при помощи рис. 28, зная относительную влажность. Величина  $S_0$  есть коэффициент усадки для абсолютно сухой эмульсии и для эмульсий Ильфорд; он равен  $\sim 2,22$ .

Рис. 28. Зависимость содержания влаги в необработанной и обработанной эмульсиях Ильфорд от относительной влажности. Первая была рассчитана из состава эмульсии, вторая определена экспериментально<sup>109</sup>.

Экспериментально  $S$  определяется либо непосредственным измерением разницы в глубинах между верхними и нижними зёрнами фона посредством тонкой калиброванной установки микроскопа, либо методом Виньерона<sup>110</sup>. Последний, пользуясь уравнением (III, 2), измерял следы  $\alpha$ -частиц от  $\text{ThC}'$ . Так как  $R$  для этих следов постоянно, график зависимости  $Y^2$  от  $Z^2$  для следов, идущих под различными углами, должен давать прямую линию с наклоном, равным  $S^2$ .

Очень изящный и точный метод определения  $S$  с использованием

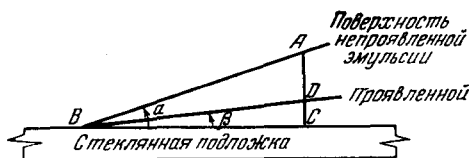


Рис. 29. Наклон клина эмульсии до и после проявления<sup>111</sup>.

явления оптической интерференции предложил Роудз<sup>111</sup>. Если эмульсию нанести на стеклянную подложку в виде клина, то угол



$\alpha$  между поверхностью эмульсии и поверхностью стекла можно очень точно определить, измеряя расстояние  $x$  между интерференционными полосами, полученными с помощью монохроматического света, отражённого от фотопластины и от плоскопараллельной пластинки из оптического стекла. После проявления угол наклона и расстояние между полосами изменятся и будут равны соответственно  $\beta$  и  $x'$ . Из рис. 29 ясно, что

$$S = \frac{AC}{DC} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta}, \quad (\text{III}, 6)$$

и так как

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda}{2x} \quad (\text{III}, 7)$$

и

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\lambda}{2x'}, \quad (\text{III}, 8)$$

где  $\lambda$  — длина волны света, то  $S$  непосредственно определяется из равенства

$$S = \frac{x'}{x}. \quad (\text{III}, 9)$$

Фактически определение расстояний  $x$  и  $x'$  проводилось одновременно на пластинке, одна часть которой подвергалась обработке, другая же оставалась непроявленной, причём линия, разделяющая эти две области, была перпендикулярна к направлению наклона клина. В результате этого исследования для эмульсий типа С2 и G5 при нормальной комнатной влажности найдено  $S = 2,38 \pm 0,04$  и  $2,65 \pm 0,07$ . Эти цифры согласуются с результатами Ретבלата. Роудз оценил также изменение  $S$  со временем хранения в насыщенной атмосфере; результаты приведены на рис. 30. При работе с космическим излучением измерение усадки возможно с помощью хорошо выравненной стопки пластинок, облучаемой в верхних слоях атмосферы. Энергичные тяжёлые частицы будут проникать через всю стопку и их угол падения может быть определён из их положений в последовательных пластинках. Этот угол и тот, который измерен в эмульсии, позволяют определить  $S$ .

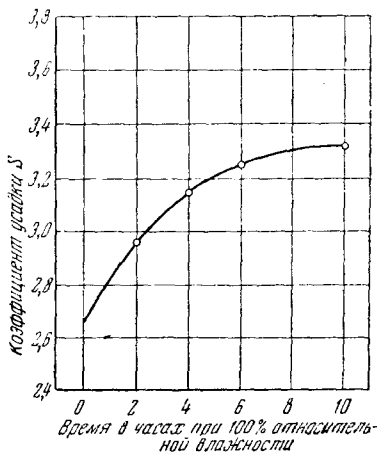


Рис. 30. Увеличение фактора усадки эмульсии Ильфорд G5 в зависимости от времени хранения при 100% относительной влажности III.

## IV. ВСПОМОГАТЕЛЬНАЯ МЕТОДИКА

## IV. 1. Уничтожение фона

В большинстве случаев необходимо уничтожить фоновые следы, обычно имеющиеся в ядерных эмульсиях до их облучения. Такие следы большей частью вызываются распадом радиоактивных загрязнений, например тория, присутствующих в эмульсии и стекле пластинки, хотя некоторый фон может быть вызван космическим излучением, если пластинки транспортировались воздухом.

Даже кратковременное хранение вблизи ускорителей, может привести к образованию значительного фона за счёт частиц отдачи, образуемых быстрыми нейтронами, а в случае электронно-чувствительных эмульсий — также за счёт  $\gamma$ -излучения.

Скрытое изображение довольно легко окисляется, и это свойство используется в различных методах уничтожения фона.

Перфилов<sup>112,113</sup> и Поуэлл<sup>63</sup> предложили для уничтожения фона метод непосредственного погружения пластинок в окисляющий раствор — хромовую кислоту с концентрацией до 2%. Этот метод эффективен в снятии фоновых следов, но при этом эмульсия становится нечувствительной к протонам и более лёгким частицам. Однако чувствительность эмульсии после обработки хромовой кислотой остаётся всё же достаточной для регистрации  $\alpha$ -частиц и осколков деления.

Более удовлетворительный метод предложили Игода и Каплан<sup>29</sup>. В этом методе в качестве окислителя используется перекись водорода, причём эмульсия выдерживается над 3%-ным раствором при 25°С. Обработка в течение 3—4 часов достаточна для 25—50-микронных эмульсий, тогда как более толстые эмульсии требуют затраты значительно большего времени. После уничтожения фона пластинки должны высушиваться осторожно, так как при очень быстрой сушке отстаёт эмульсия. Недостатком этого метода является то, что продолжительное воздействие (>15 часов) перекиси водорода на эмульсию, необходимое при обработке толстых слоёв, снижает её чувствительность. Кроме того, эта потеря чувствительности неоднородна по объёму эмульсии.

Позднее Винер и Игода<sup>114</sup> предложили в качестве окислителя использовать водяной пар как средство, эффективное в уничтожении фона и в то же время дающее минимальную потерю чувствительности. Эмульсии С2 толщиной 200  $\mu$  выдерживались в атмосфере насыщенного водяного пара при температуре 35°С. в течение 16 часов и затем в течение часа высушивались над безводным хлористым кальцием. Обработка её таким способом не сказывается на регистрации низкоэнергичных протонов и  $\alpha$ -частиц,

однако можно ожидать некоторого снижения чувствительности для более слабо ионизирующих частиц, таких, как быстрые протоны и мезоны. В настоящее время этот метод, повидимому, является наилучшим.

#### IV. 2. Ограничение времени чувствительности

Одно из основных ограничений применения ядерных эмульсий связано с их непрерывной чувствительностью. Это приводит к незнанию обстоятельств (т. е. времени и места), сопутствующих регистрации отдельного явления. Например, при исследовании космического излучения в верхних слоях атмосферы при помощи пластинок точное время и высота, на которой произошло данное событие, не могут быть определены, хотя конечно, различия в частоте возникновения отдельных явлений при различных обстоятельствах можно получить на статистической основе. Действительно, поскольку эмульсия сохраняет все случаи, зарегистрированные в ней с момента изготовления до проявления, обычно невозможно другим, не основанным на вероятности методом определить, произошли ли интересующие нас случаи в период исследования. Ввиду этих обстоятельств большое значение имеет развитие методов, позволяющих ограничить время чувствительности ядерных эмульсий.

Термические методы. Термические методы контроля времени чувствительности, основанные на изменении чувствительности эмульсии с температурой (раздел I. 4), давно известны<sup>18</sup>, но они имеют ограниченную применимость. В основном это связано с тем, что минимальная чувствительность эмульсии, достижимая в лабораторных условиях с применением жидкого азота, составляет только  $\frac{1}{3}$  от чувствительности при оптимальной температуре экспозиции 20°С; более чувствительные эмульсии (Ильфорд G5, Кодак NT4, Истмэн NTB3) при низких температурах снижают чувствительность ещё меньше. Из этого ясно, что термические методы не могут служить эффективным средством контроля времени облучения.

Метод снижения чувствительности. Другой метод<sup>115</sup> основан на зависимости действия некоторых веществ, снижающих чувствительность эмульсии, от концентрации кислорода<sup>116</sup>. Красители, применяемые для этой цели, повидимому, действуют как катализаторы для кислорода в его реакции с зёрнами бромистого серебра эмульсии и способны предотвратить образование скрытого изображения, но недостаточны для уничтожения уже имеющегося скрытого изображения. Эти десенсибилизаторы (феносафранин, пинакриптол жёлтый и пинакриптол зелёный), вероятно, конкурируют с центрами чувствительности

зёрен бромида в захвате электронов, испущенных при облучении. Предварительное исследование показывает, что этот метод может быть успешно использован для ограничения чувствительности, причём эмульсия, десенсибилизированная этим способом, экспонируется либо при пониженном давлении воздуха, либо в атмосфере инертного газа. Однако для широкого практического использования этого метода необходимы дальнейшие количественные исследования.

