

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МЕХАНИЗМ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИОНИЗУЮЩИХ ЧАСТИЦ

А. Л. Картужанский

1. ВВЕДЕНИЕ

Свыше 40 лет прошло с тех пор, как фотографический слой был впервые применён для регистрации ионизирующих частиц. Однако лишь в последнее десятилетие фотографический метод получил широкое распространение в ядерной физике, а фотографическая эмульсия получила возможность успешно конкурировать с такими широко распространёнными приборами, как камера Вильсона или пониационные счётчики. Этот успех фотографического метода обусловлен, прежде всего, разработкой новых типов фотографических слоёв, отличающихся большой толщиной, высокой концентрацией галоидного серебра, высокой чувствительностью и рядом других необходимых свойств. В разработке этих эмульсий большая заслуга принадлежит советским учёным Л. В. Мысовскому, А. П. Жданову и др.

Несмотря на столь большой прогресс, совершенствование способов изготовления и применения фотографических эмульсий велось во многих отношениях «вслепую», ибо до сих пор вопрос о механизме фотографического действия ионизирующих частиц нельзя считать полностью выясненным, а поэтому ещё не вполне ясно, каким путём изготовители и потребители фотографических слоёв должны добиваться наилучших результатов.

Как известно, фотографический слой представляет собой совокупность весьма малых кристаллов галоидных солей серебра, чаще всего AgBr с небольшой примесью AgI , взвешенных в желатине. Прохождение частицы через такой слой делает затронутые ею кристаллы — или по крайней мере часть из них — способными к проявлению, т. е. к восстановлению до металлического серебра под действием проявляющего раствора; к аналогичному результату приводит также и попадание света на слой. Прохождение заряженной частицы через вещество сопровождается многочисленными актами ионизации атомов или молекул, составляющих это

вещество. Поэтому естественно предположить, что фотографическое действие частицы определяется именно её способностью производить ионизацию в эмульсионных кристаллах с образованием в них свободных электронов проводимости. Перечень ионных кристаллов, в которых прохождение частиц вызывает появление различных электронных процессов (люминесценция, фотопроводимость и т. д.) достаточно обширен, и ряд кристаллов из этого числа нашёл себе применение в таких приборах ядерной физики, как, например, сцинтилляционные счётчики и кристаллосчётчики. Тем не менее только галогениды серебра оказались пригодными для целей фотографической регистрации частиц, причём по тем же причинам, по которым эти вещества оказались в исключительном положении в качестве основы для регистрации действия света.

При действии света, как и при действии частиц, кристаллы галогенидов серебра претерпевают определённое фотохимическое изменение, заключающееся в образовании ничтожно малых частиц металлического серебра — так называемого скрытого изображения (см. обзор П. В. Мейклера¹). Эти продукты фотохимической реакции отличаются сравнительно большой стабильностью во времени и способностью катализировать реакцию восстановления галонидного серебра в проявителе, которая делает происшедшие в кристаллах изменения непосредственно видимыми. Сочетание этих особенностей и ставит галонидные соли серебра в исключительное положение среди светочувствительных веществ, а также среди веществ, применяемых для регистрации частиц. Таким образом, основой фотографического метода в ядерной физике являются в равной мере как специфические особенности галогенидов серебра, так и способность частиц производить на своём пути ионизацию. Изложенные соображения неминуемо должны были привести и привели к мысли перенести на случай действия частиц всё, что известно относительно механизма фотографического действия света. Насколько такой подход к вопросу оказывается плодотворным и в какой мере он может считаться обоснованным, мы увидим из дальнейшего.

Наш обзор будет касаться двух основных вопросов: прохождения ионизирующих частиц через вещество, частным случаем чего является прохождение частиц через фотографический слой, и существа процессов в фотографическом слое, приводящих в конечном итоге к его проявлению. Второй вопрос, более близкий к теме обзора, будет изложен соответственно более подробно. Особое внимание будет уделено поведению отдельного эмульсионного кристалла галонидного серебра, поскольку в основе фотографической регистрации частиц, независимо от того, является ли результатом действия частиц отдельный след или сплошное почернение, лежат процессы, происходящие в отдельном кристалле.

2. ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО, В ЧАСТНОСТИ ЧЕРЕЗ ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ СЛОЙ

Попадая в некоторую среду и перемещаясь в ней, частица, обладающая определённой скоростью, а следовательно и кинетической энергией, непрерывно взаимодействует с атомами вещества, составляющего эту среду. Если частица обладает электрическим зарядом, то главную роль играет при этом электрическое взаимодействие частицы с атомными ядрами и с электронами внешней оболочки. Каждый такой акт взаимодействия вызывает изменение скорости частицы как по направлению, так и по величине, вообще говоря, в сторону уменьшения; в результате этого кинетическая энергия частицы постепенно расходуется и переходит к атомам вещества. Изменение скорости по направлению обусловлено главным образом взаимодействием с ядрами и не играет для быстрых частиц сколько-нибудь заметной роли, тогда как изменение скорости по величине определяется в основном кулоновским взаимодействием с электронными оболочками, прежде всего с внешней, и является основным способом передачи энергии частицы веществу.

В интересующем нас случае ионных кристаллов, каковыми являются все галогениды серебра, наиболее распространённым случаем взаимодействия является отрыв одного валентного электрона у аниона; двукратная и более высоких порядков ионизация происходит весьма редко. Если на каждый встреченный частицей ион приходится по одному освобождённому электрону, то отсюда следует пропорциональность между ионизирующей способностью частицы и её фотохимическим действием; эта закономерность будет полезна в дальнейшем. В галогенидах серебра продуктами ионизации однозарядного иона галоида являются электрон и нейтральный атом галоида. Такую пару принято называть парой ионов по аналогии с другими случаями ионизирующего действия частиц, хотя применительно к данному случаю такое название весьма неудачно.

В отличие от световой энергии, где квант неделим и поглощается обязательно целиком, энергия частицы поглощается почти всегда частями; величина таких порций зависит от электрических свойств вещества. По мере продвижения в веществе частица теряет скорость и всё чаще взаимодействует с атомами, пока в конце концов не остановится, если для этого достаточна толщина слоя вещества. Поэтому потеря энергии на единицу пути зависит не только от вещества, но и от скорости частицы. Потеря энергии, вообще говоря, возрастает с уменьшением скорости по формуле, выведенной Бете и Ливингстоном и имеющей вид:

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

Здесь ze — заряд частицы, v — скорость частицы, m — масса электрона, N — число атомов в 1 см^3 тормозящего вещества, Z — атомный номер тормозящего вещества, I — средний потенциал ионизации тормозящего вещества, $\beta = \frac{v}{c}$ (c — скорость света), c_k — поправка для случая, когда v сравнимо со скоростью K -электрона тормозящего вещества.

Отсюда, в принципе, можно вычислить пробег частицы с энергией E в веществе в виде интеграла

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} = \int_0^v \frac{Mvdv}{\frac{dE}{dx}}, \quad (2)$$

где M означает массу частицы. Однако непосредственное вычисление интеграла возможно лишь в редких случаях, например для быстрых катодных лучей, для которых выражение в фигурных скобках изменяется со скоростью значительно медленнее, чем все остальные величины; в этом случае пробег пропорционален четвёртой степени скорости. Для α -частиц² пробег изменяется уже по закону v^3 , а для каналовых H -лучей — по закону $v^{\frac{3}{2}}$.

Если отбросить поправки в формуле (1), то выражение в фигурных скобках превращается в $Z \ln \frac{2mv^2}{I}$; эта величина, которую для краткости обозначим B , носит название тормозного числа атома тормозящего вещества и является важной характеристикой тормозящего вещества по отношению к проходящим через него частицам. Если для воздуха это число равно B_0 , то величина $S = \frac{B}{B_0}$ может быть названа относительной тормозной способностью атома тормозящего вещества. Пробег R -частицы, очевидно, обратно пропорционален числу электронов в 1 см^3 тормозящего вещества (NZ) или, пользуясь только что введёнными величинами, относительной тормозной способности вещества (NS).

Сравнивая данное вещество с воздухом, мы получим важную для дальнейшего формулу

$$\frac{R_0}{R} = \frac{N}{N_0} \cdot \frac{S}{S_0}. \quad (3)$$

Продолжая анализировать формулу (1), можно убедиться также, что при данном тормозящем веществе взаимодействие частицы с веществом определяется её зарядом и скоростью. Будем характеризовать проходящую через вещество частицу её ионизирующей способностью, под которой будем понимать число пар ионов, образуемых данной частицей при прохождении слоя вещества такой толщины, что за площадью в 1 см^2 находится 1 г вещества. Учитывая релятивистские поправки, мы получаем из формулы (1),

что наименьшим взаимодействием с веществом обладают однократно заряженные частицы со скоростью $v \cong 0,87c$. С помощью формулы (2) легко видеть, что при данной скорости пробег частиц в веществе обратно пропорционален их массам. Следовательно, наименьшей ионизирующей способностью и наибольшим пробегом в тормозящем веществе обладает релятивистский электрон (или позитрон). Некоторое представление о прохождении различных частиц через воздух при одинаковой начальной энергии даёт таблица I, заимствованная у Мейдингера².

Таблица I

Род частиц	Способ получения частиц с энергией 5 Мэв	Пробег в воздухе при энергии 5 Мэв	Ионизирующая способность для частиц 5 Мэв, выраженная в Мэв/г·см ⁻²
Электроны Позитроны	Катодные лучи; естественная и искусственная радиоактивность; космическое излучение	2·10 ³ см	2
Протоны	Каналовые лучи; циклотрон; ядерные реакции	34 см	87
Дейтероны	Каналовые лучи; циклотрон	20 см	100
α-частицы	Радиоактивность; масс-спектрография	3,5 см	1150
Нейтроны	Ядерные превращения; космическое излучение	Несколько километров	1,5·10 ⁻⁴ , т. е. 1 пара ионов на 3 м пробега в воздухе

Перейдём к случаю, когда роль тормозящего вещества играет фотографический слой, т. е. сочетание галоидного серебра и желатины. Если бы речь шла о химическом соединении, состоящем из k различных атомов, то в этом случае была бы справедлива следующая формула³, представляющая собой обобщение формулы (3):

$$\frac{R}{R_0} = \frac{d}{d_0} A_0 \sum_{i=1}^k \frac{p_i S_i}{A_i}. \quad (4)$$

Здесь d — плотность вещества (индекс «0», как и раньше, относится к воздуху), A_i — атомный вес, p_i — весовая доля и S_i — относительная тормозная способность атомов i -й компоненты. Применение этой формулы к фотографическому слою, строго говоря, неправомерно; тем не менее, сделанные на её основе расчёты привели к неожиданно хорошим результатам. Это связано, повидимому, с весьма высокой степенью дисперсности галогенида серебра и большой его концентрацией — около 50% по объёму, что позволяет считать эмульсионный слой своего рода соединением вида $\text{AgHal} \cdot \text{Gel}$.

Величина $\frac{R}{R_0}$, называемая тормозной способностью фотографического слоя относительно воздуха, не есть постоянная величина: она зависит от энергии частиц через посредство величин S_i . Поэтому результат расчёта по формуле (4) принято выражать в виде кривых зависимости $\frac{R}{R_0}$ от энергии. Для эмульсий с весовым содержанием галогенида серебра 80—85% тормозная способность составляет около 2000, резко снижаясь (до ~ 1500 и менее) в области малых энергий. Для чистого бромистого серебра тормозная способность, рассчитанная по формуле (4), превышает 3000.

Тормозная способность эмульсии даёт нам возможность определить длину пробега частицы в фотографическом слое. При этом для фотографической регистрации пробега частицы имеет значение только прохождение её через эмульсионные кристаллы. Однако необходимо учесть, что проявление всех встреченных частицей кристаллов будет возможно лишь в том случае, если с момента вступления частицы в слой она будет терять в каждом кристалле по крайней мере некоторую минимальную порцию энергии, соответствующую порогу чувствительности кристаллов данной эмульсии. При невыполнении этого условия проявление кристаллов, хотя бы и задетых частицей, не происходит. Порог чувствительности указывает, какое минимальное число актов ионизации требуется произвести в кристалле для сообщения ему проявляемости. Но число таких актов на протяжении одного кристалла зависит также и от свойств частицы (заряда, скорости), определяющих её ионизирующую способность или $\frac{dE}{dx}$. Поэтому соответствие или несоответствие характеристик частицы и слоя, т. е. ионизирующей способности и порога чувствительности, является критерием возможности фотографически зарегистрировать пробег частицы. Пробег частицы в слое, определяемый тормозной способностью слоя, может не соответствовать длине фотографически зарегистрированного следа, и лишь в случае достаточной чувствительности слоя длина следа и длина

пробега совпадают. В остальных случаях длина следа всегда меньше длины пробега по следующей вполне очевидной причине: если частица, вступая в слой, обладает заведомо большей энергией и, следовательно, меньшей ионизирующей способностью, чем это требуется для её регистрации данным слоем, то её видимое фотографическое действие начнётся с того момента, когда в результате предшествующего прохождения через слой она израсходует часть энергии, и её ионизирующая способность придёт в соответствие с чувствительностью слоя. Именно эта остаточная часть пробега будет зарегистрирована слоем в виде следа, и длина следа для одной и той же частицы будет тем меньше, чем более несоответствующим по чувствительности был слой.

В действительности соотношение между свойствами частицы и слоя несколько более сложно, чем указано выше. Необходимо учесть, что никакой технологический процесс изготовления эмульсии не в состоянии обеспечить полную однородность кристаллов по размерам и по чувствительности. Число актов ионизации, совершаемых одной и той же частицей в различных кристаллах, может различаться на 20—30% и более только за счёт различий в размерах кристаллов⁴¹. Если это число актов находится на пределе чувствительности слоя, то некоторая часть кристаллов, задетых частицей, не приобретёт способности к проявлению. Связь между числом актов ионизации и длиной пути частицы в кристалле может обнаружить себя также в виде различной способности к проявлению у кристаллов, задетых частицей по краю, и кристаллов, пронизанных частицей по диаметру. При полной однородности кристаллов по размерам и равенстве путей, проходимых в них частицей, может в свою очередь существенно сказаться неоднородность кристаллов по порогу чувствительности, и одно и то же число актов ионизации сообщит проявляемость не всем кристаллам. В результате, даже при достаточной, в среднем, чувствительности кристаллов, след частицы после проявления будет, возможно, включать в себя не все задетые частицей кристаллы. Если такое явление происходит в начале следа, то глаз может усмотреть начало следа не там, где лежат первые задетые частицей и проявившиеся кристаллы, а там, где расстояние между задетыми кристаллами станет достаточно малым; в этом случае длина следа будет меньше длины пробега, несмотря на достаточную чувствительность слоя.

В наиболее благоприятном случае, когда все без исключения задетые частицей кристаллы становятся проявляемыми, а пробег и след частицы в слое равны, можно из простых геометрических соображений найти число кристаллов, содержащихся в следе. Такой расчёт приводит к известной формуле Жданова⁴

$$n = \frac{3}{2} \frac{c\lambda}{\rho d}, \quad (5)$$

где λ — пробег частицы, d — диаметр кристалла, ρ — плотность галоидного серебра (для AgBr 6,47 г/см³), c — концентрация галоидного серебра в эмульсии (тоже в г/см³). Соображения, изложенные выше, формально учитываются введением множителя $P < 1$, показывающего вероятность проявления кристаллов под действием данной частицы; число кристаллов в следе будет тогда $n' = nP$.

Необходимо теперь хотя бы грубо определить число актов ионизации, производимых в одном кристалле ионизирующей частицей. Для этого необходимо знать две величины: во-первых, потерю энергии частицей на протяжении одного кристалла и, во-вторых,

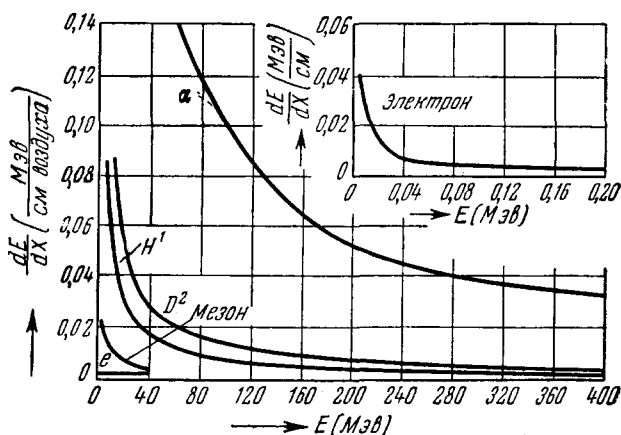


Рис. 1.

затрату энергии на единичный акт ионизации в кристалле галоидного серебра. Для получения первой величины мы сначала ограничимся случаем частицы с минимальной ионизирующей способностью и обратимся к кривым рис. 1, построенным на основании формулы (1). Как можно видеть, кривые для всех однозарядных частиц имеют одно и то же минимальное значение $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$, хотя, разумеется, при различных значениях соответствующей абсциссы. Это значение, равное для воздуха 2,2 кэв/см, необходимо умножить на тормозную способность AgBr, которую примем равной 3000, и на диаметр эмульсионного кристалла, который для большинства ядерных эмульсий составляет около 0,3 μ . Полученный результат — 0,2 кэв — представляет собой потерю энергии частицей в одном кристалле для наихудшего с фотографической точки зрения случая прохождения релятивистской однозарядной частицы. Что же касается второй величины, то здесь имеющиеся данные не слишком надёжны. Прежде всего, эти данные относятся не к бромистому, а к хлори-

стому серебру, в последнее время широко используемому в кристаллосчётчиках. Самым же существенным недостатком этих данных следует считать их несовпадение у различных авторов: 13—16 эв на один акт ионизации у Гофстедтера, Милтона и Риджуэя⁵, 7,6 эв — у Ван-Хердена⁶ и 6,6 эв — у Уайтмора и Стрита⁶⁴. Критическое рассмотрение этих значений, а также некоторые соображения, высказанные Моттом⁷, заставляют считать более достоверными данные Ван-Хердена. Учитывая близкое сходство хлористого и бромистого серебра, применим их для нашего расчёта. Тогда мы получим, что наименее фотографически эффективные частицы создают в одном кристалле $\frac{200}{7,6} = 26$ пар ионов, т. е. 26 электронов проводимости и столько же нейтральных атомов брома. Берриман⁶³ несколько иным путём получил сходную величину — 22 пары ионов. Такое минимальное число электронов должно участвовать в образовании скрытого изображения и тем самым привести к проявлению кристалла.

С полученным значением интересно сравнить данные о минимальном числе фотоэлектронов, образуемых в эмульсионном кристалле под действием света. Правда, имеющиеся данные трёх различных авторов — Уэбба⁸, Мейкляра⁹ и Херлина¹⁰ — дают нам не число фотоэлектронов, а число атомов серебра в скрытом изображении, но так как двое из авторов⁸⁹ заведомо работали при оптимальных условиях освещения, когда каждому фотоэлектрону соответствует образование одного атома серебра, то имеющиеся данные применимы и к фотоэлектронам. Все три работы дают поразительно совпадающее значение — восемь электронов на один кристалл; при очень длительном проявлении это число может быть ещё меньше⁹. Имеются данные¹⁰ также для действия жёстких рентгеновских лучей (0,06 Å): в этом случае требуется освобождение более 200 электронов. Впрочем, последнее значение скорее уместно сравнивать со значениями, полученными для различных частиц и приводимыми далее; необходимо также сделать поправку на большие размеры кристаллов в рентгеновских плёнках (в среднем около 1 μ).

Если мы перейдём от релятивистских частиц к однозарядным частицам меньших энергий, то число пар ионов, создаваемое в одном кристалле, должно значительно увеличиться. Демерс⁷ на основании своих измерений для протонов с энергией 12 Мэв оценивает это число ориентировочно в 50—100 пар ионов; кривые рис. 1 дают возможность считать это число равным по меньшей мере 500. Если же перейти к многозарядным частицам, то полученные значения увеличатся в z^2 раз при равных энергиях. Например, α-излучение естественно-активных элементов, энергия которого не превышает 8—9 Мэв, должно создавать в одном кристалле, во всяком случае, несколько тысяч пар ионов; так, для α-излучения Po²¹⁰ с энергией 5,3 Мэв можно ожидать образования около 10⁴ пар ионов на

кристалл. С этой величиной согласуется измерение количества атомов серебра, образованных в бром-серебряном слое α -частицей с энергией 5,5 Мэв, произведённое Ноддаком (см. ²); он получил, что на 10—15 кристаллов образуется 50 000 атомов. Для осколков деления ядер число пар ионов может доходить до 10^6 на один кристалл.

Не следует забывать, что 26 пар ионов на один кристалл есть пороговое значение и притом только в случае наиболее высокочувствительных слоёв, регистрирующих релятивистские однозарядные частицы; остальные слои обладают более высоким порогом чувствительности и поэтому не будут регистрировать такие частицы, в то же время регистрируя частицы меньших энергий или большего заряда. Это создаёт возможность фотографическим путём разделить частицы различной природы или различных скоростей, если создать набор слоёв, различающихся порогом чувствительности. Имеющиеся данные о продукции фирм Ильфорд, Кодак и др. ¹¹, показывают, что всё разнообразие выпускаемых ими слоёв и представляет собою такой набор. В таблице II приводятся характеристики чувствительности пластинок Ильфорд ¹¹; здесь же даны подсчитанные нами по кривым рис. 1 данные о пороге чувствительности этих слоёв.