#### IV. 3. Детектирование нейтронов

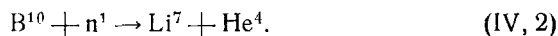
Нейтроны, будучи незаряженными частицами, не регистрируются ядерными эмульсиями непосредственно. Однако они могут быть зарегистрированы косвенно по протонам отдачи или по характерным реакциям, происходящим при взаимодействии нейтронов с элементами, специально введёнными в эмульсию.

Другой метод с применением обычных фотоэмульсий разработан Кальманом<sup>117</sup>. Этот метод основан на образовании сильно ионизирующих частиц, таких, как тритоны и  $\alpha$ -частицы, при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами  $\text{Li}^6$  или  $\text{B}^{10}$  (см. ниже); эти частицы затем активируют подходящие фосфоры, свет от которых регистрируется фотопластинкой. Лучшее расположение для этой цели представляет собой эмульсию, покрытую слоем фосфора, тонкой плёнкой алюминиевой фольги для отражения большей части света флуоресценции в эмульсию и слоем  $\text{Li}$  или  $\text{B}$ . В случае быстрых нейтронов последний слой может быть заменён слоем парафина, в котором образуются протоны отдачи, активирующие фосфор.

Медленные нейтроны. Для детектирования медленных нейтронов можно использовать несколько реакций, вводя в эмульсию соединения подходящих элементов (см. раздел IV. 5). Наиболее часто используются две реакции:



и



Расщепление  $\text{Li}^6$  даёт характерные следы  $\sim 40 \mu$  длиной, вызванные  $\alpha$ -частицей и тритоном, разлетающимися в противоположных направлениях<sup>15, 118, 119</sup>. Эти следы необычны тем, что плотность зёрен в них возрастает в обоих направлениях от точки ( $\sim 6 \mu$  от одного конца), соответствующей местоположению промежуточного ядра  $\text{B}^{11*}$ . Распределение по пробегам частиц распада от этой реакции для эмульсии Ильффорд С2 приведено на рис. 31<sup>119</sup>.

Следы  $\alpha$ -частиц от реакции  $\text{B}^{10}$  менее заметны, чем от расщепления  $\text{Li}^6$ , причём большинство имеет длину около  $4 \mu$  в

соответствии с энергией 1,6 Мэв; ядро же лития с энергией 0,9 Мэв имеет очень короткий пробег благодаря его сравнительно большой массе. Однако сечение реакции с бором в несколько раз больше, чем сечение реакции с литием, и поэтому она более пригодна для исследования интенсивности медленных нейтронов. На рис. 32 приведено распределение по пробегам в эмульсии С2 для

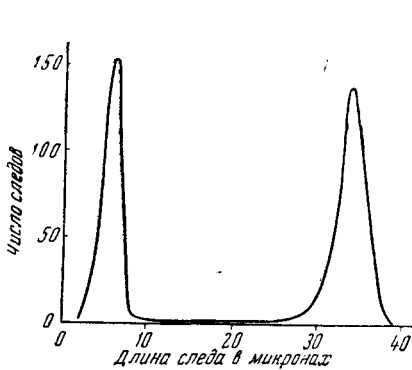


Рис. 31. Распределение по пробегам  $\alpha$ -частиц (более короткие следы) и тритонов из реакции расщепления  $\text{Li}^6$  медленными нейтронами в эмульсии Ильффорд С2 <sup>119</sup>.

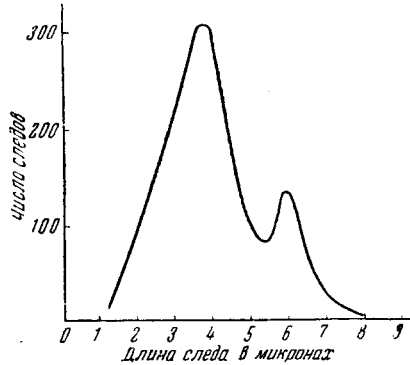


Рис. 32. Распределение по пробегам  $\alpha$ -частиц от расщепления  $\text{B}^{10}$  медленными нейтронами в эмульсии Ильффорд С2 <sup>119</sup>.

$\alpha$ -частиц от  $\text{B}^{10}$ , причём то, что максимум соответствует пробегу, несколько меньшему 4  $\mu$ , связано с образованием ядра  $\text{Li}^7$  в возбуждённом состоянии.

Следует помнить, что обычно бор содержит только около 20% изотопа  $\text{B}^{10}$ , а остальную часть составляет  $\text{B}^{11}$ , который не реагирует с медленными нейтронами. Однако можно получить «обогащённый» бор, содержащий до  $\sim 96\%$   $\text{B}^{10}$ . Аналогично, обычный литий состоит из 7,5%  $\text{Li}^6$  и 92,5%  $\text{Li}^7$ ; более высокие концентрации  $\text{Li}^6$  можно также получить обогащением. Наполнение боратом лития <sup>34</sup> может быть использовано для комбинирования эффектов обеих реакций. Подробнее об этом будет сказано ниже.

Иногда используется реакция



которая даёт следы протонов около 7  $\mu$  длиной <sup>120</sup>. Применимость этого способа детекции медленных нейтронов ограничивается малым сечением этого процесса и низкой концентрацией азота в желатине эмульсии. При исследованиях с использованием этого метода эмульсии должны пропитываться соединениями, богатыми азотом (например,  $\text{NaN}_3$  <sup>121</sup>). Введение урана в эмульсию приводит

к образованию следов деления в результате захвата медленных нейтронов ядром  $U^{235, 122}$ . Можно также облучать тонкие урановые фольги, наложенные на эмульсию<sup>123</sup>.

**Быстрые нейтроны.** Быстрые нейтроны можно детектировать по протонам отдачи, возникающим при столкновениях нейтронов с атомами водорода эмульсии<sup>64, 119, 124–129</sup>. Энергия, передаваемая нейтронами при столкновениях более тяжёлым ядрам, недостаточна, чтобы эти ядра могли образовать видимые следы. Это видно из зависимости энергии отдачи  $E$  от начальной энергии нейтронов  $E_n$ , угла  $\theta$  между направлением отдачи и направлением движения падающего нейтрона и от массового числа  $M$  ядра отдачи (здесь предполагается, что вначале оно покоится):

$$E = \left[ \frac{4M}{(1+M)^2} \right] (E_n \cos^2 \theta). \quad (IV, 4)$$

Максимальное значение  $E$  соответствует  $\theta = 0$  (лобовой удар):

$$E = \frac{4M}{(1+M)^2} E_n. \quad (IV, 5)$$

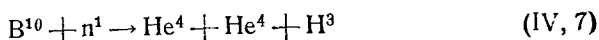
Полная передача энергии,  $E = E_n$ , возможна только при  $M = 1$ , т. е. для столкновений нейтрон — протон. Возможность столкновений нейтрон — нейтрон в данном случае отсутствует. Таким образом, оказывается, что энергии отдачи для более тяжёлых ядер, присутствующих в эмульсии, будут гораздо меньше, чем для водорода, и, следовательно, почти все наблюдаемые следы отдачи будут вызваны последним. Энергии протонов отдачи связаны с начальной энергией нейтронов соотношением

$$E = E_n \cos^2 \theta, \quad (IV, 6)$$

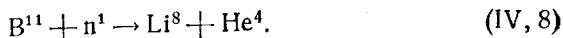
причём средняя потеря энергии в каждом столкновении равна  $1/e$ , или около 0,37.

При исследовании следов отдачи следует помнить, что нейтроны могут рассеиваться на малые углы тяжёлыми ядрами, фактически сохраняя свою начальную энергию. Такие нейтроны будут давать протоны отдачи с энергией, большей, чем это следует из наблюдаемых значений  $\theta$ . Если такие протоны рассматриваются как возникающие от столкновений с нерассеянными нейтронами, в определении энергии нейтронов можно допустить некоторую ошибку. Поэтому при исследовании энергетического спектра нейтронов выгодно иметь возможность использовать источник протонов отдачи, находящийся вне эмульсии, служащей детектором. При этом можно выбрать подходящую геометрию опыта, позволяющую однозначное определение энергии. Пример расположения опыта с использованием тонкого полиэтиленового рассеивателя приведён на рис. 33<sup>119</sup>. Кроме того, такой метод сильно облегчает просмотр, так как должна исследоваться только поверхность эмульсии

Эмульсии, наполненные бором, могут также служить для детекции быстрых нейтронов. При этом используются реакции

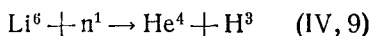


и



$\alpha$ -частицы и тритон из реакции с  $\text{B}^{10}$  образуют трёхлучевую звезду, суммарная энергия частиц которой приблизительно равна энергии нейтрона<sup>65</sup>. Случаи с  $\text{B}^{11}$  могут идентифицироваться по «литиевым молоткам», образующимся при распаде  $\text{Li}^8$ <sup>130</sup>. Энергия первоначально испущенной  $\alpha$ -частицы равна 5,4 Мэв, ядра  $\text{Li}^8$  — 1,7 Мэв, а суммарная энергия обеих  $\alpha$ -частиц, образующихся в результате распада  $\text{Li}^8$ , — 2,6 Мэв. Если используются электронно-чувствительные эмульсии, можно наблюдать также  $\beta$ -распад  $\text{Li}^8$  на  $\text{Be}^8$  до образования  $\alpha$ -частиц.