Таблица II

Слой Частичка	D1	E1	C2	B2	G5	D1	E1	C2	B2	G5
	Максимальная регистрируемая энергия в Мэв					Порог чувствительности в кэв на один кристалл				
Электрон . .	—	—	0,03	0,07	любая	—	—	0,9	0,5	0,2
μ -мезон . . .	—	2	5,5	14	»	—	2,8	1,3	0,6	0,2
Протон . . .	—	20	50	120	»	—	2,6	1,2	0,5	0,2
Дейтерон . .	—	40	100	240	»	—	2,6	1,2	0,5	0,2
α -частица . .	низкая	500	1500	любая	»	~20	2,5	1,1	0,8	0,8

Достаточное постоянство величины порога чувствительности в каждом вертикальном столбце ещё раз показывает, что для регистрации частиц определяющее значение имеет не природа частицы, а число актов ионизации, производимых ею в кристалле фотографического слоя.

Нам сейчас необходимо установить дальнейшую судьбу продуктов ионизации — электрона проводимости и атома брома, по-

сколько способ их возникновения в кристалле уже рассмотрен. Для этого сначала требуется дать краткое изложение механизма образования скрытого изображения в отдельном эмульсионном кристалле.

3. ОБРАЗОВАНИЕ СКРЫТОГО ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

По современным представлениям процесс образования скрытого фотографического изображения распадается на две самостоятельные стадии — электронную и ионную, причём первая из них по длительности весьма мала в сравнении со второй. Первоначальный вариант теории образования скрытого изображения, высказанный впервые Гэрни и Моттом¹² и охватывавший только действие света на фотографические слои, содержал подробное описание каждой из двух стадий, основываясь на известных в то время фактах. Хотя за последнее время установлен ряд новых фактов, что привело к значительному видоизменению первоначальной теории, все предложенные варианты механизма образования скрытого изображения^{13, 14, 15, 16} обязательно включают в себя двухстадийную схему Гэрни — Мотта, и лишь по-разному представляют конкретный вид каждой из двух стадий.

Первая стадия — электронная — начинается появлением в полосе проводимости фотоэлектрона. Ранее¹² считалось, что этот электрон освобождается из иона галоида при поглощении кванта света по реакции $\text{Hal}^- + h\nu = \text{Hal} + e^-$, т. е. точно таким же путём, как и в случае действия частиц. Сейчас имеются убедительные данные¹⁵ в пользу того, что свет освобождает электроны не с ионов галоида, а с так называемых *F*-центров, которые следует представлять себе как электроны, закрепившиеся в кристаллической решётке в вакантных анионных узлах, т. е. на месте отсутствующих ионов галоида. Так или иначе, в результате первичного фотохимического акта возникает свободный электрон, имеющий возможность перемещаться по кристаллу до тех пор, пока он не будет уловлен какой-нибудь «ловушкой» (в энергетическом смысле), иначе говоря, уровнем, обладающим некоторой «глубиной» по отношению к нижнему краю полосы проводимости. Такими ловушками могут явиться любые нарушения периодичности в кристалле, но эффективными из них являются только те, для которых глубина соответствующих им уровней больше энергии теплового движения. Среди них важнейшая роль принадлежит так называемым центрам чувствительности, преднамеренно создаваемым в кристаллах в процессе изготовления эмульсии. Эти центры представляют собой¹⁷, по всей видимости, частицы металлического серебра, расположенные на поверхности кристаллов, и являются наиболее эффективными ловушками, так что другие ловушки могут играть заметную роль, либо если центры чувствительности не были созданы в процессе изготовления эмульсии, либо когда эти центры заполнены (см.

далее). Закреплением электрона в ловушке, например на центре чувствительности, электронная стадия заканчивается.

Продуктом первичного акта является также нейтральный атом брома или положительная дырка (в случае F -центра). Атом брома легко уходит из кристалла в силу своей нейтральности. Дырка же следует за электроном к месту его закрепления, но это относится уже к следующей стадии. Вторая стадия — ионная — начинается с момента закрепления электрона и состоит в образовании одного нейтрального атома серебра в месте закрепления электрона. Для этого требуется нейтрализация иона серебра по реакции $\text{Ag}^+ + e^- \rightarrow \text{Ag}$. Гэрни и Мотт, считая доказанным¹⁸, что в решётке AgHal единственным видом дефектов являются междоузельные катионы Ag^+ , предполагали, что реакция эта идёт за счёт кулоновского притяжения подвижных ионов Ag^+ к местам закрепления электронов. Однако природа структурных дефектов в галогенидах серебра в настоящее время является предметом дискуссии (см. сборник¹⁹), а для процесса нейтрализации предложен^{13, 14} иной механизм, основанный на эстафетном уходе иона галоида от места закрепления электрона, или, что то же самое, на перемещении анионной дырки к месту закрепления. Во всяком случае, при любом механизме ионная стадия протекает относительно медленно; для определения её длительности могут быть использованы данные об ионной (темновой) проводимости AgHal . Соответствующие расчёты¹ дают для времени нейтрализации значение порядка 10^{-5} сек. в случае AgBr и 10^{-4} сек. в случае AgCl ; это по крайней мере на 4—5 порядков больше, чем длительность электронной стадии.

Различие в скоростях двух стадий процесса образования скрытого изображения приводит к весьма существенным последствиям. Простой расчёт¹ показывает, что электростатическое отталкивание не позволяет другим электронам подходить к месту закрепления одного из электронов до его нейтрализации. Поэтому, если за время, меньшее, чем требуется для нейтрализации электрона, в кристалле освобождаются другие электроны, они вынуждены закрепляться в других местах кристалла. Центр скрытого изображения, сообщаящий кристаллу способность к проявлению, состоит из группы атомов числом не менее 8—10, как уже говорилось выше. Следовательно, возникновение новых центров образования скрытого изображения вместо непрерывного роста одного и того же центра препятствует приобретению кристаллом проявляемости; для достижения хотя бы одним центром скрытого изображения необходимых размеров требуется в этих условиях освобождение большего числа электронов, часть которых используется фотографически неэффективно. Чем медленнее происходит нейтрализация, тем больше число центров, между которыми распределяется скрытое изображение.

Описанное явление для случая действия света выражается в виде так называемых отклонений от закона взаимозаместимости при кратковременном и интенсивном освещении, т. е. падения светочувствительности слоя при уменьшении времени освещения²⁰; уменьшение же длительности освещения означает образование того же числа фотоэлектронов за меньший промежуток времени²⁰. Эксперимент показывает²¹, что падение чувствительности при уменьшении времени освещения происходит до 10^{-5} сек., после чего чувствительность стабилизируется, поскольку нейтрализация вообще не происходит во время освещения, и дальнейшее уменьшение времени освещения уже не сказывается на чувствительности. Следовательно, потери фотоэлектронов вследствие отставания ионного процесса можно характеризовать величиной изменения чувствительности при изменении времени освещения от 10^{-5} сек. до оптимального времени, т. е. такого времени освещения, при котором временной интервал между образованием двух последовательных электронов примерно равен времени нейтрализации. Изменение чувствительности в таком интервале времени образования для большинства слоёв имеет порядок двух- или трёхкратного. Следовательно, если в оптимальных условиях (а таковы были условия в работах^{8, 9}) для проявления кристалла может оказаться достаточным образование в нём 8—10 электронов, то при очень коротких временах освещения для этой цели требуется 20—30 электронов. Если вспомнить теперь, что в случае действия частиц требовалось приблизительно столько же — не менее 26 электронов на зерно, то такое совпадение никак нельзя считать случайным. Время прохождения частицы через кристалл составляет обычно 10^{-13} — 10^{-14} сек. За это время и происходит образование в кристалле электронов проводимости; фотографически же, как мы уже говорили, времена 10^{-13} и 10^{-5} сек. равноценны вследствие выполнения закона взаимозаместимости в этом интервале. Полученное совпадение есть очевидное доказательство того, что образование скрытого изображения ионизующими частицами происходит аналогично его образованию действием кратковременного интенсивного освещения. Подобная мысль высказывалась неоднократно: ряд авторов^{3, 7, 11, 22, 63} прямо называет отклонения от закона взаимозаместимости причиной фотографической неэффективности действия частиц в том смысле, в каком это изложено здесь. Имеются и прямые экспериментальные данные²³, показывающие, что всевозможные факторы, связанные с процессами изготовления и проявления фотографических слоёв и обуславливающие количественное изменение отклонений от взаимозаместимости при действии кратковременного освещения, обуславливают аналогичное изменение чувствительности этих слоёв к частицам. Нам представляется, что приведённый выше подсчёт, давший хорошее совпадение двух величин, ещё более убедительно подтверждает обоснованность рассматриваемой аналогии.

Данные, которыми мы оперировали для числа фотоэлектронов, были получены на слоях высокой светочувствительности в одном случае и высокой чувствительности к частицам в другом случае. Слои меньшей чувствительности требуют для приобретения проявляемости значительно большего числа фотоэлектронов на один кристалл. Для действия частиц это число можно найти из таблицы II путём умножения приведённых там порогов чувствительности на $\frac{1000}{7,6} = 130$; для действия света это число также может иметь порядок сотен (105 по одним данным¹⁰, 220 — по другим²⁴). Такое увеличение связано с ростом числа фотоэлектронов, потерянных для скрытого изображения вследствие меньшей эффективности центров чувствительности в малочувствительных кристаллах, а также иных причин, рассматриваемых далее. Однако все эти причины должны в равной мере снижать чувствительность к свету и к частицам. Поэтому на первый взгляд парадоксальным является хорошо известный факт, что все ядерные эмульсии, включая и чувствительные к частицам с минимальной ионизирующей способностью, обладают весьма малой светочувствительностью.

Объяснение этого противоречия заключается, повидимому, в признании первостепенной роли F -центров при поглощении света эмульсионными кристаллами. Число F -центров даже в кристалле высокочувствительной к свету эмульсии очень мало по сравнению с числом ионов галоида; но эти центры характеризуются относительно высоким числом электронов, освобождаемых на единицу поглощённой энергии, и их присутствие в кристалле существенно влияет на светочувствительность. В случае же действия ионизирующих частиц F -центры и ионы галоида, рассматриваемые в качестве доноров электронов, равноправны, и относительная роль F -центров определяется прежде всего их концентрацией — величиной, как уже говорилось, весьма малой. Кроме того, F -центры могут даже снижать чувствительность к частицам, так как им свойственны не только донорные, но и акцепторные функции. Следовательно, способы повышения чувствительности эмульсии к свету и к частицам могут быть принципиально различными, а иногда и прямо противоположными. Так, для повышения чувствительности слоёв к жёстким излучениям²⁵ применяется введение примесей $PbBr_2$ и $CdBr_2$ в твёрдую фазу эмульсии; в то же время, согласно Мейкляру, эти примеси понижают концентрацию F -центров и вызывают уменьшение фотохимической и фотографической²⁶ чувствительности бромистого серебра по отношению к свету. Поэтому отсутствие параллелизма *)

*) Это отсутствие параллелизма несколько не противоречит тому, что чувствительность к кратковременному интенсивному освещению всегда изменяется в том же направлении, что и чувствительность к частицам, так как в последнем случае речь идёт только об относительной неэффективности кратковременного освещения.