Исследовалась возможность применения реакции



для детекции как быстрых, так и медленных нейтронов<sup>131, 132</sup>. Основное преимущество этого способа состоит в том, что он не требует коллимирования нейтронного пучка. Сечение расщепления  $\text{Li}^6$  быстрыми нейтронами составляет только около  $0,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , т. е. в 10 раз меньше, чем сечение образования протонов отдачи, но наполнение эмульсий литием, имеющим большее процентное содержание  $\text{Li}^6$ , чем обычный литий, отчасти компенсирует этот недостаток. Идентификация следов  $\alpha$ -частиц и тритонов может производиться обычными методами. На практике измеряются сумма длин обоих следов и угол  $\theta$  между ними. Энергия падающего нейтрона определяется затем из кривых, аналогичных приведённым на рис. 34, которые дают энергию нейтрона как функцию полной длины следов для различных значений  $\theta$ . Для любой данной энергии нейтрона имеется два возможных полных пробега, соответствующих случаям, в которых большую часть

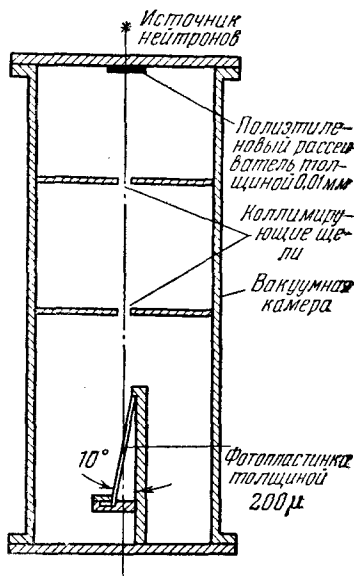


Рис. 33. Схема опыта для определения энергетических спектров нейтронов<sup>119</sup>.

энергии получает либо тритон (больший полный пробег), либо  $\alpha$ -частица (меньший пробег). Кривые рис. 34, полученные для

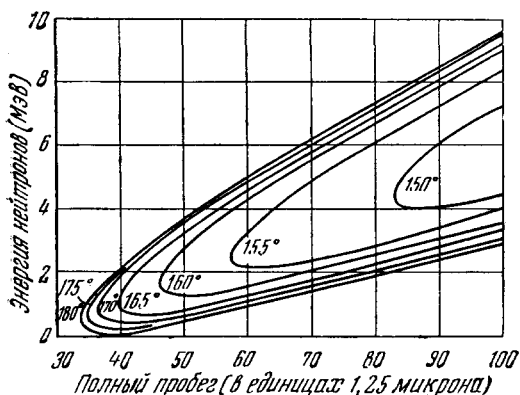


Рис. 34. Энергия нейтронов в зависимости от полного пробега в-эмульсии (в единицах 1,25  $\mu$ )  $\alpha$ -частицы и тритона, образованных при расщеплении  $\text{Li}^6$ , для различных углов  $\theta$  <sup>131</sup>.

эмульсий типа Илфорд С2 и Истмэн-Кодак NTA, могут быть с соответствующими поправками использованы для эмульсий другой тормозной способности.

#### IV. 4. Спектры $\gamma$ -лучей

Фоторасщепление дейтерона даёт удобный и очень точный метод определения энергетического спектра  $\gamma$ -лучей с помощью эмульсий, наполненных дейтерием <sup>36, 67, 124, 133–139</sup>. Энергия фотона определяется суммой энергий протона и нейтрона, образованных при реакции, и энергии связи дейтерона. Так как энергии протона и нейтрона равны, знание только энергии протона является достаточным. О наполнении эмульсий дейтерием подробнее будет сказано в разделе IV. 5.

Более точное определение энергии возможно, если известно направление пучка  $\gamma$ -лучей, как, например, при измерении спектра бетатрона. Крон и Шредер <sup>67</sup> для энергии фотона  $E$  дали формулу

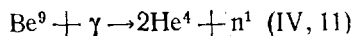
$$E = \frac{2E_p + W}{1 - \frac{2E_p}{m_1c^2} + \left(\frac{4E_p}{m_1c^2}\right)^{1/2} \cos \theta}, \quad (\text{IV, 10})$$

где  $E_p$  — энергия протона, определённая из его пробега в эмульсии,  $\theta$  — угол между направлениями следа протона и пучка  $\gamma$ -лу-

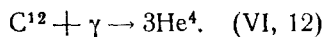


чей,  $m_1$  — масса дейтерона и  $W = (m_2 + m_3 + m_1)c^2$ , где  $m_2$  и  $m_3$  — массы протона и нейтрона. Серия кривых зависимости  $E$  от  $\theta$  для постоянных  $E_p$  приведена на рис. 35. По этим кривым можно определить  $E$ , зная угол и энергию фотопрона.

Существует несколько других процессов ядерного фоторасщепления, которые можно использовать для определения энергии  $\gamma$ -лучей, хотя в большинстве случаев они идут с большим поглощением энергии и имеют относительно малое сечение. В частности, для этой цели предложены две следующие реакции <sup>34</sup>:



и



То, что приведённый ход первой реакции более вероятен, чем испускание фотонейтрона с образованием остаточного ядра  $\text{Be}^8$ , показали Глюкауф и Ренет <sup>140</sup>. Для расщепления  $\text{C}^{12}$  требуется 7,16 Мэв, и в результате образуются трёхлучевые звёзды  $\alpha$ -частиц <sup>141</sup>.

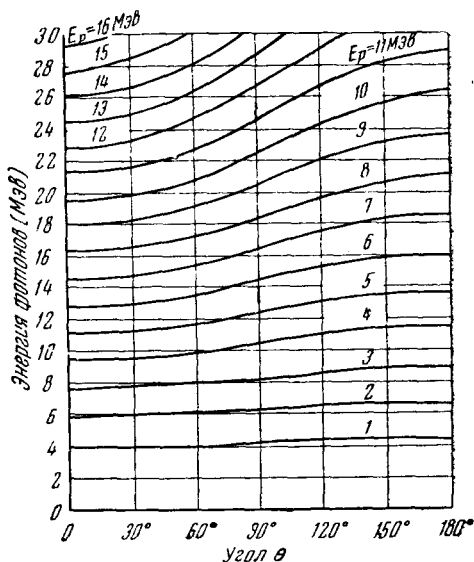


Рис. 35. Зависимость кинетической энергии протонов от энергии фотона и угла при фоторасщеплении дейтерона <sup>87</sup>.

#### IV. 5. Наполнение

Область применения ядерных эмульсий можно значительно расширить, вводя в них определённые элементы, свойства которых желательно изучить. Этот метод даёт удобное средство исследования радиоактивности долгоживущих  $\alpha$ -излучателей, например самария, а также даёт возможность детектировать нейтроны, загружая эмульсию литием или бором. Некоторые вопросы, связанные с наполнением, рассмотрены Игодой <sup>34</sup>.

**Общие положения.** Наполнение данным веществом обычно производится путём погружения эмульсии в соответствующий раствор на время, зависящее от концентрации вещества в растворе, желаемой концентрации его в эмульсии, толщины эмульсии и температуры. За этим следует очень короткая промывка водой с целью удаления остатков раствора с поверхности эмульсии и

затем пластинки просушиваются в свободной от пыли атмосфере. Точное количество поглощённого вещества можно определить либо анализом наполненной эмульсии, либо (зная концентрацию раствора) измерением объема раствора, поглощённого эмульсией.

Другой метод, обычно дающий менее однородное распределение вводимого вещества, состоит в нанесении некоторого количества раствора на поверхность эмульсии и испарении его до высушивания. Преимуществом такого метода является то, что точно известно количество введённого вещества и расходуется минимум раствора. Например, для  $40 \text{ см}^2$  поверхности эмульсии достаточно  $\sim 1 \text{ см}^3$  раствора. При этом желательно использовать легко испаряющийся растворитель, например спирт, чтобы испарение происходило быстрее, и иногда небольшие количества смачивающего агента для более однородного покрытия.

Некоторые вещества, например ионы хрома и уранила, имеют тенденцию уменьшить чувствительность эмульсии, в которую они введены<sup>142, 143</sup>. Тяжёлые ионы, например, свинца и висмута также дают частичное уменьшение чувствительности<sup>144</sup>. Если изучаются свойства элемента, излучающего  $\alpha$ -частицы, то отсутствие чувствительности эмульсии к слабее ионизирующим частицам не очень существенно, однако при загрузке веществами, снижающими чувствительность, необходима оценка степени этого снижения. Вредных эффектов, таких, как, например, указанное снижение чувствительности, можно избежать, используя метод введения в эмульсию нерастворимых веществ (см. ниже).

Наполненные эмульсии промышленного изготовления. Эмульсии могут быть наполнены различными веществами в процессе их изготовления. Так, эмульсии Ильффорд типов В2, С2 и Е1 наполняются либо литием, либо бором, а эмульсии С2 также висмутом. Таблица XXII даёт состав наполненных эмульсий Ильффорд в граммах каждого элемента на  $1 \text{ см}^3$ . Эти цифры отно-

Таблица XXII  
Состав эмульсий типа Ильффорд с наполнением в г/см<sup>3</sup>

Элемент	Введённое вещество			Элемент	Введённое вещество		
	Li	B	Bi		Li	B	Bi
Серебро . . . . .	1,84	1,77	1,39	Сера . . . . .	0,038	0,010	0,002
Бром . . . . .	1,35	1,28	1,01	Азот . . . . .	0,083	0,064	0,062
Иод . . . . .	0,053	0,047	0,039	Литий . . . . .	0,016	...	...
Углерод . . . . .	0,27	0,26	0,33	Натрий . . . . .	...	0,025	0,06
Водород . . . . .	0,047	0,053	0,047	Бор . . . . .	...	0,023	...
Кислород . . . . .	0,29	0,32	0,43	Висмут . . . . .	...	...	0,27

сятся к 50% относительной влажности и температуре 20° С; для других сильно отличающихся значений влажности эти цифры будут несколько меняться. Имеются также эмульсии Истмэн-Кодак типов NTA и NTB, наполненные литием или бором, причём приблизительное количество элемента на 1 см<sup>3</sup> указывается для каждой пачки пластинок. Изготовление эмульсий, наполненных бериллием, прекращено вследствие его токсических свойств.

Наполнение дейтерием. Дейтерий можно ввести в эмульсии, наполняя их нитратом кальция (Ca(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>), содержащим тяжёлую воду кристаллизации <sup>133</sup>. При этом может быть достигнута концентрация D<sub>2</sub>O, равная 6% по весу. Фирма Ильфорд поставляет пластинки, наполненные стабильным соединением дейтерия. Однако гораздо больших концентраций можно достигнуть, погружая эмульсию непосредственно в D<sub>2</sub>O и облучая её во влажном состоянии. При этом можно получить концентрации D<sub>2</sub>O от 30 до 80% по весу. При поглощении около 0,5 г D<sub>2</sub>O на 0,2 см<sup>3</sup> эмульсия разбухает примерно в 3,5 раза от своей начальной толщины. Кривые удельной потери энергии и кривые пробег — энергия для влажных эмульсий, конечно, отличаются от соответствующих кривых, полученных при обычных условиях. В разделе II.3 обсуждались различные поправки для влажных эмульсий; эти результаты можно применить также для случая пропитки D<sub>2</sub>O. Цифры, полученные на основе объёмных соотношений, одинаковы для H<sub>2</sub>O и D<sub>2</sub>O, однако больший вес тяжёлой воды делает необходимым введение подходящего переходного коэффициента, если используются весовые соотношения.

Наполнение боратом лития. Различные преимущества литиевого и борного наполнения эмульсий с целью детекции нейтронов могут быть объединены введением в эмульсию бората лития (Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub>). Игода<sup>34</sup> подробно описал метод такого наполнения.

Таблица XXIII

Состав ванны для наполнения боратом лития

Дистиллированная вода (горячая) . .	300 см <sup>3</sup>
Борная кислота (кристаллическая) . .	60 г
Карбонат лития . . . . .	19 г
Глицерин . . . . .	20 см <sup>3</sup>
Дистиллированная вода до . . . . .	400 см <sup>3</sup>

В таблице XXIII приведён состав раствора, служащего для наполнения боратом лития. Сначала растворяется борная кислота и добавляется карбонат лития. Затем раствор охлаждается, фильтруется и разбавляется до 400 см<sup>3</sup>. Получается раствор бората лития с концентрацией 10%. Введение глицерина необходимо только для эмульсий толще ~50 м. В течение 15-минутного

пребывания в этом растворе 30-микронные пластинки поглощают  $\sim 0,24$  мг бора лития на  $1 \text{ см}^2$ .

Введение урана. Для исследования деления урана, вызываемого нейтронами, эмульсия пропитывается растворами азотнокислого или уксуснокислого уранила. Виньерон и др.<sup>145</sup> пропитывали 40-микронную эмульсию Илфорд С2 в течение 5 мин. 20%-ным раствором, затем погружали в этиловый спирт и высушивали в потоке воздуха. Грин и Ливесей<sup>146</sup> использовали растворы уксуснокислого уранила, подкислённые слабой уксусной кислотой, и приближённо определили степень снижения чувствительности при различных концентрациях. После пропитки 1%-ным раствором уксуснокислого уранила в течение времени, меняющегося от 1 часа для эмульсии толщиной 20  $\mu$  до 12 часов для эмульсии толщиной 100  $\mu$ , в пластинках Илфорд С2 и В1 наблюдались слабые следы протонов, отчётливые следы  $\alpha$ -частиц и очень плотные следы осколков деления. 2%-ные растворы делали пластинки нечувствительными к протонам и уменьшали плотность зёрен в следах  $\alpha$ -частиц. 4%-ные растворы фактически полностью исключали возможность регистрации  $\alpha$ -частиц.

«Пироги». При пропитке вводимое вещество более или менее однородно распределяется по объёму эмульсии. В противоположность этому при изготовлении «пирогов» между слоями эмульсии вводятся тонкие слои различных веществ. Хардинг<sup>147</sup> при исследовании космического излучения использовал пластинки, состоящие из чередующихся слоёв чистой желатины и эмульсии (четыре 30-микронных слоя эмульсии разделялись тремя тонкими слоями желатины). Гудзон и Перкинс<sup>148</sup> также при исследовании космического излучения пытались ввести слои свинцового фосфата, но количество свинца, которое можно ввести таким образом, не уменьшая прозрачности эмульсии, очень мало. Использовались также металлические фольги, помещаемые между двумя пластинками, которые после облучения разъединялись для обработки и исследования<sup>149</sup>; однако этот метод имеет ограниченную область применения.

Наполнение нерастворимыми веществами. Непосредственное наполнение эмульсии нерастворимыми веществами невозможно. Однако метод изготовления «пирогов», предложенный Виньероном и Богардом<sup>150</sup>, позволяет ввести твёрдые крупинки вещества, включённые в слой желатины, между двумя слоями эмульсии. По этому методу сначала готовится суспензия из частичек подходящего размера в растворе одной части желатины в 200 частях воды и несколько капель этой суспензии затем размазывается по поверхности эмульсии. Одной капли достаточно на  $\sim 10 \text{ см}^2$  поверхности. После просушивания в вакуумной камере пластинки погружаются в водяную ванну. Затем лезвием бритвы снимается эмульсия со второй пластинки, и такая полоска эмуль-

сии под водой накладывается на первую пластинку. Для этой цели можно использовать также плёнки (раздел III.5). Изготовленный «пирог», с которого удалены излишки влаги, прогревается при  $45^{\circ}\text{C}$  в течение 4 мин. и затем высушивается при пониженном давлении. Пластинки, изготовленные таким путём, очень прочны и не требуют особого обращения или специальной обработки.

Этот метод можно использовать также для растворимых веществ и соединений, которые, будучи введены в эмульсию в виде ионов раствора, изменяют  $pH$  эмульсии, а следовательно, её чувствительность и характеристики проявления. Он особенно пригоден для изучения радиоактивных веществ; начало любого следа может быть однозначно установлено и, так как частички исследуемого элемента находятся между двумя слоями эмульсии, можно исследовать следы, идущие в любом направлении. Подобный способ применялся в некоторых экспериментах<sup>14, 151, 152</sup>.

#### IV.6. Отклонение частиц магнитным полем

Импульс заряженной частицы, проходящей через газ камеры Вильсона, определяется по искривлению следа под влиянием сильного магнитного поля. Этот способ не может быть применён к ядерным эмульсиям непосредственно, так как очень короткие пробеги частиц в эмульсии в совокупности с рассеянием требуют наличия очень высоких полей для образования измеримой кривизны (возможно в 100 и более раз выше, чем при работе с камерой Вильсона). Однако если отклонение происходит в воздушном зазоре между двумя пластинками, то для определения импульса частиц, пересекающих обе пластинки и зазор между ними, требуются поля приемлемой напряжённости<sup>107, 153–157</sup>.

Методика эксперимента. При проведении эксперимента пластинки с толщиной 100 или 200  $\mu$  жёстко укрепляются в держателе на расстоянии нескольких миллиметров друг от друга (удобно расстояние 3 мм) и помещаются между полюсами магнита. Более толстые пластинки могут дать слишком большое искажение эмульсии при проявлении. Размер пластинок должен быть больше, чем размер полюсов, так, чтобы при высушивании полезная площадь эмульсии не искажалась. Достаточен запас около 2,5 см.