между светочувствительностью и чувствительностью к частицам может служить дополнительным указанием на важную роль F -центров в процессе образования скрытого изображения. Тождественность поведения электронов, освобождённых светом с F -центров и частицей с ионов галоида, на всех последующих этапах образования скрытого изображения несомненна; в качестве аналогии напомним, что электроны, освобождённые светом различных длин волн (как в области собственной чувствительности, так и в области сенсibilизации), тоже ведут себя в дальнейшем вполне одинаково²⁷. Это позволяет вести изложение последующего материала (не всегда достаточно исследовательного в части, касающейся частиц) на основе данных, установленных для света.

Вопрос, который необходимо теперь рассмотреть, касается распределения атомов серебра между отдельными центрами скрытого изображения. Поскольку время прохождения частицы через кристалл на много порядков меньше длительности ионного процесса, то при прохождении частицы на каждом возможном центре закрепления — будь то центр чувствительности или любая иная ловушка — может сесть только один электрон, так как все последующие электроны будут им отталкиваться. По прошествии времени нейтрализации (10^{-5} сек. для AgBr) в кристалле может появиться столько центров скрытого изображения (состоящих из одного атома каждый), сколько было освобождено электронов при прохождении частицы. Впрочем, часть электронов может рекомбинировать⁷ с атомами брома, образуя вновь ионы, или с анионными дырками, образуя F -центры. Во всяком случае, все возникшие вследствие прохождения частицы центры должны были бы состоять из одного атома и не могли бы сообщить проявляемость кристаллу. Следовательно, впоследствии должны произойти какие-то дополнительные процессы перегруппировки скрытого изображения, в результате которых одни центры дополняются за счёт других и достигнут размеров, необходимых для проявления кристалла. Такие процессы для случая действия кратковременного интенсивного освещения действительно обнаружены²⁰; они оказались тождественными с процессом релаксации фотопроводимости²⁸ и имеют длительность порядка 10^{-4} сек. Можно полагать, что в случае действия частиц имеет место аналогичное явление. При перегруппировке в полной мере сказывается особое значение центров чувствительности среди прочих ловушек, имеющих в кристалле; именно на этих центрах происходит в первую очередь сосредоточение фотолитически образуемого серебра, тогда как другие ловушки, за исключением, быть может, наиболее глубоких, склонны освобождаться от атомов серебра. Тем самым объясняется малая чувствительность кристаллов, в которых в процессе изготовления эмульсии такие центры чувствительности не создавались.

Описанная перегруппировка скрытого изображения должна привести к образованию хотя бы одного центра достаточной величины (8—10 атомов в наилучшем случае), и тогда проявление кристалла станет возможным. Но можно представить себе случай, когда вследствие малой чувствительности кристаллов, т. е. недостаточной эффективности имеющихся в них центров чувствительности, перегруппировка не приведёт к появлению центров, обуславливающих начало проявления, несмотря на достаточное число освобождённых в кристалле фотоэлектронов. В то же время наряду с атомарными центрами будет наблюдаться образование устойчивых групп, состоящих из нескольких атомов — аналогов того, что было обнаружено в случае действия кратковременного интенсивного освещения и получило название субцентров²⁹. Число атомов в субцентрах, по некоторым данным^{8,9}, равно всего двум, т. е. любой центр крупнее атомарного должен быть термически устойчив.

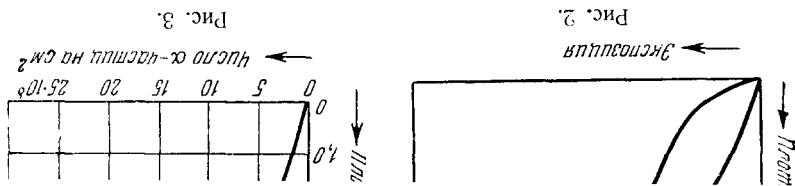
Вероятность образования посредством перегруппировки центра, состоящего из некоторого заданного числа атомов, должна определяться двумя факторами: во-первых, числом созданных в кристалле одноатомных центров, которое в свою очередь зависит от числа освобождённых электронов, т. е. в конечном счёте от ионизирующей способности частицы, и, во-вторых, способностью центров чувствительности, имеющихся в кристаллах, к концентрированию скрытого изображения на основе изложенного выше механизма перегруппировки, т. е. свойствами фотографического слоя. Действие второго фактора легче всего проследить с помощью так называемого метода двойных экспозиций³⁰, и мы будем иметь случай говорить об этом подробно в разделе 5. Что же касается первого фактора, то мы ограничимся рассмотрением следующего неоспоримого, на наш взгляд, доказательства связи между ионизирующей способностью частицы и размерами создаваемых ею центров.

Можно ожидать, что образование крупных центров более вероятно при действии частицы высокой ионизирующей способности, нежели низкой; субцентры, наоборот, должны иметь большее значение при действии частиц, слабо ионизирующих. Наличие субцентров может быть легко установлено³⁰ по крайнему случаю кристалла, который не проявится, т. е. не даст заметной картины. Такой результат означает, что каждая частица оставляет за собой

$$\frac{dN}{dD} = c D^m e^{-cN}, \quad \frac{dN}{dD} \Big|_{N=0} = c D^m.$$

чаще координат:

формулы (6) наклонной кривой рис. 3 должен быть максимум, тем более, что и из таковой² с кривой II на рис. 2 очевидно, тем более, что и из нами. Совпадение кривой рис. 3 (как вычисленной, так и экспериментальной) с числом кристаллов, заданных частями, связанная с константа, c — константа,



ствии α -частиц, обладающих высокой ионизирующей способностью ($\sim 10^4$ пар ионов на кристалл), зависимость плотности почернения от экспозиции описывается формулой Киношита³¹

$$D = D_m(1 - e^{-cN}), \quad (6)$$

где N — число α -частиц на 1 см^2 слоя, D_m — константа, характеризующая максимальное значение D , достигаемое на данном слое,

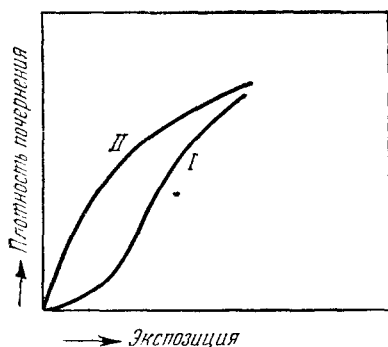


Рис. 2.

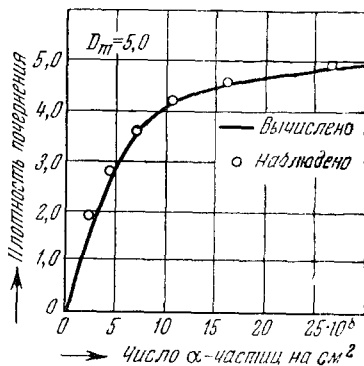


Рис. 3.

и c — константа, связанная с числом кристаллов, задетых частицами. Совпадение кривой рис. 3 (как вычисленной, так и экспериментальной²) с кривой II на рис. 2 очевидно, тем более, что и из формулы (6) наклон кривой рис. 3 должен быть максимален в начале координат:

$$\frac{dD}{dN} = cD_m e^{-cN}, \quad \left. \frac{dD}{dN} \right|_{N=0} = cD_m.$$

Такой результат означает, что каждая α -частица делает задетый ею кристалл проявляемым (это подтверждено и прямым экспериментом⁶⁶), так как образует в нём центры, а не субцентры. В случае действия протонов³² плотность почернения уже не описывается простой экспоненциальной функцией, и вид соответствующей кривой при изображении её в тех же координатах, что и на рис. 2, сходен с кривой типа I. Ещё более заметна эта особенность начального участка на кривых, полученных для электронов³³, если опять-таки перевести их в координаты $D = f(I)$, где I — интенсивность. В последнем случае речь идёт об электронах с энергиями 100 кэВ и более, освобождающих в каждом кристалле менее сотни вторичных электронов (против 10^4 электронов, освобождаемых α -частицей) и дающих вероятность проявления значительно ниже единицы⁶⁷.

Таким образом, форма начального участка кривых, выражающих плотность почернения как функцию экспозиции, определённо указывает на то, что образование субцентров более вероятно при действии слабо ионизирующих частиц и что частицы с высокой ионизирующей способностью делают проявляемыми все задетые ими кристаллы, хотя первоначально создаваемые ими центры скрытого изображения состоят из одного атома, как это и должно быть для любой ионизирующей частицы. Связь между ионизирующей способностью частицы и образованием субцентров можно проследить также путём изучения кинетики проявления. Данные, приводимые в разделе 5, позволяют полностью подтвердить только что сделанные выводы.

В самое последнее время появились первые данные о результатах электронномикроскопического исследования дисперсности и топографии скрытого изображения, образованного α -частицами с энергией $5,3 \text{ Мэв}$, рентгеновских лучей с энергиями от 30 до 65 кэв и света оптимальной или весьма малой интенсивности³⁷. Эти данные показывают, что дисперсность скрытого изображения больше всего в случае действия α -частиц и меньше всего в случае действия света; рентгеновские лучи занимают в этом отношении промежуточное положение. Таким образом, непосредственно показан рост дисперсности скрытого изображения по мере уменьшения ионизирующей способности излучения.

Центры скрытого изображения могут различаться не только величиной, но и расположением по отношению к поверхности кристалла. Реакция проявления кристалла начинается всегда на его поверхности, а если в состав проявителя не входят в достаточном количестве растворители галогидного серебра (например, сульфит натрия), то реакция полностью ограничивается поверхностным слоем кристалла. Поэтому образование крупных центров скрытого изображения эффективно с точки зрения проявляемости кристалла только в том случае, если оно происходит на поверхности кристалла, так как в противном случае кристалл не будет проявляться, несмотря на наличие в нём соответствующих центров. Даже при работе с проявителями, растворяющими AgHal , эффективность проявления кристаллов, содержащих только глубинные центры, снижается вследствие задержки в начальной стадии реакции проявления. Здесь мы снова встречаемся с особым значением центров чувствительности, поскольку они создаются именно на поверхности кристаллов после того, как стадия изготовления эмульсии, связанная с ростом кристаллов, прекращается. Эти центры не только служат глубокими ловушками, способными в наибольшей степени удерживать электроны, закрепившиеся в них (непосредственно или в результате перегруппировки), но и топографически расположены наивыгоднейшим образом.

В условиях весьма кратковременного действия излучения на кристалл, будь то свет высокой интенсивности или частица, в кри-

сталлах создаётся высокая мгновенная концентрация фотоэлектронов, вследствие чего местами закрепления становятся всевозможные нарушения как на поверхности, так и в глубине кристалла. Глубинные ловушки могут оттягивать на себя часть электронов, причём в тем большей мере, чем выше концентрация электронов. Для случая действия света высокой интенсивности прямым экспериментом было показано³⁴, что в общем количестве фотолитического серебра существенная доля приходится на скрытое изображение, образованное внутри кристаллов. Впрочем, в последнее время однозначность этого эксперимента ставится под сомнение³⁵. В случае действия α -частиц также имеются экспериментальные доказательства того, что внутреннее скрытое изображение составляет основную массу всего скрытого изображения³⁶, хотя и эти результаты не свободны от возражений. Необходимо учесть, кроме того, что концентрация фотоэлектронов в кристалле, возникающая при прохождении α -частиц с энергией 5,3 Мэв (таковы были условия опыта³⁶), значительно превосходит концентрации, создаваемые в большинстве случаев частицами, и тем самым создаются особо благоприятные условия для возникновения скрытого изображения внутри кристалла. Тем не менее не приходится сомневаться в том, что в известной мере внутреннее скрытое изображение действительно возникает при любом прохождении частицы через кристалл. В пользу этого говорит также тот факт, что освобождение электронов происходит по всему пути частицы в кристалле, включая и его глубинную часть, и хотя электроны имеют возможность эстафетным путём выйти на поверхность из любой точки в глубине кристалла (по косвенным данным³⁷ из всех точек, отстоящих менее чем на 0,2 μ от поверхности; напомним, что диаметр кристалла равен 0,3 μ), вероятность их улавливания внутренними нарушениями велика. С этой точки зрения большой интерес представляли уже упоминавшиеся электронно-микроскопические наблюдения³⁷ скрытого изображения, создаваемого частицами и светом; однако они выявили главным образом различия в дисперсности, добавив в пользу существования глубинного скрытого изображения лишь некоторые, большей частью косвенные, данные.

Необходимо подчеркнуть разницу между дисперсностью скрытого изображения, с одной стороны, и эффективностью использования фотоэлектронов, с другой стороны. Лучше всего это можно пояснить на примере. Релятивистская однозарядная частица создаёт 26 фотоэлектронов на кристалл. Если пренебречь рекомбинацией, все эти электроны будут нейтрализованы; получится 26 атомов серебра, из которых затем должен образоваться хотя бы один центр, состоящий минимум из 8 атомов. Таким образом, к. п. д. (если так можно выразиться) составляет в данном случае $\frac{8}{26} \approx 30\%$.

В то же время α -частица создаёт около 10^4 фотоэлектронов, из

которых опять-таки должен образоваться центр не менее, чем из 8 атомов. На основании ряда опытов, связанных с проявлением и регрессией скрытого изображения, известно, что в этом случае в каждом кристалле есть один или несколько центров, значительно более крупных — положим, из 100 атомов; к. п. д. здесь составит всего 1%. Это, возможно, слишком грубая оценка, но, во всяком случае, к. п. д. далёк от 30%. Следовательно, хотя при действии α -частиц размеры образующихся центров значительно больше, чем при действии релятивистских частиц, и проявляемость кристаллов соответственно выше, но фотоэлектроны используются менее эффективно.

Эта картина имеет аналог и в случае действия света³⁷: свет малой интенсивности образует менее дисперсное скрытое изображение, чем свет оптимальной интенсивности, хотя эффективность использования фотоэлектронов во втором случае в десятки раз больше, чем в первом.

Таким образом, задача создания из всего металлического серебра, образованного в результате прохождения частицы, таких центров, которые обеспечивают проявляемость кристалла, т. е. групп из 8—10 атомов, решается легко лишь тогда, когда число освобождаемых электронов во много сотен или, по крайней мере, десятков раз больше, чем число эффективно используемых электронов. Если же число освобождаемых электронов невелико, как, например, при прохождении релятивистской однозарядной частицы, то вследствие относительно высокой дисперсности образуемого фотолитического серебра и его распределения по всему объёму кристалла, а не только по поверхности, задача весьма осложняется. Получение достаточной чувствительности кристаллов в этом случае особенно сильно зависит от умения создать в них высокоэффективные центры чувствительности. К сожалению, теория этого вопроса принадлежит к числу наименее исследованных разделов фотографической науки, и совокупность имеющихся здесь данных почти не вышла за пределы простого набора фактов. Именно это обстоятельство вынуждает говорить о работе «вслепую», о недостаточном знании механизма фотографического действия частиц.

Среди методов повышения чувствительности мелкозернистых эмульсий (а таковы наряду с другими все ядерные эмульсии) особое место занимает сенсibilизация солями золота, давшая отличные результаты как для света³⁸, так и для более жёстких излучений — рентгеновских и гамма-лучей и вторичных электронов²³. Хотя совершенно несомненно²⁵, что результатом такой сенсibilизации является образование центров чувствительности, обладающих весьма высокой эффективностью в качестве ловушек для электронов, нет никакого удовлетворительного объяснения химической сущности действия солей золота.

4. РАЗРУШЕНИЕ СКРЫТОГО ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Относительно высокая стабильность скрытого изображения — гораздо большая, чем у аналогичных продуктов фотохимических реакций в кристаллах других веществ — отнюдь не исключает возможности его разрушения. Причины разрушения могут быть двух родов: во-первых, химические реакции металлического серебра, вследствие которых изменяется состав центров скрытого изображения, и, во-вторых, уход электронов и ионов с центра скрытого изображения за счёт сообщаемой извне энергии; последний случай особенно интересен для нас.

Наиболее известным видом разрушения является так называемая регрессия, заключающаяся в постепенной потере проявляемости эмульсионными кристаллами по мере увеличения промежутка времени между облучением и проявлением, или, иными словами, неспособность экспонированного слоя выдерживать длительное хранение. Она известна и для света³⁹, но значительно отчётливее выражена для частиц. Сейчас считается доказанным^{40, 41}, что в основном (по некоторым данным⁴¹ на 90%) регрессия обусловлена химическими факторами и прежде всего реакцией центров скрытого изображения с влагой и с кислородом воздуха. Однако некоторая доля регрессии должна быть отнесена за счёт теплового рассасывания центров⁴². Этот процесс надо представлять себе как обратный процессу образования скрытого изображения: за счёт энергии теплового движения происходит освобождение электронов с центров скрытого изображения. Электроны переходят в полосу проводимости и в результате последующих процессов, например рекомбинации, оказываются потерянными для скрытого изображения. Вслед за электронами уходят оставшиеся на центре избыточные положительные заряды, и центры уменьшаются в размерах, переходя в субцентры или рассасываясь полностью. Вероятность рассасывания, естественно, возрастает с увеличением времени хранения слоя, а степень регрессии зависит от времени хранения t по закону¹¹ $(1 - e^{-ct})$.

Тепловое рассасывание может объяснить нам ряд закономерностей регрессии. Так, регрессия усиливается по мере уменьшения ионизирующей способности частицы; это выражается, с одной стороны, в виде зависимости регрессии от сорта и энергии частиц⁴⁰, а с другой стороны, — в виде большей регрессии начала следа по сравнению с его концом. На этом явлении основан метод различения следов частиц с не очень различной ионизирующей способностью. При достаточном сроке хранения следы тритонов, например, регрессируют много больше, чем следы α -частиц, и различение осуществляется безошибочно, тогда как до хранения следы этих частиц почти неотличимы⁶⁵. Из предыдущего раздела следует, что меньшей ионизирующей способности частицы соответствует более

высокая дисперсность скрытого изображения. Так как энергия активации, необходимая для освобождения электрона с центра скрытого изображения, растёт вместе с ростом самого центра⁹, то вероятность теплового разрушения центра скрытого изображения возрастает по мере уменьшения его размеров. Отсюда легко перейти и к температурной зависимости регрессии. Если обозначить энергию активации через U , то вероятность освобождения должна ха-

рактеризоваться¹¹, как обычно, $e^{-\frac{U}{kT}}$. Именно таковой оказалась температурная зависимость регрессии, установленная экспериментально⁴³; это является косвенным аргументом в пользу изложенного здесь механизма рассасывания скрытого изображения, а значит, и обратного ему механизма образования скрытого изображения.

Тепловое рассасывание может наблюдаться не только для сформировавшихся центров или субцентров, но и для отдельных атомов серебра, образованных при фотолизе. Для случая действия света такое явление хорошо известно и служит причиной несоблюдения закона взаимозаменяемости при длительном и слабом освещении²⁰. Для случая действия частиц это явление непосредственно не обнаружено, но, по мнению Ковнер⁴⁴, оно проявляет себя косвенно следующим образом. При проверке выполнения закона взаимозаменяемости для фотографических слоёв, облучаемых электронами с энергией 30—80 кэв в электронном микроскопе, оказалось, что одна и та же экспозиция, сообщённая слою при различных длительностях облучения, даёт одинаковое фотографическое действие в том случае, когда временной интервал между попаданиями в кристалл двух последовательных электронов много меньше 1 сек. При интервале порядка секунды и более фотографическое действие значительно уменьшается, и это указывает на существование в кристалле некоторого явления, препятствующего образованию скрытого изображения и имеющего длительность порядка секунды; исходя из данных, имеющих для случая действия света²⁰, этим требованиям удовлетворяет процесс теплового рассасывания атомарных центров. Однако при действии света рассасывание атомарных центров характерно для малых освещённостей, весьма несходных по своему действию с частицами, в особенности столь слабо ионизирующими, как электроны. При высоких же освещённостях, действие которых сходно с облучением электронами²³, атомарные центры подвергаются перегруппировке (см. раздел 3), имеющей длительность $\sim 10^{-4}$ сек., прежде чем произойдёт рассасывание. Правда, сама перегруппировка тоже связана с тепловым рассасыванием (поскольку она активируется за счёт теплового движения), но несколько иным образом. Объяснить расхождение между данными Ковнер и изложенной здесь точкой зрения пока не представляется возможным.

Описанный механизм рассасывания справедлив также для разрушения скрытого изображения посредством дополнительного воздей-

ствия длинноволновым светом такого спектрального состава, что он не может сам образовывать скрытое изображение, но поглощается уже имеющимся скрытым изображением. Поглощение кванта света освобождает электрон с центра или субцентра, после чего уходит и избыточный положительный заряд. Это явление, носящее название эффекта Гершеля, было недавно использовано⁴⁵ как средство для удаления фона, создаваемого в фотопластинках γ -излучением, без одновременного уничтожения следов α -частиц. Эффекту Гершеля, как и тепловому рассасыванию, наиболее подвержены центры наименьшей величины; для действия света это было показано непосредственным экспериментом³⁰. Поэтому для скрытого изображения, созданного γ -лучами, разрушающее действие дополнительной неактивной засветки гораздо больше, чем для скрытого изображения, созданного частицами значительной ионизирующей способности, в частности α -частицами. По отношению к следам частиц с малой и минимальной ионизирующей способностью описанный способ удаления фона вряд ли имеет какую-либо ценность, так как число электронов, освобождаемых γ -квантом в одном кристалле²³, оказывается одного порядка с числом электронов, освобождаемых такой частицей; следовательно, эффект Гершеля должен быть более или менее одинаков для фона и для следов.