При применении этого метода необходимо точно знать взаимное расположение пластинок при облучении. Для этого удобно использовать коллимированный пучок рентгеновых лучей, с помощью которого на смонтированные пластинки наносится ряд правильно расположенных меток. Барбур<sup>154</sup> в своей работе в качестве шаблона использовал свинцовую пластинку толщиной 0,75 мм с отверстиями диаметром 100  $\mu$ , расположенными на расстоянии 0,5 см друг от друга; группа Поуэлла<sup>153</sup>

использовала сетку тонких линий (приблизительно 20  $\mu$  шириной), нанесённую с помощью щели в свинцовой пластинке, которая облучалась в различных положениях.

В постоянных установках на уровне моря или горных высотах можно использовать электромагнит такой интенсивности, которая необходима для получения нужных результатов. Применялись поля до 27 500 гаусс. В экспериментах на большой высоте, проводимых с помощью самолётов или баллонов, необходим малый вес, и в этом случае приходится использовать слабые постоянные магниты. Для работы с баллонами Барбур<sup>107</sup> построил 26-килограммовый магнит с ярмом из мягкого железа и полюсами с площадью 25,9  $см^2$ , дающий поле в 13,3 тыс. гаусс в зазоре 6,25  $мм$ , с помощью которого получил удовлетворительные результаты.

Магниты для магнетронов рассчитаны на несколько тысяч гаусс; их можно использовать, если увеличить поле уменьшением площади наконечников с помощью мягкого железа. Возрастание поля до насыщения грубо пропорционально уменьшению площади, и таким путём в магнетронных магнитах можно получить поля свыше 10 000 гаусс.

Анализ следов. При просмотре пластинок местоположение различных следов наносится на большой лист бумаги вместе с метками от рентгеновых лучей. Угловые ориентации следов в плоскости эмульсии и углы наклона  $\Phi$  в глубину должны быть точно известны, чтобы можно было определить, какая пара следов в двух пластинках вызвана одной и той же частицей. Для определения  $\Phi$  необходимо знать коэффициент усадки. Подбор пар следов должен удовлетворять следующим условиям:

1. Углы наклона  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  (рис. 36) должны быть равны или очень близки.

2. Углы отклонения  $\theta_1$  и  $\theta_2$  между продолжениями следов и линией, соединяющей точки входа следов в воздушный зазор, должны быть близкими, так как траектория частицы в магнитном поле представляет собой дугу окружности.

3. Плотность зёрен следа вблизи поверхностей эмульсии должна быть одинакова. В воздушном зазоре частица теряет очень мало энергии и, таким образом, скорости потери энергии должны быть равны.

4. Расстояние  $d$  между точками входа двух следов должно быть совместимо с углами наклона  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и расстоянием между пластинками  $\delta$ .

Радиус кривизны  $\rho$  траектории частицы в воздушном зазоре можно получить из соотношения

$$\rho = \frac{d}{2 \sin \theta_1} = \frac{d}{2 \sin \theta_2}. \quad (IV, 13)$$

Однако, как указал Барбур<sup>107</sup>, для определения  $\rho$  предпочтительнее соотношение

$$\rho = \frac{d}{2 \sin \left( \frac{\alpha}{2} \right)}, \quad (IV, 14)$$

так как полное угловое искривление  $\alpha$  зависит исключительно от разницы между измеренными угловыми ориентациями частей

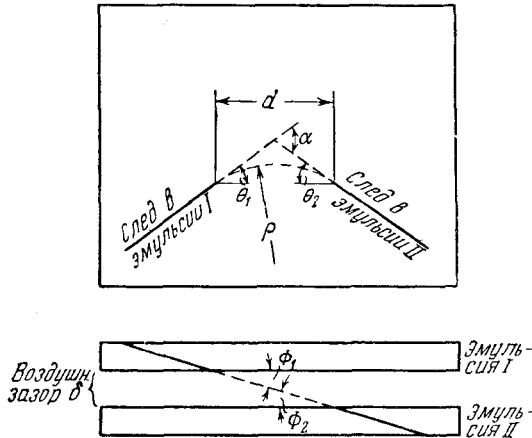


Рис. 36. Вид сверху и сбоку на «пирог», облучаемый в магнитном поле. Показан след отклонённой частицы.

следа. В отличие от измерений  $\theta$  ошибки при нанесении углов и положений не влияют на значение  $\alpha$ . Импульс  $p$  частицы находится из равенства

$$p = \frac{eH\rho}{c \cos \Phi}, \quad (IV, 15)$$

где  $H$  — напряжённость поля,  $c$  — скорость света,  $e$  — заряд электрона.

Можно определить массу  $M$  падающей частицы, если она останавливается во второй эмульсии и мы предполагаем, что её заряд равен единице. Так как

$$R = Mf(v) \quad (IV, 16)$$

и  $p = Mv$  в нерелятивистском приближении, то знание  $R$  и  $p$  позволяет исключить  $v$  и найти  $M$ . (О зависимости пробег — энергия см. раздел II. 3.) Барбур<sup>107</sup> рассчитал кривые пробег — кривизна в эмульсиях Ильфорд С2 для однозарядных частиц нескольких масс (рис. 37); кривизна  $C$  определяется из соотношения

$$C = \frac{(10^3 \cos \Phi)}{H\rho}. \quad (IV, 17)$$

Существенные ошибки, которые могут иметь место при этих измерениях, помимо ошибок в измерениях углов, вызванных искажением эмульсии (эти ошибки могут быть сведены до минимума — возможно до  $0,5^\circ$ ), связаны только с рассеянием частиц на малые углы и определением  $H$ . В случае рассеяния на большие углы в воздушном зазоре направление частицы может быть так изменено, что две части следа не будут соответствовать. Францинетти<sup>156</sup> оценил отклонение, которое

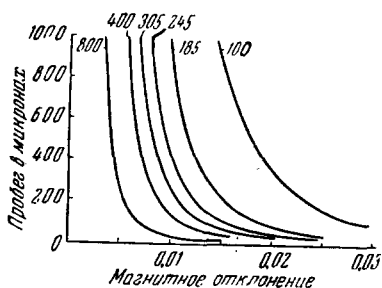


Рис. 37. Теоретические кривые пробег — кривизна в эмульсии Ильфорд С2 для однозарядных частиц различных масс<sup>107</sup>.

можно ожидать из-за рассеяния в зазоре, относительно отклонения, вызываемого магнитным полем, и во всех случаях оказалось, что неопределённость не превышает 4%. Так как рассеяние пропорционально квадратному корню из величины давления воздуха<sup>158</sup>, для высот, на которых производятся эксперименты с баллонами, этот источник ошибок совершенно пренебрежим. Конечно, существенно точно знать  $H$  и, кроме того, можно использовать только такую площадь полюсных

наконечников, в пределах которой поле однородно с точностью по крайней мере в несколько процентов.

Возможность отнести две части различных следов к траектории одной частицы сильно снижается, если плотность меньше 100 следов на  $1 \text{ см}^2$ . Францинетти рассчитал относительное число таких ложных совпадений между данным числом следов, изотропно распределённых в двух пластинках, и получил для этой величины значение  $3,3 \cdot 10^{-3}$ .

#### IV. 7. Другие методы использования пластинок

Установка для изучения рассеяния. Много ценных сведений о ядерных силах и реакциях можно получить, определяя природу и угловое распределение частиц, образованных или рассеянных при бомбардировке вещества пучком коллимированных частиц от ускорителя. В случае, когда мишень расположена в пространстве так, что допускает исследование частиц, выходящих из неё в любом направлении, пластинки можно размещать вокруг мишени, устанавливая плоскость эмульсии вдоль направления движения частиц от мишени или под некоторыми подходящими углами, позволяющими идентифицировать следы. Установка такого вида использовалась, например, Талботом<sup>159</sup> при исследовании распределения  $\alpha$ -частиц от реакции расщепления  $\text{Li}^7$  протонами. Упрощённая схема этой установки приведена



на рис. 38. Известная геометрия расположения пластинок при облучении даёт возможность определить по направлению каждого следа в эмульсии соответствующий угол его эмиссии.

Другая установка с пластинками, радиально размещёнными вокруг мишени, использовалась Вилкинсом<sup>160</sup>. В его опыте плоскость эмульсии пластинок также располагалась вдоль движения частиц, причём каждой пластинке соответствовал определённый угол рассеяния. Модификация установки такого типа была приспособлена Алредом<sup>161</sup> для работы с газовыми мишенями. При этом определение ориентации рассеянных частиц по отношению к падающему пучку для каждой пластинки достигалось с помощью щелей (рис. 39). Эта установка позволяет одновременно облучать 69 пластинок, расположенных с интервалами в  $2,5^\circ$  по области  $160^\circ$  с каждой стороны пучка. Целесообразный выбор угла  $\alpha$  определяется экспериментальными условиями. Для изучения

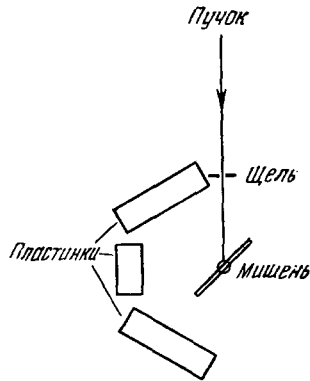


Рис. 38. Упрощённая схема размещения пластинок. Направление движения частиц от мишени параллельно плоскости эмульсии<sup>159</sup>.