Рассмотрение химического разрушения скрытого изображения не входит в нашу задачу, хотя способы, основанные на этом принципе (обработка хромовой кислотой⁴⁶, обработка парами воды⁴³), широко применяются в ядерной физике для удаления нежелательных следов. Необходимо лишь отметить, что все эти способы связаны с разрушением поверхностного скрытого изображения, и дальнейшая судьба кристалла — проявление или не проявление — зависит от количества и состояния внутреннего скрытого изображения, а это в свою очередь определяется ионизирующей способностью частицы. Без допущения существования поверхностного и глубинного скрытого изображения объяснить избирательное действие химических агентов по отношению к следам различных частиц нельзя; поэтому названные способы служат ещё одним доказательством высокой степени дисперсности скрытого изображения, образованного частицами, и склонности его к распределению по всему объёму кристалла.

5. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ПРОЯВЛЕНИЯ, ТЕМПЕРАТУРЫ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЗАСВЕТКИ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО СЛОЯ

Все факторы, перечисленные в заголовке, объединены вместе по той причине, что действие каждого из них непосредственно связано с механизмом образования скрытого изображения, в частности с образованием субцентров под действием частиц. Их рассмотрение позволит нам подтвердить и дополнить ранее изложенные данные.

Механизм процесса проявления в настоящее время может быть изложен на основе тех же представлений, что и механизм образования скрытого изображения. Согласно точке зрения Гэрни и Мотта¹², развитой затем Бергом²⁹, ион проявляющего вещества отдаёт свой электрон центру скрытого изображения. С появлением заряда на центре в кристалле происходят все те явления, которые сопровождали закрепление электрона при образовании скрытого изображения. Каждый такой электрон будет, следовательно, нейтрализован одним из ионов серебра в кристалле с образованием одного атома серебра на центре; в результате многократного повторения этого процесса на центре отложится всё серебро, содержащееся в кристалле, образуя крупную металлическую частицу (чаще всего в виде нитей), доступную непосредственному наблюдению.

Изложенная здесь точка зрения соответствует следующей схеме энергетических уровней (рис. 4), заимствованной у Берга⁴⁸. Уровень, занимаемый электроном в ионе проявляющего вещества, должен быть выше, чем уровни центра скрытого изображения. В свою очередь уровни центра скрытого изображения расположены выше, чем у частицы металлического серебра, образовавшейся в результате роста центра скрытого изображения, т. е. рост частицы серебра выражается в данной схеме понижением уровней. Уровни субцентра, отдельно не показанные на рис. 4, должны занимать наивысшее положение среди уровней скрытого изображения, и глубина их по отношению к уровню проявителя столь невелика, что электрон, перешедший от проявителя к субцентру, легко может от туда уйти до начала нейтрализации, т. е. в данном случае до начала проявления. Если, однако, нейтрализация произойдёт (а некоторая вероятность этого имеется), то уровень, на который перейдёт следующий электрон, будет расположен несколько ниже, и вероятность нейтрализации возрастает. Повторение такого процесса сопровождается всё большим понижением уровней и всё большей вероятностью ней-

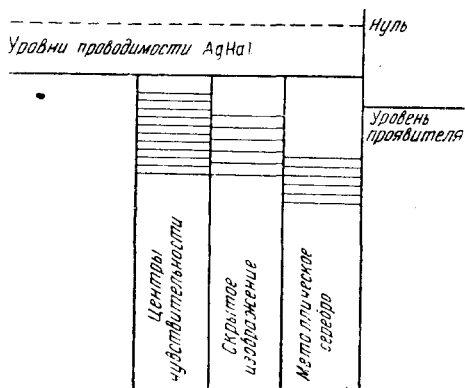


Рис. 4.

трализации электрона, — тем, что на языке химии следует назвать автокаталитическим характером реакции проявления. Разумеется, проявление центра скрытого изображения протекает таким же образом, как и субцентра, с тем различием, что уровни центра расположены ниже уровней субцентра, и вероятность нейтрализации от-

носительно велика уже для первого электрона, перешедшего от проявителя. Поэтому есть все основания считать, что различие между центрами и субцентрами не столь резкое, как это для простоты принималось в разделе 3: нельзя сказать, что субцентры совершенно не сообщают кристаллу проявляемость. Но процесс проявления, обусловленный субцентрами, чрезвычайно растягивается во времени, и если время проявления недостаточно велико, то мы констатируем отсутствие проявляемости, хотя при большей длительности мы могли бы наблюдать проявление кристаллов, имеющих только субцентры. Мейкляром было показано⁹, что между числом атомов N_0 в центре или субцентре и временем t , необходимым для проявления кристалла, содержащего такой центр, существует соотношение $\frac{1}{N_0} = \alpha t + \beta$; при очень длительном проявлении наблюдалась проявляемость кристаллов с $N_0 = 4$ (вместо 8—10).

Наряду с кристаллами, содержащими скрытое изображение, способностью к проявлению обладают и некоторые не затронутые действием света и частиц кристаллы, образующие фотографическую вуаль. Их проявление обусловлено наличием чрезмерно больших центров чувствительности, не требующих дополнения за счёт фотолитического серебра, чтобы сообщить кристаллу проявляемость. Этому случаю соответствуют наиболее глубокие уровни центра чувствительности на рис. 4, расположенные на той же глубине, что и наинизшие уровни центра скрытого изображения. Образование центров вуали в кристаллах весьма нежелательно, и рост центров чувствительности в процессе изготовления фотографической эмульсии желательно остановить в тот момент, когда им соответствуют наивысшие уровни рис. 4, лежащие выше уровней субцентров. Тогда кристалл будет способен проявляться при наличии в нём центра или даже субцентра скрытого изображения, но без экспозиции проявляться не будет. Технология изготовления эмульсии ещё не позволяет ни с достаточной точностью остановить рост центров чувствительности, ни обеспечить полную однородность кристаллов по чувствительности; поэтому появление вуали при проявлении пока неустранимо. Всё же лучшие образцы имеющихся фотографических слоёв уже сочетают высокую чувствительность с малой вуалью.

В связи со схемой рис. 4 следует упомянуть о другой схеме, предложенной Кюэром²² и получившей некоторое распространение в работах, посвящённых фотографическому действию частиц. По Кюэру, уровень электрона в проявителе занимает промежуточное положение между уровнями центра и уровнями субцентра; уровни центра вуали могут быть как выше, так и ниже уровня электрона в проявителе, но всегда ниже уровней субцентра. Тогда проявитель может отдавать свой электрон центру скрытого изображения, а возможно и центру вуали; субцентр же должен сам отдавать электроны проявляющему веществу. Это означает, что проявитель будет

восстанавливать до металлического серебра кристаллы, содержащие центры скрытого изображения, и, может быть, кристаллы вуали, но будет всегда разрушать (т. е. окислять) субцентры; следовательно, по схеме Кюзера, проявление при наличии в кристалле лишь субцентров исключается. Между тем имеются несомненные, на наш взгляд, доказательства того, что проявление скрытого изображения, диспергированного до состояния субцентров, возможно, и отличается лишь кинетикой реакции.

Гренишин⁴⁹ получил кривые кинетики проявления фотографических слоёв различной чувствительности, облучённых электронами с энергией 50 кэв (рис. 5). Ход этих кривых показывает, что проявление в тем большей мере растянуто во времени, чем меньше чувствительность слоя или эффективность группирования фотолитического серебра, т. е., иными словами, чем более вероятно образование субцентров вместо центров. Необходимо учесть, что приведённые кривые получены для сплошных почернений, при получении которых возможны многократные попадания частиц в один и тот же кристалл; при этом имеется возможность дополнения субцентров, образованных предшествующими частицами за счёт электронов, освобождённых последующими частицами. Поэтому в образовании почернения под действием потока частиц субцентры имеют несколько меньшее значение, чем в образовании следа под действием отдельной частицы. Тем не менее кривые рис. 5 определённо показывают наличие субцентров, особенно если сопоставить их с кривыми кинетики проявления скрытого изображения, созданного светом раз-

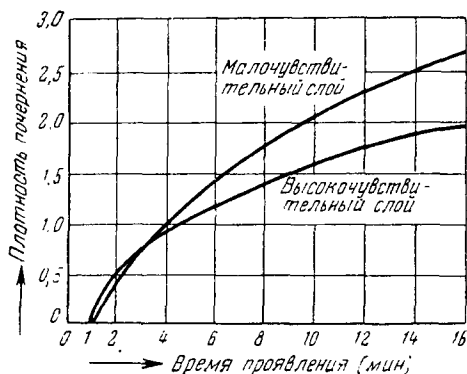


Рис. 5.

личной интенсивности. На рис. 6 приводятся такие кривые для засветки малой интенсивности и большой длительности (а) и большой интенсивности и малой длительности (б); сходство кривой а с кривой для действия электронов на высокочувствительный слой и кривой б с кривой для действия электронов на малочувствитель-

ный слой вполне очевидно. Напомним, что для света высокой интенсивности существование и преобладающее значение субцентров доказано экспериментально^{30, 50}. Смысл работы Гренишина⁴⁹ как раз и заключается в применении тех же экспериментальных методов для случая действия частиц с целью обнаружения тождества или различия в действии частиц и света, и кривые рис. 5 являются одним

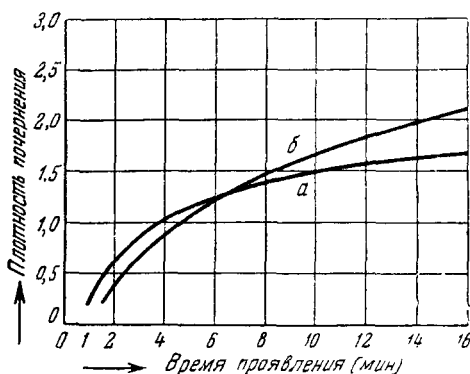


Рис. 6.

из полученных им доказательств (о других см. дальше) сходства действия обоих излучений, в частности образования субцентров под действием частиц.

Существуют и другие доказательства связи между размерами центра скрытого изображения и кинетикой реакции проявления. Так, различная проявляемость кристаллов, подвергшихся действию различных частиц, послужила основой для разработки метода различения следов⁶⁵. Тот же принцип положен в основу метода «контролируемого недопроявления»⁶², позволяющего получать достаточно проявленные следы частиц с большей ионизирующей способностью, не проявляя при этом имеющиеся в том же месте слоя следы частиц с меньшей ионизирующей способностью. Доказательством служит также хорошо известный факт⁵¹ проявления следов частиц с конца, т. е. начиная с тех кристаллов, в которых ионизирующая способность частицы была наибольшей, а созданное ею скрытое изображение — наименее диспергированным. То же явление наблюдается при проявлении частично регрессировавших следов: как известно^{51, 65}, для проявления таких следов требуется более энергичное или более длительное воздействие проявителя, соответствующее наличию в кристаллах значительно меньших центров скрытого изображения, чем непосредственно после прохождения частицы через эти кристаллы. Последнее, кстати, служит ещё одним указанием на то, что некоторая часть регрессии должна быть отнесена не за счёт химического действия окружающей среды.

Изложенные факты в какой-то мере могли бы быть объяснены растворяющим действием проявителя, в результате которого начинает играть существенную роль скрытое изображение, расположенное в глубине кристалла. Действительно, при прохождении частицы с большой понизующей способностью, когда происходит образование нескольких тысяч атомов серебра в одном кристалле, значительная его часть оседает внутри кристалла вследствие ограниченной ёмкости поверхности. Однако для частиц с малой понизующей способностью (а таковы, например, электроны, с которыми работал Гренишин) скрытое изображение может быть в значительной мере поверхностным, а для действия света это несомненно так. Кроме того, растворяющее действие обычных технических проявителей слишком невелико⁴⁸, чтобы объяснить неизменно наблюдаемое различие⁵³ в кинетике проявления скрытого изображения с заведомо различной дисперсностью, особенно в начальной стадии. Поэтому представляется более убедительным объяснение особенностей проявления скрытого изображения, образованного действием частиц, прежде всего за счёт высокой дисперсности скрытого изображения, в полном соответствии с описываемым здесь механизмом его образования, и лишь в некоторой степени за счёт топографических особенностей его распределения в кристалле; последнее также не противоречит изложенному здесь механизму.

Роль температуры в процессе образования скрытого изображения для действия света выяснена достаточно полно (см. обзор²⁰); для действия частиц имеются лишь разрозненные экспериментальные данные^{54, 55}, которые мы сейчас рассмотрим, пользуясь аналогией между действием частиц и света. Было показано⁵⁴, что в интервале температур от -78° до $+20^{\circ}\text{C}$ чувствительность целого ряда ядерных эмульсий по отношению к протонам с энергией $\sim 10\text{ Мэв}$ монотонно возрастает. По отношению к α -частицам монотонный рост чувствительности, оцениваемой по числу кристаллов в следе, наблюден в интервале температур от -185° до $+20^{\circ}\text{C}$ ^{2, 55}. Такой эффект для действия кратковременной интенсивной засветки известен уже давно^{56, 57} и объясняется замедлением ионной стадии процесса образования скрытого изображения в связи с уменьшением ионной проводимости при понижении температуры. Вследствие этого с понижением температуры увеличивается дисперсность скрытого изображения (см. раздел 3), усугубляемая ещё и тем, что перегруппировка скрытого изображения, требующая тепловой активации, также становится менее вероятной. Есть все основания считать, что наблюдаемая зависимость чувствительности к частицам от температуры имеет такое же происхождение.

В то же время при температурах выше $20-30^{\circ}\text{C}$ чувствительность слоёв к частицам проходит через максимум и при

дальнейшем увеличении температуры несколько падает. Падение чувствительности при росте температуры известно и для действия света^{56, 57}, однако лишь в случае слабого освещения большой длительности, когда существенное значение имеет тепловое рассасывание скрытого изображения (см. раздел 4). Сходством с действием света малой интенсивности должно обладать действие частиц на высокочувствительные слои⁴⁹, когда образующиеся в кристаллах центры имеют относительно большие размеры и менее подвержены рассасыванию. Бейзер¹¹ показал, что температурный ход чувствительности различных ядерных пластинок, оцениваемой по числу кристаллов в следе одной и той же частицы, в широком интервале хорошо описывается формулой

$$n = Ae^{-\frac{\epsilon_1}{kT}} \left(1 - ae^{-\frac{\epsilon_2}{kT}} \right), \quad (7)$$

где ϵ_1 — энергия активации ионной проводимости, ϵ_2 — энергия активации теплового рассасывания. Постоянные A и a зависят от чувствительности эмульсии; A , кроме того, зависит от $\frac{dE}{dx}$. Таким образом, формула (7) учитывает оба рода влияния температуры на чувствительность; следуя тому объяснению, которое давалось выше, можно ожидать, что множитель в скобках будет заметно отличаться от единицы только для высокочувствительных слоёв. К сожалению, данные о величине коэффициента a для различных слоёв отсутствуют. Во всяком случае, экспериментальные результаты^{11, 55}, относящиеся к действию температуры на кристаллы, затронутые частицами, исчерпывающе объясняются^{11, 22} с помощью той же двухстадийной схемы Гэрри — Мотта, на основе которой объяснён и температурный ход светочувствительности^{12, 57}.

Ряд интересных данных о состоянии скрытого изображения позволяет получить так называемый «метод двойных экспозиций», основанный на применении дополнительной засветки фотографического слоя. Впервые предложенный Уэббом и Ивенсом³⁸ и усовершенствованный Бэртоном и Бергом³⁰, этот метод исходит из утверждения, что суммарное действие на фотографический слой двух засветок, из которых первая — кратковременная и интенсивная, а вторая — длительная и слабая, характеризуется высокой фотографической эффективностью — во всяком случае, всегда большей, чем при обратном порядке действия тех же засветок. Первая из перечисленных засветок создаёт большое число субцентров, а вторая дополняет их до размеров центров, т. е. резко повышает проявляемость³⁰. Обратный порядок засветок не даёт того же эффекта потому, что длительная слабая засветка сама по себе создаёт малое число крупных центров, а причины, по которым она может оказаться неэффективной (тепловое разрушение в начальной стадии образования центров), второй засветкой не устраняются.

Исходя из аналогии между действием света, особенно высокой интенсивности, и действием частиц, Гренишин⁴⁹ применил метод двойных экспозиций к почернению, созданному на различных фотографических слоях пучком электронов с энергией 50 кэв. Оказалось, что действие света малой интенсивности после облучения электронами давало большее почернение, чем обратный порядок воздействия, но только на слоях малочувствительных по отношению к электронам, где, как предполагается, скрытое изображение существует в виде субцентров. На слоях с высокой чувствительностью к электронам, где скрытое изображение группируется в виде центров, результат оказался одинаковым при обоих порядках экспонирования. Действие дополнительной кратковременной и интенсивной засветки не привело к росту почернения ни на одном из слоёв независимо от их чувствительности. Оба результата вполне соответствуют только что изложенному объяснению роли дополнительной засветки.

Действие дополнительной засветки можно наблюдать и непосредственно, без сравнения прямого и обратного порядка воздействия; такая засветка, подобно проявлению, избирательна, так как действует на кристаллы, содержащие скрытое изображение, не затрагивая кристаллы без скрытого изображения. Так, почернение, создаваемое β -излучением RaE (максимальная энергия 1,17 Мэв) на пластинках NT-2a, может быть усилено в 1,5—2 раза⁵⁹ за счёт дополнительной слабой засветки, которая сама по себе создаёт на этом слое едва заметный фон ($D < 0,1$). Поскольку в данном случае регистрируемое излучение в значительной своей части является релятивистским и обладает минимальной ионизирующей способностью, а применяемые пластинки предназначены для β -излучения с энергией до 0,1 Мэв¹¹, обладающего по крайней мере вдвое большей ионизирующей способностью, то на основании предыдущего следует ожидать образования главным образом субцентров, и усиливающее действие второй засветки вполне закономерно.

Усиливающее действие дополнительной засветки зависит от её спектрального состава⁴⁹; если проводить опыты со спектрально-разложенным светом, то положение максимумов усиления оказывается таким же, как и при усилении фотографического действия кратковременного освещения⁵⁰. При переходе ко всё более длинноволновому излучению во второй экспозиции должен наступить такой момент, когда усиление сменится ослаблением вследствие появления эффекта Гершеля (см. раздел 4). При этом, однако, граница указанного явления зависит от чувствительности фотографического слоя⁶⁰, т. е. в конечном счёте от дисперсности скрытого изображения; следует в связи с этим напомнить и о селективности эффекта Гершеля по отношению к фотографическому действию различных излучений⁴⁵, о чём уже говорилось раньше.

На некоторых слоях наблюдался⁶⁰ «аномальный эффект Гершеля», представляющий собой усиление действия частиц (в данном случае — протонов) при дополнительном освещении красным светом, вместо ожидаемого ослабления. Характерно, что на тех же слоях подобная аномалия наблюдалась и по отношению к действию чрезвычайно кратковременной засветки. Слои, обладающие этой особенностью, должны состоять из кристаллов со сравнительно высокой чувствительностью к частицам и к кратковременному освещению. В таких кристаллах, как показал Мейкляр⁶¹, красный свет не столько разрушает, сколько создаёт (или дополняет) скрытое изображение, тогда как в тех же условиях в малочувствительных кристаллах этот свет способен лишь ослаблять ранее созданное скрытое изображение.

«Аномальный эффект Гершеля» примечателен ещё и тем, что он способствует уменьшению регрессии скрытого изображения, подвергнувшегося его усиливающему действию⁶⁰. Это можно объяснить уменьшением вероятности теплового рассасывания центра скрытого изображения по мере его роста. Уменьшение регрессии особенно заметно в начальном периоде хранения облучённого слоя; можно думать, что физические причины регрессии — а только они устраняются дополнительной засветкой — играют важную роль именно в начальном периоде хранения, тогда как в дальнейшем преобладающую роль играет химическая регрессия.

В заключение коснёмся ещё одного вопроса, тесно связанного с дисперсностью скрытого изображения, — несоблюдения закона взаимозаместимости для почернений, созданных действием частиц. Закон взаимозаместимости должен выполняться там, где каждая частица, прошедшая через любой кристалл, делает его проявляемым, т. е. создаёт в нём центры скрытого изображения. Если же частица создаёт в кристаллах (хотя бы и не во всех) субцентры, то кристаллы перестают быть физически тождественными и появляются предпосылки для нарушения взаимозаместимости. К тому же надо учесть существование в кристаллах процессов роста и разрушения скрытого изображения после окончания действия частицы (см. разделы 3 и 4), длительность которых соизмерима со временем между прохождением двух частиц через один и тот же кристалл. Весьма распространённое ранее мнение о безусловном выполнении закона взаимозаместимости для любых частиц объясняется сравнительно малыми энергиями частиц, с которыми ставились опыты, подтверждавшие это мнение. Чаще всего использовались альфа- (реже бета-) частицы естественного происхождения, а пределы изменения интенсивности пучка были невелики. По мере расширения пределов эксперимента отклонения от закона взаимозаместимости были установлены для электронов^{44, 62} и протонов³², т. е. частиц с относительно малой ионизирующей способностью, создающих наиболее диспергированное скрытое изображение; нарушения этого

закона при действии α -частиц, создающих в среднем более крупные центры, известны² только для весьма малочувствительных слоёв, где кристаллы не имеют эффективных центров чувствительности. Здесь мы находим ещё одно доказательство связи между характером частицы и состоянием образуемого ею фотолитического серебра; эта связь, напомним, непосредственно вытекает из описанного выше механизма образования скрытого изображения под действием частиц.

Если экспозиция имеет большую длительность, а излучение характеризуется малой ионизирующей способностью (например, в случае β -радиографии), то отклонения от закона взаимозаместимости, как было показано³³, могут быть частично отнесены за счёт регрессии во время облучения, что опять-таки находится в прямой связи с высокой дисперсностью скрытого изображения, создаваемого в этих условиях.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во всём изложенном материале столько раз отмечалось сходство фотографического действия частиц с фотографическим действием света, что возникает естественный вопрос: существует ли вообще разница между действием обоих видов излучения?