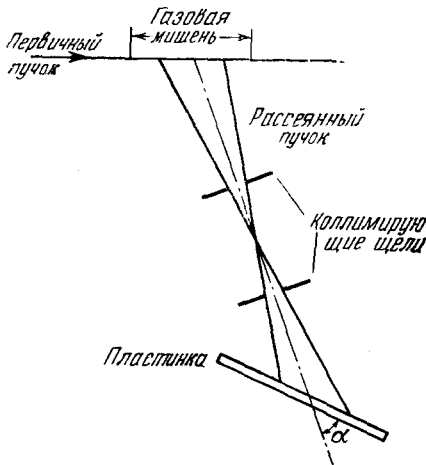


Рис. 39. Схема расположения щелей при работе с газовой мишенью<sup>161</sup>.

рассеяния были сконструированы и другие установки<sup>162-165</sup>.

Стопки пластинок. При исследованиях космического излучения обычно применяются стопки пластинок так, что при благоприятных условиях следы могут быть зарегистрированы целым рядом последовательно расположенных слоёв эмульсии. Вариант этого метода использован Братом и Петерсом<sup>70</sup> при изучении тяжёлой компоненты первичного космического излучения. Хотя счёт зёрен более точно определяет удельную потерю энергии, чем подсчёт дельта-лучей, использование этого метода невыгодно при максимальном отношении удельных ионизаций, которые могут быть оценены в пластинках данной чувствительности. Так, если некоторая частица

в пластинках данной чувствительности. Так, если некоторая частица

производит слабо различимый след, другая, имеющая примерно в 15 раз большую ионизационную способность, даст след слишком плотный для счёта зёрен. Брадт и Петерс<sup>70</sup> обошли это затруднение, применив стопки пластинок, содержащие эмульсии высокой и низкой чувствительности. Были использованы пластинки Истмэн NTB3 и NTA, причём

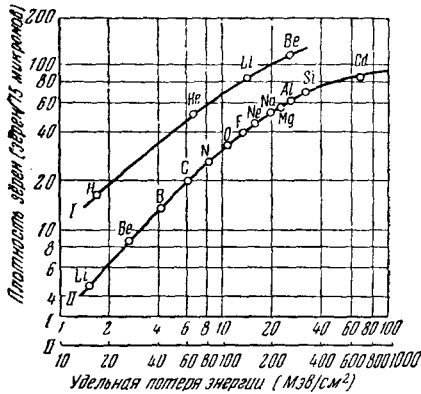


Рис. 40. Изменение плотности зёрен в зависимости от удельной потери энергии в эмульсиях Истмэн Кодак NTB3 (кривая I) и NTA (кривая II). Показана ожидаемая плотность зёрен для различных релятивистских ядер<sup>70</sup>.

первые обрабатывались обычным способом, а вторые проявлялись в D19, разведённом 1:20. На рис. 40 приведены плотности зёрен, соответствующие различным удельным потерям энергии для двух эмульсий, с указанием положений следов, вызванных различными релятивистскими ядрами. Для этой цели изготавливаются специальные пластинки, состоящие из чередующихся слоёв эмульсии Илфорд G5 и G0 (меньшая чувствительность) с толщиной слоёв 400 м для G5 и 200 м для G0. Предварительные исследования показывают, что в пластинках G0 плотность зёрен, выраженная в числе зёрен на 100 м длины следа, численно равна потере энергии в  $kэв/\mu$  до значения, равного 60, при котором становятся существенными эффекты насыщения.

сленно равна потере энергии в  $kэв/\mu$  до значения, равного 60, при котором становятся существенными эффекты насыщения.

#### IV.8. Обнаружение следов

При исследовании эмульсии с высокой плотностью фона желательно уметь установить вероятность обнаружения следов низкой удельной ионизации. Несмотря на то, что определённые пластинки могут регистрировать частицы с энергией, соответствующей минимальной ионизации, идентификация следов может быть затруднена наличием слишком плотного зернового фона. Это положение полностью аналогично зависимости слышимости отдельного звука от интенсивности фона шума. Знание зависимости видимости следа от плотности зёрен следа и фона, следовательно, полезно в оценке применимости специально проявленных пластинок для различных целей.

Прямые следы. Котес<sup>93</sup> установил, что распределение отдельных зёрен и следов и фона в основном случайно, что сводит вопрос оценки видимости следов в ядерных эмульсиях

к более общему вопросу оценки видимости линии, образуемой рядом чёрных пятен со случайно распределёнными промежутками на фоне других, случайно распределённых пятен. Берриман<sup>166</sup>, используя это положение, изготовил серию диаграмм искусственного фона различной плотности и наложением искусственных следов различной плотности определил видимость последних как функцию фона.

При изготовлении диаграмм фона использовались таблицы случайно выбранных чисел для локализации положения отдельных пятен на листе разграфлённой бумаги. В отмеченных точках штампом пробивались круглые отверстия и затем листы фотографияровались на чёрном фоне. Предполагалось, что фон состоит из сферических зёрен диаметром 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6, присутствующих в отношении 1:4:6:4:1 соответственно; размеры и относительные количества отверстий были пропорциональны этим числам. В каждой последующей диаграмме число отверстий всех серий увеличивалось на фактор  $\sim 2$  и плотность изменялась от эквивалентной  $2 \cdot 10^{-3}$  зёрен на кв. микрон (при 1500-кратном перечном увеличении) до  $500 \cdot 10^{-3}$  зёрен на кв. микрон. При изготовлении диаграмм следов сначала конструировались следы максимальной плотности зёрен, а затем в случайно выбранных точках вдоль этого следа удалялись зёрна до тех пор, пока не достигалась желаемая плотность.

Два следа каждой плотности одновременно накладывались на диаграммы фона и определялась максимальная плотность вуали, при которой: 1) оба следа легко распознавались и 2) распознавался только один из следов. Условие 1) Берриман<sup>166</sup> определил как хорошее распознавание следов, а условие 2), приблизительно соответствующее равной вероятности пропускания и обнаружения следа, как удовлетворительное распознавание. На рис. 41 приведены результаты для хорошего и удовлетворительного распознавания следов минимальной плотности в зависимости от соответствующей плотности фона (график приведён в логарифмическом масштабе).

Очень интересна интерпретация двух точек изгиба на этих кривых. Первая, соответствующая плотности следа около 0,3 зерна на микрон, является точкой, в которой впервые появляются «дублеты» — смежные зёрна, касающиеся друг друга или

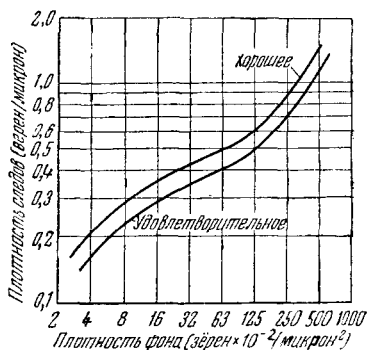


Рис. 41. Кривые регистрации следов минимальной плотности в зависимости от плотности фона<sup>166</sup>.

расположенные очень близко. Такие дублеты действуют в сторону увеличения видимости следа. Второй изгиб происходит при плотности фона 0,1 зерна на кв. микрон; в этой точке фон становится слишком плотным, чтобы позволить легко различить следы. Выше этой точки наклон кривых очень быстро растёт.

Кривые рис. 41 в действительности переоценивают плотности следов, практически необходимые для их обнаружения. При просмотре эмульсии под микроскопом можно исследовать область вблизи поля зрения, в котором имеется сомнительный след. Кроме того, коль скоро установлено существование следа, например в некоторой области с уменьшенной вуалью или вследствие несколько большей плотности зёрен на небольшом участке его длины, нахождение остальной части следа значительно облегчается. На искусственных диаграммах использовались только участки следов, эквивалентные длине 50  $\mu$ . Фокусирование микроскопа по глубине эмульсии при просмотре помогает в распознавании следов, идущих даже под малыми углами, при большей плотности фона, чем та, которая следует из рис. 41. Следовательно, в то время как ход этих кривых можно принять как приближённо правильный, численные значения могут служить только для ориентировочной оценки видимости следов.

Обнаружение следов электронов. Эксперимент, подобный описанному выше, был проведён Бейзером<sup>167</sup> для следов электронов низкой энергии.

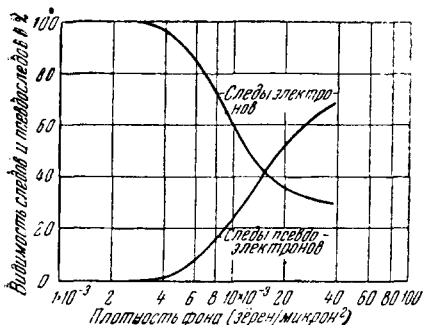


Рис. 42. Кривые относительной вероятности регистрации следов электронов и псевдоэлектронов в зависимости от плотности фона<sup>167</sup>.

электронов низкой энергии. Такие следы в противоположность рассмотренным Берриманом<sup>166</sup> претерпевают значительное рассеяние и соответственно менее легко видимы. Кроме того, в этом случае за след могут быть приняты отдельные скопления зёрен фона. Плотность искусственного фона менялась с коэффициентом 1,5 от  $1 \cdot 10^{-3}$  до  $39 \cdot 10^{-3}$  зёрен на кв. микрон. Для определения видимости использовались четыре воспроизведения каждого фона, причём изображения следов электронов накладывались только на три

из них. Для этой цели воспроизводились 50-микронные части следов.

На рис. 42 приведена средняя вероятность (в процентах) распознавания электронных следов в зависимости от плотности фона; эти результаты основываются на большом числе отдельных опытов. Выбранным критерием являлась ясная видимость следов;

в каждом случае наблюдатель должен был определить, имеется ли след или несколько следов и их точные траектории. Кривая видимости показывает число правильных идентификаций, отнесенное к числу действительно имеющихся следов. Другая кривая на рис. 42, соответствующая обнаружению псевдоследов, является числом неверных идентификаций, делённым на действительное число следов. Из рисунка видно, что при фоне выше примерно  $5 \cdot 10^{-3}$  зёрен на кв. микрон определённая часть следов будет потеряна и, кроме того, возможна неправильная идентификация. Конечно, как это следует из приведённых выше соображений, значение этой плотности несколько меньше, чем действительный практический порог.

Уменьшение наклона кривой видимости для плотности фона выше  $10^{-2}$  зёрен на кв. микрон, по видимому, связано с более внимательным просмотром плотных фонов. Продолжающиеся увеличения распознавания псевдоследов также служат признаком большей сосредоточенности наблюдателя, вследствие чего увеличивается возможность предположения о существовании следа. Было замечено, что лица, работа которых по крайней мере частично связана с выделением сигналов (в наиболее общем смысле) из произвольного шума, последовательно улучшали распознавание следов и делали меньше неправильных идентификаций, чем лица, которые имели меньший опыт. Даже опытные просмотрщики не были лучше, чем, например, люди, занятые наблюдением специфических явлений на экране осциллографа, сопровождаемых фоновым «шумом». По видимому, такая проверка годится для оценки способности к просмотру, особенно при исследовании таких случаев, как рассматриваемые здесь.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Reinganum, *Physik. Zeits.* **12**, 1076 (1911).
2. S. Kinoshita, *Proc. Roy. Soc.* **83**, 432 (1910).
3. M. Michl, *Akad. Wiss., Wien* **121**, 1431 (1912).
4. M. Blau, *Zeits. f. Physik* **34**, 285 (1925).
5. M. M. Shapiro, *Rev. Modern Phys.* **13**, 58 (1941).
6. H. J. Taylor, *Proc. Roy. Soc.* **150**, 382 (1935).
7. H. Wambacher, *Zeits. wiss. Phot.* **38**, 38 (1939).
8. K. B. Matcher, *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 1054 (1948).
9. P. V. Mauer and H. L. Reynolds, *Phys. Rev.* **73**, 1131 (1948).
10. Мысовский и Чижов, *Zeits. f. Physik* **44**, 408 (1927).
11. M. Blau and Wambacher, *Monatsh.* **61**, 99 (1932).
12. Жданов, *J. phys. et rad.* **6**, 233 (1935).
13. P. Demers, *Phys. Rev.* **70**, 86 (1946).
14. P. Demers, *Phys. Rev.* **70**, 974 (1946).
15. P. Demers, *Can. J. Research* **25**, 223 (1947).
16. W. Hälg and L. Jenny, *Helv. Phys. Acta* **21**, 131 (1948).
17. L. Jenny, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).

18. C. C. Dilworth, *Cosmic Radiation*, F. C. Frank and D. R. Rexworthy, ed. (Butterworths, Scientific Publications, London, 1949).
19. E. M. Dollman, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 118 (1950).
20. J. J. Lord, *Phys. Rev.* **81**, 901 (1951).
21. A. Beiser (не опубликовано).
22. M. Cosyns, C. C. Dilworth and G. P. S. Occhialini, *Université Libre de Bruxelles Note n° 6* (1949).
23. M. Blau, *Akad. Wiss. Wien* **140**, 623 (1931).
24. K. B. Mather, *Phys. Rev.* **76**, 486 (1949).
25. A. Beiser, *Phys. Rev.* **80**, 112 (1950).
26. G. Albouy et H. Faraggi, *J. phys. et rad.* **10**, 105 (1949).
27. C. E. K. Mees, *The Theory of the Photographic Process* (Macmillan, New York, 1942).
28. A. Beiser, *Phys. Rev.* **81**, 153 (1951).
29. H. Yagoda and N. Kaplan, *Phys. Rev.* **73**, 634 (1948).
30. H. Wäffler and S. Younis, *Helv. Phys. Acta* **22**, 414 (1949).
31. J. La Palme and P. Demers, *Phys. Rev.* **72**, 536 (1947).
32. R. Brawn, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, *Nature* **163**, 47, 82 (1949).
33. H. Yagoda and N. Kaplan, *Phys. Rev.* **71**, 910 (1947).
34. H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions* (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1949).
35. F. H. Krenz, *Proceedings of the Conference on Nuclear Chemistry Ottawa, 1947*.
36. L. Winand and L. Falla, *Bull. Soc. Sci. Liège*, **18**, 184 (1949).
37. A. Hautot, *Sci. Jnd. Phot* (2) **19**, 441 (1948).
38. R. W. Gurney and N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **164A**, 151 (1938).
39. J. W. Mitchell, *Sci. Ind. Phot.* **19**, 361 (1948).
40. J. W. Mitchell, *Phil. Mag.* **40**, 249 (1949).
41. J. W. Mitchell, *Phil. Mag.* **40**, 667 (1949).
42. J. H. Webb, *Phys. Rev.* **74**, 511 (1948).
43. M. S. Livingston and Bethe, *Rev. Modern Phys.* **9**, 245 (1937).
44. D. Halliday, *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, Inc. New York, 1950).
45. J. Wheeler and R. Ladenburg, *Phys. Rev.* **60**, 754 (1941).
46. E. Rutherford, *Phil. Mag.* **47**, 277 (1924).
47. P. H. Fowler and D. H. Perkins, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
48. P. Debye and E. Hückel, *Physik. Zeits.* **24**, 185 (1923).
49. M. Blau, *Phys. Rev.* **75**, 279 (1949).
50. L. van Rossum, *J. phys. et rad.* **10**, 402 (1949).
51. M. Morand and L. van Rossum, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
52. J. H. Smith, *Phys. Rev* **71**, 32 (1946).
53. R. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **134**, 658 (1932).
54. C. M. G. Lattes, P. H. Fowler and P. Cüer, *Nature* **159**, 301 (1947).
55. C. M. G. Lattes, P. H. Fowler and P. Cüer, *Proc. Phys. Soc.* **59**, 883 (1947).
56. H. Bradner, F. M. Smith, W. H. Barkas and A. S. Bishop, *Phys. Rev.* **77**, 462 (1950).
57. J. Rotblat, *Nature* **165**, 387 (1950).
58. U. Camerini and C. M. G. Lattes, *Ilford Technical Data* (Ilford Ltd., London, 1947).
59. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, *Proc. Phys. Soc. (London)* **61**, 173 (1948).