Мы видели, что поглощение энергии, переносимой любым из этих излучений, вызывает в эмульсионных кристаллах одни и те же процессы, протекающие в той же самой последовательности, но в то же время само поглощение энергии протекает для частиц и для света по-разному. Для окончательного ответа полезно ещё раз вспомнить все установленные нами различия.

Прежде всего, центрами поглощения энергии при действии света являются в основном F -центры, тогда как при действии частиц энергия поглощается в подавляющем большинстве ионами галоида в решётке. Это различие имеет существенное значение для выбора способов повышения чувствительности кристаллов, но не оказывает влияния на процессы, сопровождающие акт поглощения энергии, начиная с самого первого из них — перехода свободного электрона в полосу проводимости.

Затем энергия частицы поглощается вдоль узкого «канала» в кристалле, соответствующего пути частицы в нём; этот «канал» пересекает поверхность кристалла в местах входа и выхода частицы, а в остальной, большей своей части расположен в глубине кристалла, где и происходит поглощение основной части энергии. Световая же энергия поглощается равномерно по всему объёму кристалла или — вследствие резкого возрастания коэффициента поглощения по мере перехода ко всё более коротким длинам волн — равномерно в поверхностном и подповерхностном слое кристалла. Следствием такого различия может явиться неодн-

наковая топография скрытого изображения в отдельном кристалле и, в частности, преобладание глубинного изображения при действии частиц и поверхностного изображения при действии света.

Далее, время, в течение которого частица находится в кристалле, составляет около 10^{-13} сек., что на 6—7 порядков меньше наиболее кратковременных засветок, встречающихся в фотографии. Поэтому мгновенная концентрация фотоэлектронов, освобождаемых в кристалле за счёт поглощённой энергии, в случае действия частиц может быть чрезвычайно велика по сравнению с таковой в случае действия света. Это способствует образованию высокодисперсного скрытого изображения, в среднем более дисперсного, чем для света, хотя процессы перегруппировки, роста и рассасывания скрытого изображения после окончания облучения в незначительной мере способствуют сглаживанию различий в дисперсности скрытого изображения, создаваемого частицами и светом.

Наконец, при поглощении кванта света, даже, из ультрафиолетовой области поглощённая энергия достаточна лишь для освобождения валентного электрона и перевода его в полосу проводимости. Энергия, теряемая частицей в кристалле, по крайней мере на 2—3 порядка больше, и наряду с освобождением валентных электронов может иметь место освобождение электронов из более глубоких оболочек — K , L и т. д.; впрочем, поведение таких электронов в дальнейшем может ничем не отличаться от поведения фотоэлектронов. Наряду с этим большие порции энергии частиц могут сообщаться отдельным электронам в виде кинетической энергии, и такие электроны приобретают способность к прохождению расстояний, больших по сравнению с поперечником кристалла. Так возникают вторичные электроны, дающие самостоятельные следы и получившие в последнее время название δ -электронов. Число таких вторичных частиц, играющее существенную роль при идентификации ядер, особенно в космическом излучении, определяется отношением $\frac{z^2}{v^2}$ для первичной частицы; если заряд

первичной частицы $z \leq 2$, как это и было в рассмотренных нами явлениях, а скорости не слишком малы, то вторичные частицы практически не возникают вовсе. К тому же вторичные электроны при образовании своих следов действуют на кристаллы так же, как любой первичный электрон той же энергии, следовательно, по изложенному выше механизму. Таким образом, возможность единовременного поглощения в акте ионизации большой (по сравнению со световым квантом) энергии не влечёт за собой появления каких-либо существенно новых явлений.

Все перечисленные различия в фотографическом действии света и частиц оказалось возможным объяснить, не прибегая к допущению о существовании каких-либо принципиально новых процессов,

которые заставляли бы говорить об особом механизме образования скрытого изображения, свойственном только действию частиц. Под действием света соответствующим подбором фотографического слоя и условий освещения также можно добиться получения высокодисперсного, в значительной части атомарного скрытого изображения и притом по преимуществу в глубине кристалла. Многие эффекты, якобы связанные со спецификой действия частиц, на самом деле являются прямым следствием двухстадийного механизма Гэрни — Мотта в условиях чрезвычайно коротковременной экспозиции, неосуществимой для света, и освобождения значительно большего числа электронов на кристалл, чем при действии света. Всё это представляет собой различия количественного, а не качественного характера. Поэтому на поставленный в начале этого раздела вопрос следует ответить, что механизм фотографического действия света и частиц одинаков, а результаты действия совпадают в той мере, в какой можно считать одинаковыми условия экспонирования.

Не лишним будет указать, что к особенностям действия частиц — особенно когда речь идёт о проявлении — часто относят такие явления, которые связаны на самом деле с особенностями применяемых слоёв, а именно, с высокой концентрацией галоидного серебра и большой толщиной эмульсионного слоя. Поскольку эти особенности не касаются механизма образования или даже механизма проявления скрытого изображения, мы их здесь не рассматриваем.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Мейкляр, УФН **38**, 43 (1949).
2. W. Meidinger, Fortschritte der Photographie, Lpz., 1944, т. 3, стр. 245.
3. Дж. Х. Уэбб, УФН **38**, 77 (1949).
4. А. П. Жданов, J. de phys. et radium **6**, 233 (1935).
5. A. Hofstadter, J. Milton and S. Ridgeway, Phys. Rev. **72**, 977 (1947).
6. P. J. van Heerden, Dissertation, Utrecht, 1945 г.
7. См. П. Демерс, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 77 и след.
8. J. H. Webb, JOSA **40**, 3 (1950).
9. П. В. Мейкляр, ЖЭТФ **23**, 217 (1952).
10. Х. Херлин, сб. «Радиография», ИЛ, 1952 г., стр. 24 и след.
11. A. Beiser, Rev. Mod. Phys. **24**, 273 (1952). (Перевод см. в этом выпуске.)
12. R. W. Gurney and N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. **164A**, 151 (1938). Н. Мотт и Р. Гэрни, Электронные процессы в ионных кристаллах, ИЛ, 1950 г., гл. VII.
13. П. Д. Данков, ЖФХ **23**, 1025 (1949).
14. П. В. Мейкляр, Усп. научн. фот. **1**, 149 (1951).
15. П. В. Мейкляр, ДАН **77**, 391 (1951).
16. J. M. Hedges and J. W. Mitchell, Phil. Mag. **44**, 357 (1953).

17. К. В. Чибисов, А. А. Титов и А. А. Михайлова, ДАН **54**, 713 (1947).
18. C. Tübandt, Handb. Exper. Physik **12**, 1 (1932).
19. Сборн. «Физические основы фотогр. чувствительности», ИЛ, 1953 г., разд. I.
20. А. Л. Картужанский, УФН **51**, 161 (1953).
21. А. Л. Картужанский и П. В. Мейкляр, ЖЭТФ **21**, 532 (1951).
22. П. Кюэр, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 7—33.
23. А. Л. Картужанский, ЖЭТФ **22**, 768 (1952).
24. К. Миз, Теория фотографического процесса, М.—Л., 1949 г., стр. 227.
25. Х. Херлин и Ф. Мюллер, сб. «Радиография», ИЛ, 1952 г., стр. 61—72.
26. S. Fujisawa et E. Mizuki, Sci. ind. phot. **23**, 179 (1952).
27. M. Biltz and J. H. Webb, JOSA **38**, 561 (1948).
28. П. В. Мейкляр, ЖЭТФ **21**, 42 (1951).
29. W. F. Berg, Trans. Farad. Soc. **39**, 115 (1943).
30. P. C. Burton and W. F. Berg, Phot. J. **86B**, 2 (1946).
31. S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. **83A**, 432 (1910).
32. P. Brix und H. G. Dehmelt, Zeits. f. Physik **126**, 35 (1949).
33. R. C. Ray and G. W. W. Stevens, Brit. J. Radiol., **26**, 362 (1953).
34. W. F. Berg, A. Marriage and G. W. W. Stevens, Phot. J. **81**, 413 (1941).
35. П. Кюэр, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 33—50.
36. Л. Винанд, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 106—108.
37. F. A. Hamm and J. J. Comer, J. Appl. Phys., **24**, 1495 (1953); H. Hoerlin and F. A. Hamm, J. Appl. Phys., **24**, 1514 (1953).
38. R. Koslowsky, Zeits. wiss. Phot. **46**, 65 (1951).
39. А. Ото, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 50—54.
40. Ж. Альбуи и Г. Фарагги, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 124—132.
41. К. Мазер, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 140—143.
42. А. Бейзер, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 132—133.
43. Г. Фарагги, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 143—145. Г. Фарагги и Ж. Альбуи, сб. «Фотогр. регистрация ионизующих излучений», ИЛ, 1953 г., стр. 223—231.
44. И. А. Ковнер, ЖЭТФ **20**, 401 (1950).
45. A. M. Goldstein and C. H. Sherman, Rev. Sci. Instr. **23**, 267 (1952).
46. Н. А. Перфилов, Journ. of Phys. USSR **10**, 1 (1946).
47. E. Pickup, Canad. J. Phys. **31**, 898 (1953).
48. В. Ф. Берг, сб. «Химия фотографических процессов», ИЛ, 1951 г., стр. 122—123.
49. С. Г. Гренишин, ЖТФ **22**, 33 (1952).
50. П. В. Мейкляр, ДАН **69**, 23 (1949).
51. Г. Игода, сб. «Радиография», ИЛ, 1952 г., стр. 97—292.
52. Г. Стивенс, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 115—117.
53. P. de Vaucouleux et R. Viollet, Sci. ind. phot. **18**, 97 (1947).
54. Э. Доллмэн, сб. «Фотогр. метод в ядерной физике», ИЛ, 1952 г., стр. 120—123.
55. T. R. Wilkins and R. N. Wolfe, JOSA **23**, 324 (1933).
56. J. H. Webb, JOSA **25**, 4 (1935).
57. А. Л. Картужанский и П. В. Мейкляр, ЖЭТФ **21**, 693 (1951).

58. J. H. Webb and C. H. Evans, JOSA **28**, 431 (1938).
 59. K. Zuber, Nature **170**, 669 (1952).
 60. E. Schopper, S. Magun und W. Braun, Zeits. Naturforsch. **6a**, 338 (1951).
 61. П. В. Мейкляр, ЖФХ **19**, 441 (1945).
 62. B. von Borries und M. Knoll, Phys. Zeits. **35**, 279 (1934).
 63. R. W. Berriman, Phot. J. **89A**, 121 (1949).
 64. W. L. Whitmore and J. C. Street, Phys. Rev. **76**, 1786 (1949).
 65. С. Дилворс, Г. Оккиалини и Л. Вермезен, сб. «Фотогр. регистрация ионизирующих излучений», ИЛ, 1953 г., стр. 128—129.
 66. J. H. Webb, JOSA **33**, 312 (1948).
 67. Д. Окрент и А. Соломон, сб. «Фотогр. регистрация ионизирующих излучений», ИЛ, 1953 г., стр. 48—65.
-