60. M. A. S. Ross and B. Zajac, *Nature* **162**, 923 (1948).
61. R. H. Herz, *Phys. Rev.* **75**, 478 (1949).
62. J. Rotblat, *Progress in Nuclear Physics*. J. O. R. Frisch, ed. (Butterworth, Springer Ltd., London, 1950).
63. C. F. Powell, G. P. S. Occhialini and D. L. Livesey, *J. Sci. Instr.* **23**, 102 (1946).
64. N. Nereson and F. Reines, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 534 (1950).
65. C. M. G. Lattes and G. P. S. Occhialini, *Nature* **159**, 331 (1947).
66. Aron, Hoffman and Williams, University of California Radiation Laboratory Report, № 121 (1949).
67. V. E. Krohn and E. F. Schrader, Case Institute of Technology Nuclear Physics Laboratory Technical Report № 8 (1951).
68. P. Cüer, *Comptes Rendus* **223**, 1121 (1946).
69. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, *Nature* **160**, 486 (1947).
70. H. L. Bradt and B. Peters, *Phys. Rev.* **80**, 943 (1950).
71. H. L. Bradt, M. F. Kaplon and B. Peters, *Helv. Phys. Acta*, **23**, 24 (1950).
72. A. Beiser, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 933 (1950).
73. P. Freier, E. J. Lofgren, E. P. Ney, F. Oppenheimer, H. L. Bradt and B. Peters, *Phys. Rev.* **74**, 213 (1948).
74. H. L. Bradt and B. Peters, *Phys. Rev.* **74**, 1828 (1948).
75. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **124**, 425 (1929).
76. P. Freier, E. J. Lofgren, E. P. Ney and F. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **74**, 1818 (1948).
77. H. L. Bradt and B. Peters, *Phys. Rev.* **76**, 156 (1949).
78. Hoang and Morellet, *Comptes Rendus* **231**, 695 (1950).
79. D. M. Bose and B. Choudhuri, *Nature* **147**, 240 (1941).
80. Perkins, *Nature* **159**, 126 (1947).
81. C. F. Powell and G. P. S. Occhialini, *Nuclear Physics in Photographs* (Oxford University Press, London, 1947).
82. E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.* **169A**, 531 (1939).
83. E. J. Williams, *Phys. Rev.* **58**, 292 (1940).
84. G. Molière, *Zeits. Naturforsch.* **2a**, 133 (1947).
85. G. Molière, *Zeits. Naturforsch.* **3a**, 78 (1948).
86. H. S. Snyder and W. T. Scott, *Phys. Rev.* **76**, 220 (1949).
87. K. Gottstein, M. G. K. Menon, J. H. Mulvey, C. O'Cealleigh and O. RoCHAT, *Phil. Mag.* **42**, 708 (1951).
88. Y. Goldschmidt-Clermont, D. T. King, H. Muirhead and D. M. Ritson, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 183 (1948).
89. R. Davies, W. O. Lock and H. Muirhead, *Phil. Mag.* **40**, 1250 (1949).
90. Y. Goldschmidt-Clermont, *Nuovo Cimento* **7**, 33 (1950).
91. Lattimore, *Nature* **161**, 518 (1948).
92. P. H. Fowler, *Phil. Mag.* **41**, 169 (1950).
93. Goldsmit and Scott, *Phys. Rev.* **74**, 1537 (1948).
94. Goldsmit and Scott, *Phys. Rev.* **76**, 212 (1949).
95. A. C. Coates, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
96. B. Stiller — частное сообщение.
97. C. C. Dilworth, S. J. Golbsack, Y. Goldschmidt-Clermont and F. Levy, *Phil. Mag.* **41**, 1032 (1950).
98. B. Stiller, M. M. Shapiro and F. W. O'Dell, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, № 6, 16 (1951).
99. A. D. Dainton, A. R. Gottiker and W. O. Lock, *Phil. Mag.* **42**, 396 (1951).

100. M. J. Wilson and S. Vaneslow, *Phys. Rev.* **75**, 1144 (1949).
101. C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini and Vermaesen, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
102. P. H. Stelson, Massachusetts Institute of Technology Laboratory for Nuclear Science and Engineering Technical Report, № 47 (1950).
103. C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini and Payne, *Nature* **163**, 102 (1948).
104. M. Morfier and L. Vermaesen, Centre de Physique Nucleaire de Bruxelles, Note № 5 (1948).
105. E. Picciotto, *Comptes Rendus* **228**, 173 (1949).
106. M. Blau and J. A. De Felice, *Phys. Rev.* **74**, 1198 (1948).
107. J. Barbour, *Phys. Rev.* **78**, 518 (1950).
108. J. Rotblat and C. T. Tai, *Nature* **164**, 835 (1949).
109. J. Rotblat and C. T. Tai, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
110. L. Vigneron, *J. phys. et rad.* **10**, 305 (1949).
111. F. A. Roads, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
112. Н. А. Перфилов, *ДАН* **42**, 258 (1944).
113. Н. А. Перфилов, *ДАН* **43**, 14 (1944).
114. M. Wiener and H. Yagoda, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 39 (1950).
115. A. Beiser, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 1025 (1950).
116. M. Blau and H. Wambacher, *Nature* **134**, 538 (1934).
117. H. Kallmann, *Research*, **1**, 254 (1948).
118. W. E. Burcham and M. Goldhaber, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **32**, 632 (1936).
119. J. C. Allred, A. N. Phillips, L. Rosen and F. K. Tallmadge, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 225 (1950).
120. J. S. Cheka, *Phys. Rev.* **74**, 128 (1948).
121. P. Cüer, *J. phys et rad.* **8**, 83 (1947).
122. K. Lark-Horovitz and W. A. Miller, *Phys. Rev.* **59**, 941 (1941).
123. D. Froman, L. Rosen and B. Rossi, *Bull. Am. Phys. Soc.* **22**, № 3, 5 (1947).
124. C. F. Powell, *Nature* **145**, 155 (1940).
125. C. F. Powell and Champion, *Proc. Roy. Soc.* **183A**, 64 (1944).
126. C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc.* **181A**, 344 (1943).
127. W. M. Gibson and D. L. Livesey, *Proc. Phys. Soc.* **60**, 523 (1948).
128. D. L. Livesey and D. H. Wilkinson, *Proc. Roy. Soc.* **195A**, 123 (1948).
129. J. C. Grosskreutz, *Phys. Rev.* **76**, 482 (1949).
130. E. Pickup, *Phys. Rev.* **74**, 495 (1948).
131. G. R. Keepin and J. H. Roberts, *Phys. Rev.* **76**, 154 (1949).
132. G. R. Keepin and J. H. Roberts, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 163 (1950).
133. W. M. Gibson, L. L. Green and D. L. Livesey, *Nature* **160**, 534 (1947).
134. W. Bosley, J. D. Craggs and W. F. Nash, *Nature* **161**, 1022 (1948).
135. G. Goldhaber, *Phys. Rev.* **74**, 1725 (1948).
136. G. Goldhaber, *Phys. Rev.* **77**, 753 (1950).
137. Wang and Wiener, *Phys. Rev.* **76**, 1724 (1949).
138. C. H. Millar, A. G. W. Cameron and M. Glicksman, *Can. J. Research* **28A**, 475 (1950).
139. P. V. C. Hough, *Phys. Rev.* **80**, 1069 (1950).
140. E. Glückauf and F. A. Paneth, *Proc. Roy. Soc.* **165A**, 229 (1938).



141. H. Hänni, V. L. Telegdi and W. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **21**, 203 (1948).
142. L. L. Green and D. L. Livesey, *Nature* **158**, 272 (1946).
143. E. Broda, *J. Sci. Instr.* **24**, 136 (1947).
144. E. Broda, *Nature* **158**, 872 (1946).
145. T. San Tsiang, Ho Zah Wei, R. Chastel and L. Vigneron, *J. phys. et rad.* **8**, 1, 26 (1947).
146. L. L. Green and D. L. Livesey, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **241A**, 223 (1948).
147. J. B. Harding, *Nature* **163**, 440 (1949).
148. P. E. Hodgson and D. H. Perkins, *Nature* **163**, 439 (1949).
149. Y. Barbour and L. Green, *Phys. Rev.* **79**, 406 (1950).
150. L. Vigneron and M. Bogardt, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
151. Picciotto, *Comptes Rendus* **228**, 2020 (1949).
152. Picciotto, *Comptes Rendus* **229**, 117 (1949).
153. C. F. Powell and S. Rosenblum, *Nature* **161**, 473 (1948).
154. Y. Barbour, *Phys. Rev.* **74**, 507 (1948).
155. C. Franzinetti, *Phil. Mag.* **41**, 86 (1950).
156. C. Franzinetti, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
157. C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini and L. Vermaesen, *Bulletin du Centre de Physique Nucleaire de L'Université Libre de Bruxelles* № 13a (1950).
158. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **70**, 821 (1946).
159. F. L. Talboitt, A. Busala and G. C. Weiffenbach, *Catholic University of America, Technical Report* № 1 (1950).
160. T. R. Wilkins, *J. Appl. Phys.* **11**, 35 (1940).
161. J. C. Allred, L. Rosen, F. K. Tallmadge and J. H. Williams, *Rev. Sci. Instr.* **22**, 191 (1951).
162. J. Chadwick, A. N. May, T. G. Pickavance and C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc.* **183A**, 1 (1944).
163. S. Rubin, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **71**, 212 (1947).
164. A. N. May and C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc.* **190A**, 170 (1947).
165. L. Rosen, F. K. Tallmadge and J. H. Williams, *Phys. Rev.* **76**, 1283 (1949).
166. R. W. Berriman, *Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity*, J. W. Mitchell, ed. (Butterworths Scientific Publications, London, 1951).
167. A. Beiser, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 500 (1952).
168. Barbour, *Rev. Sci. Instr.* **20**, 530 (1949).
169. Curtis and Osborne, *Phys. Rev.* **75**, 1327 (1949).
170. Demers and Mathieu, *Phys. Rev.* **75**, 1327 (1949).
171. Hough, *Phys. Rev.* **76**, 163 (1949).
172. Singer, *Office of Naval Research (L) Techn. Report* № 71 (1951).
173. Von Fricsen, *Nature* **166**, 686 (1950).
174. Feld, *Massachusetts Institute of Technology Laboratory for Nuclear Science and Engineering Technical Report* № 8 (1948).